



**HAL**  
open science

# Production de fragments dans les collisions nucléaires autour de l'énergie de Fermi

O. Lopez

► **To cite this version:**

O. Lopez. Production de fragments dans les collisions nucléaires autour de l'énergie de Fermi. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2014. tel-01091352

**HAL Id: tel-01091352**

**<https://theses.hal.science/tel-01091352v1>**

Submitted on 12 Dec 2014

**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.

# **Habilitation à Diriger des Recherches**

**Université de Caen Basse-Normandie**

**Soutenue au LPC Caen le 28 Novembre 2014**

## **Production de fragments dans les collisions nucléaires autour de l'énergie de Fermi**

**Membres du jury :**

**M. Jose BENLLIURE (Univ. de Santiago de Compostella, Espagne)**

**M. Abdelouahad CHBIHI (GANIL, Caen, France)**

**M. Pierre DESESQUELLES (CSNSM Orsay, France)**

**M. Dominique DURAND, rapporteur (LPC Caen, France)**

**M. Philippe EUDES, rapporteur (SUBATECH Nantes, France)**

**Mme Marie-France RIVET, rapporteur (IPN Orsay, France)**

**par Olivier LOPEZ**

**(lopezo@in2p3.fr)**

**Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen  
(ENSICAEN - Université de Caen Basse-Normandie - CNRS/IN2P3)**

**4 décembre 2014**



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
1.1	Dynamique et Thermodynamique nucléaire . . . . .	9
1.2	Bâtir une théorie nucléaire à partir de <i>QCD</i> . . . . .	10
1.3	Vers une approche unifiée de type champ moyen . . . . .	11
<b>2</b>	<b>L'équation d'état de la matière nucléaire</b>	<b>13</b>
2.1	L'interaction nucléaire . . . . .	13
2.2	Equation d'état de la matière nucléaire . . . . .	14
2.3	L'énergie de symétrie nucléaire . . . . .	15
2.3.1	Définition . . . . .	15
2.3.2	Dépendance en densité . . . . .	16
2.3.3	Autour de l'énergie de Fermi . . . . .	21
<b>3</b>	<b>La multifragmentation</b>	<b>25</b>
3.1	La multifragmentation par la théorie (statistique) . . . . .	25
3.1.1	De la dynamique à l'équilibre . . . . .	25
3.1.2	L'hypothèse de l'équilibre statistique . . . . .	26
3.1.3	Phénomènes critiques . . . . .	26
3.1.4	Courbes caloriques et back-bending . . . . .	28
3.2	La multifragmentation par l'expérience . . . . .	31
3.2.1	Caractéristiques des fragments . . . . .	31
3.2.2	Seuil de la multifragmentation . . . . .	33
3.2.3	Temps d'émission . . . . .	33
3.2.4	Chronométrie de l'émission . . . . .	35
3.2.5	Production simultanée de fragments . . . . .	37
3.2.6	Énergie radiale . . . . .	37
3.2.7	Notion de freeze-out . . . . .	39
3.3	Approches dynamiques de la multifragmentation . . . . .	40
3.3.1	Modèles microscopiques . . . . .	40
3.3.2	<i>HIPSE</i> : un modèle hybride . . . . .	40
3.4	Conclusion . . . . .	45
<b>4</b>	<b>Seuil de la multifragmentation</b>	<b>47</b>
4.1	Protocole de comparaison : le Backtracing . . . . .	48
4.2	Mécanisme de production de fragments . . . . .	49
4.2.1	Modèle binaire séquentiel : <i>GEMINI</i> . . . . .	49
4.2.2	Modèle de multifragmentation : <i>SMM</i> . . . . .	50
4.3	Conclusion . . . . .	50
<b>5</b>	<b>Etude de l'influence de la voie d'entrée sur la multifragmentation</b>	<b>53</b>
5.1	Analyse des données . . . . .	53
5.1.1	Variables globales . . . . .	53
5.1.2	Analyses multidimensionnelles . . . . .	54
5.2	Analyse de la multifragmentation . . . . .	56
5.2.1	Événements "centraux" . . . . .	58
5.2.2	Comparaison avec un modèle statistique de multifragmentation . . . . .	59
5.3	Conclusion . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Bimodalités dans les noyaux</b>	<b>65</b>
6.1	Signaux de transitions de phase . . . . .	66

6.2	La bimodalité . . . . .	66
6.2.1	La bimodalité dans les données expérimentales . . . . .	67
6.2.2	Interprétation alternative de la bimodalité . . . . .	67
6.3	Conclusion . . . . .	71
<b>7</b>	<b>Étude de la zone spinodale</b>	<b>75</b>
7.1	Corrélation en charge . . . . .	75
7.2	Avoir un bon fond . . . . .	77
7.3	Conclusion . . . . .	78
<b>8</b>	<b>Le degré de liberté en isospin</b>	<b>81</b>
8.1	Modèle de gaz sur réseau . . . . .	81
8.1.1	Une nouvelle transition . . . . .	81
8.1.2	Fonctionnelle en densité . . . . .	83
8.2	Dépendance en densité et isoscaling . . . . .	84
8.2.1	Définition . . . . .	84
8.2.2	Paramétrisations théoriques de l'isoscaling . . . . .	85
8.2.3	Isoscaling du plus gros fragment . . . . .	86
8.3	Conclusion . . . . .	86
<b>9</b>	<b>Propriétés de transport de la matière nucléaire</b>	<b>87</b>
9.1	Données <i>INDRA</i> . . . . .	87
9.1.1	Sélection des collisions dissipatives . . . . .	87
9.1.2	Fonction d'excitation du rapport d'isotropie . . . . .	89
9.1.3	Comparaison avec <i>IQMD</i> . . . . .	90
9.1.4	Influence du degré de liberté en isospin . . . . .	91
9.2	Lois d'échelle pour la dissipation en énergie . . . . .	92
9.2.1	Pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire . . . . .	92
9.2.2	<i>Stopping</i> pour les protons . . . . .	94
9.2.3	Collisions nucléon-nucléon . . . . .	95
9.3	Propriétés des nucléons dans le milieu nucléaire . . . . .	98
9.3.1	Libre parcours moyen . . . . .	98
9.3.2	Section efficace nucléon-nucléon dans le milieu . . . . .	99
9.3.3	Facteur de <i>quenching</i> nucléaire . . . . .	100
9.3.4	Section efficace nucléon-nucléon dans le milieu . . . . .	101
9.4	Conclusion . . . . .	103
<b>10</b>	<b>Le <i>backtracing</i></b>	<b>105</b>
10.1	Technique du <i>backtracing</i> . . . . .	105
10.1.1	Choix des distributions de test . . . . .	105
10.1.2	Test statistique . . . . .	106
10.1.3	Récurtivité pondérée . . . . .	107
10.1.4	Liens avec l'inférence bayésienne . . . . .	107
10.2	Des premiers résultats . . . . .	108
10.2.1	Comparaison <i>inclusive</i> avec le modèle <i>HIPSE</i> . . . . .	108
10.2.2	Comparaison <i>exclusive</i> avec le modèle <i>SMM</i> . . . . .	109
10.3	Caractéristiques des fragments primaires . . . . .	110
10.3.1	<i>Freeze-out</i> en collisions centrales . . . . .	112
10.3.2	<i>Freeze-out</i> avec le modèle <i>HIPSE</i> . . . . .	113
10.3.3	Paramètre d'impact . . . . .	114
10.3.4	Espace des phases . . . . .	116
10.4	Conclusion . . . . .	118
<b>11</b>	<b>Le projet FAZIA</b>	<b>121</b>
11.1	Cahier des charges . . . . .	121
11.2	Analyse en forme du signal . . . . .	122
11.2.1	Identification en charge . . . . .	122
11.2.2	Identification isotopique . . . . .	125

11.3	Nouvelle méthode d'identification $\Delta E - E$ . . . . .	125
11.3.1	Identification pour les matrices $\Delta E - E$ . . . . .	127
11.3.2	Calibration des signaux $\Delta E$ et $E$ . . . . .	127
11.3.3	Matrice Silicium - CsI ( $Si - CsI$ ) . . . . .	130
11.3.4	Matrice Silicium-Silicium ( $Si - Si$ ) . . . . .	132
11.3.5	Extension de l'identification : déconvolution . . . . .	134
11.3.6	Identification $Si - CsI$ avec <i>INDRA</i> . . . . .	137
11.3.7	Résumé des performances . . . . .	138
11.4	Conclusion . . . . .	139
<b>12</b>	<b>Perspectives</b> . . . . .	<b>141</b>
12.1	Dissipation et fragmentation . . . . .	141
12.2	Effets de milieu sur les propriétés de transport de la matière nucléaire . . . . .	141
12.3	Dépendance en isospin de l'équation d'état . . . . .	141
12.4	Futur programme expérimental . . . . .	142
12.5	Evolution du projet <i>FAZIA</i> . . . . .	143
12.5.1	Avant le démonstrateur . . . . .	144
12.5.2	Couplage <i>INDRA-FAZIA</i> . . . . .	144
12.6	Vers <i>FAZIA</i> $4\pi$ ... . . . .	145



# Avant-propos

Je tiens à remercier l'ensemble des collègues physiciens avec qui j'ai pu travaillé et qui m'ont aidé durant ces 20 années, plus particulièrement la collaboration *INDRA* qui m'a accueilli en une fin d'année 1993, tout fraîchement nommé au *CNRS* ! Je remercie également tous mes collègues du *LPC Caen*, qu'ils soient techniciens, ingénieurs ou physiciens, qui m'ont permis de travailler dans des conditions toujours agréables. Je remercie également les étudiants avec lesquels j'ai pu collaborer durant toutes ces années, qu'ils soient en thèse ou bien encore en stage pour leur aide précieuse ; je pense notamment à *Nathalie Bellaize* et *Grégory Lehaut* dont les analyses réalisées pendant leur thèse figurent en bonne place dans ce document. Enfin, je souhaite remercier les différents directeurs du laboratoire que j'ai pu côtoyer durant toutes ces années et qui m'ont toujours permis de travailler dans d'excellentes conditions au laboratoire : *Guy Bizard*, *Bernard Tamain*, *Jean-François Lecolley*, *Jean-Claude Steckmeyer* et bien sûr tout particulièrement *Dominique Durand* qui a bien voulu prendre sur son temps de directeur afin de me "parrainer" pour cette Habilitation à Diriger des Recherches.

Le document que vous avez sous les yeux représente la synthèse d'une carrière de plus de 20 ans de recherche ; c'est pourquoi il est si dense... Je tiens à m'en excuser par avance auprès des lecteurs. Ceci constitue un inconvénient car cela a nécessité un travail de rédaction long et fastidieux, mais présente aussi l'avantage de donner une vision plus complète du domaine. J'ai voulu rendre la lecture plus aisée en séparant les différentes parties sous forme de chapitres ; je commence ainsi systématiquement par un paragraphe "A savoir", dans lequel je donne les informations concernant la manière dont s'est déroulée l'étude présentée, avec les articles et publications desquels elle est tirée ainsi que mon degré d'implication dans le travail. De même, j'ai également inséré un paragraphe "Contexte" toujours au début du chapitre, afin de poser, de manière claire et didactique, l'exposé du problème abordé. Je ne présenterai pas dans ce document le multidétecteur *INDRA* qui m'a pourtant permis de développer l'essentiel des études et analyses reportées dans le document, ceci pour 2 raisons. La première est qu'*INDRA* prend des données depuis plus de 20 ans, et que la littérature sur le détecteur (articles, compte-rendu, thèses) est très prolifique et je laisserai le lecteur s'y référer s'il le souhaite par les références proposées. La seconde raison est liée au fait que je n'ai pas participé directement au développement du détecteur proprement dit puisque je suis arrivé dans la collaboration après la première campagne de prise de données qui s'est déroulée au *GANIL* au printemps 1993. Ma contribution instrumentale sur le détecteur a donc été essentiellement la préparation aux campagnes de mesures, les différents déménagements, montages, démontages, et réparations qu'il a fallu effectuer par la suite. J'ai également participé au développement de l'ancêtre de la suite de logiciels permettant de relire, de calibrer et d'analyser les données *INDRA* au centre de calcul de l'*IN2P3* qui s'appelaient à l'époque *VEDA*, développé en *FORTTRAN*. A l'heure actuelle, ces programmes ont fortement évolué et sont développés en *C++* interfacé avec le logiciel d'analyse *ROOT*, sous le nom de *KALIVEDA*. J'en profite d'ailleurs pour remercier tous ceux qui ont participé à ce grand projet, indispensable à l'exploitation des résultats ; ceci permet à mon sens d'expliquer en grande partie la longévité et la robustesse des données et analyses, ainsi que bien sûr celle de la collaboration *INDRA*.

Pour finir, je décris ici rapidement comment s'organise le document. Après une brève introduction dans le chapitre 1 sur la Physique Nucléaire, je développe la problématique de la recherche que j'ai menée au sein du groupe "Dynamique et Thermodynamique nucléaire" du *LPC Caen* avec le chapitre 2 consacré à l'équation d'état de la matière nucléaire ainsi que les sujets de recherche actuels du domaine concernant notamment l'énergie de symétrie. Ces 2 premiers chapitres sont volontairement très généraux et ont pour objectif de poser l'ensemble des questions de la problématique rencontrée sur la production de fragments dans les collisions dissipatives. Le chapitre 3 est consacré au phénomène de production de fragments dans les collisions dissipatives, à savoir ici la multifragmentation. Le chapitre se termine alors sur les premiers travaux que j'ai pu mener dans ce domaine, au sortir de ma thèse en 1993. Les 8 chapitres suivants (4 à 11) sont alors entièrement consacrés aux travaux que j'ai pu menés, dont beaucoup sont en collaboration avec d'autres collègues ou étudiants : analyse multidimensionnelle, bimodalité, degré de liberté d'isospin, propriétés de transport dans la matière nucléaire, seuil de la multifragmentation, *backtracking* ainsi que mon implication dans le projet *FAZIA*. Enfin, dans le dernier chapitre (12), je présente les perspectives sur ce que j'envisage de poursuivre dans le futur, dans le cadre de la collaboration *INDRA-FAZIA*.





# 1 Introduction

## 1.1 Dynamique et Thermodynamique nucléaire

Les réactions nucléaires dans le domaine de l'énergie de Fermi, domaine que je définirai comme la gamme d'énergie incidente comprise entre 10 et 100 MeV par nucléon, présentent des caractéristiques qui les rendent spéciales dans le domaine de la Physique Nucléaire ; on observe en effet une grande diversité de mécanismes de réaction et de temps mis en jeu pour la création des produits de réaction lors des collisions nucléaires. Ceci permet alors de tester les *propriétés thermodynamiques à l'équilibre*, liées à la formation de systèmes nucléaires excités (température  $T$ ), à fort moment angulaire (spin total  $J$ ), comprimés (densité  $\rho$ ) et ainsi d'étudier le diagramme des phases de la matière nucléaire et les transitions de phases qui y sont associées. Ceci permet également d'étudier plus généralement les *propriétés de transport* de la matière nucléaire *hors équilibre*, et les conditions du retour à l'équilibre, par notamment l'étude des coefficients liés au transport de l'énergie (dissipation), de l'isospin (diffusion), etc... Les degrés de liberté disponibles à l'étude sont alors ici l'énergie incidente, la taille des noyaux ainsi que l'asymétrie en masse et en isospin (rapport entre nombre de protons et de neutrons) de la voie d'entrée. Dans ce document, je montrerai des travaux expérimentaux couvrant les 2 aspects évoqués plus haut et liés aux collisions entre noyaux ; étude de l'équation d'état de la matière nucléaire et de ses propriétés thermodynamiques, ainsi que l'étude de la dynamique de la réaction et des propriétés de transport de la matière nucléaire. Le lien entre ces 2 aspects est ici d'apporter des informations quant à la description des collisions entre noyaux, notamment en ce qui concerne les collisions les plus dissipatives. Pour cela, j'ai ainsi été amené à étudier les mécanismes liés à la production de fragments dans ce type de collisions telle que l'émission au col, la multifragmentation, ou encore le pré-équilibre. J'espère pouvoir montrer par ce travail de synthèse sur les résultats que j'ai pu obtenir dans le domaine de la physique des ions lourds durant ces 20 dernières années que la connaissance de la matière nucléaire progresse, et qu'aussi bien les théories microscopiques que les résultats expérimentaux s'affinent au cours du temps et donne ainsi l'espoir d'arriver à une description la plus complète possible des phénomènes observés dans les réactions entre ions lourds autour de l'énergie de Fermi, comme peut l'illustrer de manière schématique la figure 1.1 ci-dessous.

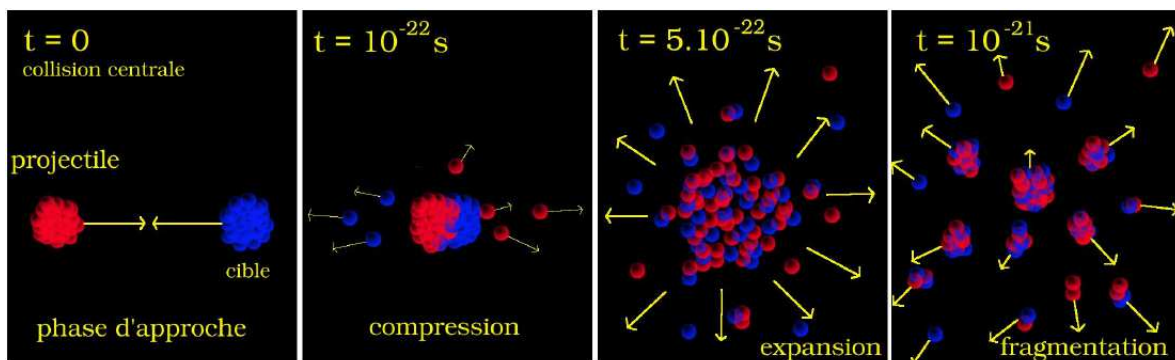


FIGURE 1.1 – Schéma d'une collision centrale (à paramètre d'impact  $b = 0$ ) entre 2 noyaux autour de l'énergie de Fermi.

D'un point de vue théorique, la description complète d'une collision nucléaire passe par une description microscopique, dépendante du temps, prenant en compte les effets quantiques des nucléons dans les noyaux (fermions) ainsi que les interactions dans l'état final : évaporation secondaire, états discrets, trajectoires coulombiennes comme le montre de manière très schématique la figure 1.1. Ceci nécessite une théorie valide sur une gamme de temps très étendue couvrant un domaine de plusieurs dizaines de milliers de  $fm/c^1$ . Cette théorie n'existe pas à l'heure actuelle et nous devons composer avec des descriptions souvent simplifiées dont le rôle du physicien nucléaire est de définir les domaines de validité et les conditions d'interprétation et de comparaison avec les données expérimentales.

1.  $1 \text{ fm}/c \approx 3.10^{-24} \text{ s}$

## 1.2 Bâtir une théorie nucléaire à partir de *QCD*

Un des objectifs de la Physique nucléaire est de disposer d'une théorie microscopique complète décrivant le noyau, intégrant l'ensemble des effets (quantiques, interactions à  $N$ -corps) basées sur les propriétés de l'interaction résiduelle entre quarks à grande distance : régime *non perturbatif* de la chromodynamique quantique (*QCD*). A l'heure actuelle, les tentatives d'obtention d'une telle théorie ont pris un regain d'intérêt grâce à l'avènement des modèles basés sur les approches dérivées des méthodes du groupe de renormalisation, comme celles du type "théorie effective des champs" (*Effective Field Theory*) [WEI90][EPE08],[EPE12]. Ces théories sont appliquées dans le domaine nucléaire dans le cadre de modèles avec interaction "tronquée" de type *low-k* [BOG05] ou encore utilisant les symétries entre quarks et anti-quarks (symétrie chirale). Dans ce cadre, on considère que les échelles d'énergie correspondant aux différents degrés de libertés des systèmes subatomiques peuvent être clairement séparées comme le montre la figure 1.2 ; les propriétés de l'interaction vont dépendre de l'échelle en énergie ou inversement de la distance à laquelle on se place. Un paramètre de coupure  $\Lambda$  correspondant à la résolution associée en terme d'énergie/distance est donc imposé [FUR13].

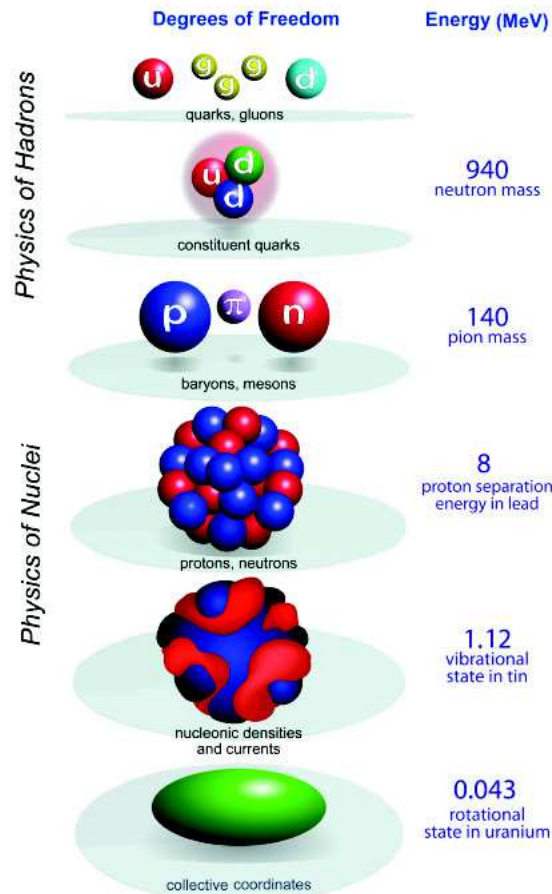


FIGURE 1.2 – Hiérarchie des degrés de liberté nucléaires et les échelles d'énergie associées. Extrait de [LAC09].

Cette stratégie de résolution permet d'envisager la possibilité de réaliser des modèles *ab initio*, dans lesquels toutes les propriétés des noyaux pourraient être décrites simultanément : énergie de liaison de l'état fondamental, schéma des niveaux excités, déformations et excitations collectives, paramètre de densité de niveau grâce à la prise en compte des interactions à  $N$ -corps (avec  $N > 2$ ) entre nucléons [PIE01]. A ce jour, ce type de calcul est possible pour des noyaux légers (jusqu'à  $A = 12$ ) mais devrait pouvoir être appliqué à des noyaux plus lourds dans les années à venir [LAC09] grâce à l'amélioration des stratégies de convergence des algorithmes et à l'accroissement de la puissance de calcul, notamment en mode parallèle.

### 1.3 Vers une approche unifiée de type champ moyen

Une seconde stratégie existe en terme de description microscopique ; elle se situe dans la continuité des approches de *champ moyen* développées dans les années 70 et 80 ; il s'agit des approches du type *fonctionnelle de la densité* utilisées notamment en Physique de la matière condensée, et dénommées *Energy-Density-Functional (EDF)* en Physique Nucléaire [BEN03]. Dans ce type d'approche, on cherche à décrire la matière nucléaire à l'aide d'une *fonctionnelle* décrivant l'énergie du système en fonction de grandeurs macroscopiques le caractérisant (notamment la densité, mais aussi la température, l'isospin, ...). On ne cherche alors plus à dériver formellement les propriétés nucléaires à partir des constituants élémentaires dans le cadre de *QCD* mais de les déduire à partir de dépendances fonctionnelles de quantités macroscopiques comme l'énergie ou encore la densité du système. Cette approche est donc en droite ligne issue des travaux concernant l'équation d'état de la matière nucléaire.

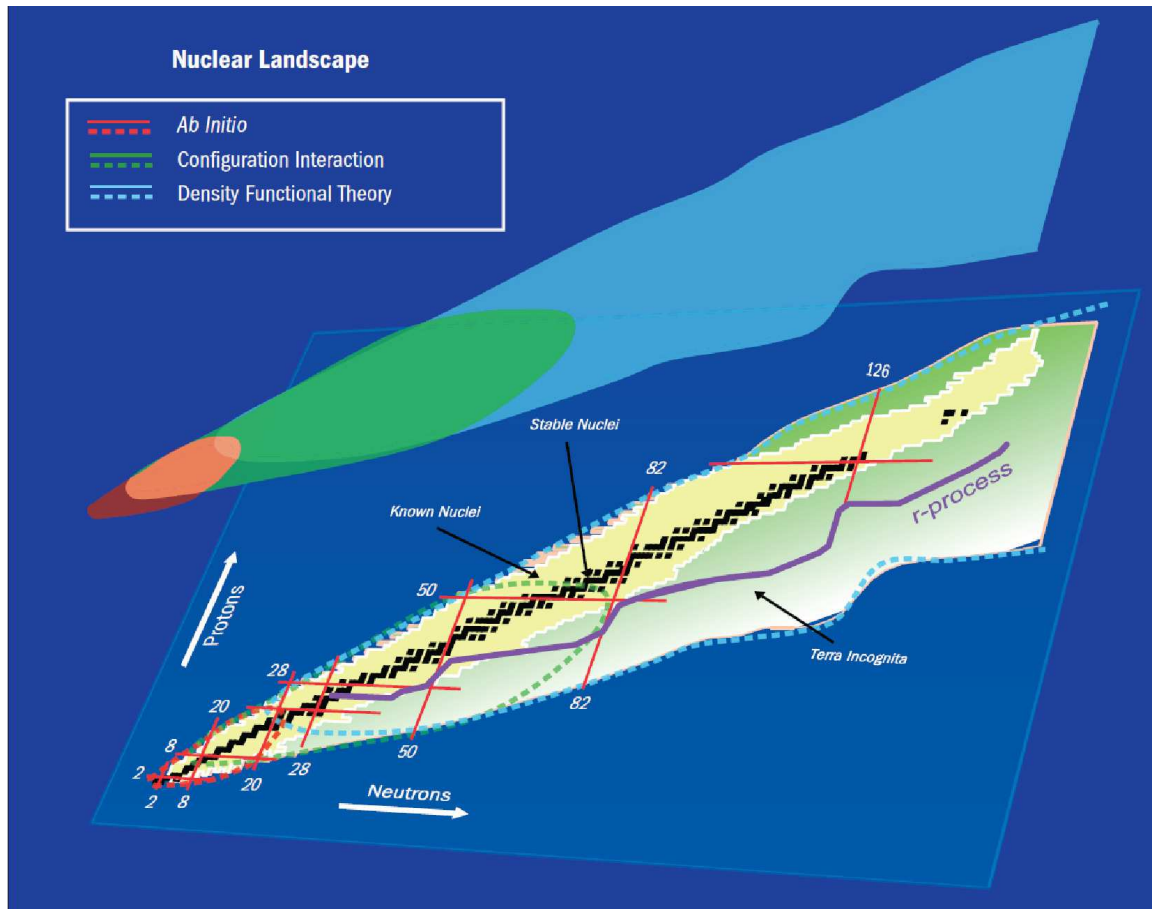


FIGURE 1.3 – Le paysage nucléaire accessibles aux différentes théories. Les approches théoriques permettant de décrire les noyaux sont représentées par les différentes zones de couleur. On a ainsi en rouge les approches du type *ab initio*, en vert celles du type interaction de configuration (modèles en couches), enfin en bleu celles du type fonctionnelle de la la densité. Extrait de [UNE10].

Ces approches se révèlent ainsi très efficaces et prometteuses pour décrire les noyaux et systèmes nucléaires complexes, dans lesquelles les approches de type interaction de configuration (modèles en couches limités à certains sous-espaces de configuration associés à des interactions effectives) et calculs *ab initio* sont seulement applicables dans des domaines limités en terme de taille comme le montrent les domaines colorés en vert et rouge de la figure 1.3. Les théories de type *EDF* permettent une extension vers la région des noyaux lourds (zone en bleu clair de la figure 1.3) mais nécessitent cependant la connaissance précise de l'équation d'état de la matière nucléaire, notamment en ce qui concerne les dépendances en densité et en isospin. Nous allons détailler dans le chapitre suivant où nous en sommes à l'heure actuelle dans ce domaine.



## 2 L'équation d'état de la matière nucléaire

**A savoir** Ce qui suit est en partie extrait d'un cours de 4 heures intitulé "Protons and neutrons in Nuclei : the concept of the symmetry energy" que j'ai donné en Septembre 2009 lors de l'école "XVII Euroschool on Exotic Beams" à Santiago de Compostella (Espagne).

**Contexte** Nous venons déjà de l'évoquer précédemment, la description complète de l'équation d'état de la matière nucléaire est un enjeu important en Physique Nucléaire ; il s'agit de caractériser les propriétés statistiques (thermodynamiques) de la matière nucléaire qui permettent de relier les grandeurs intensives caractéristiques d'un système comme la pression, la température, le potentiel chimique aux grandeurs additives qualifiant l'état du système (énergie, volume, nombre de protons/neutrons  $N/Z$ , ...) [SAU76, SUR90]. En effet, la matière nucléaire constitue l'extension à l'infini des propriétés des noyaux, on parle alors de *limite thermodynamique*, en se libérant de la contrainte de taille finie des noyaux et des effets liés à la surface -finie- de ceux-ci. Les recherches menées afin de caractériser l'équation d'état de la matière nucléaire ont commencé dans les années 80 avec l'avènement des accélérateurs produisant des faisceaux dans le domaine autour de l'énergie de Fermi ( $38A \text{ MeV}$ ) et au-delà. Elles se poursuivent actuellement grâce à la possibilité de produire et d'étudier des noyaux toujours plus exotiques à l'aide d'accélérateurs de nouvelle génération pouvant produire des faisceaux radioactifs intenses. Dans ce contexte, il est alors possible d'étudier les propriétés de la matière nucléaire asymétrique grâce à une exploration plus grande du degré de liberté en isospin (rapport  $N/Z$ ) et ainsi de se rapprocher des conditions régnant lors de la formation des étoiles à neutrons dans un contexte astrophysique. Nous y reviendrons de manière plus détaillée dans la dernière partie de ce chapitre consacré à l'énergie de symétrie.

### 2.1 L'interaction nucléaire

D'un point de vue microscopique, il existe une grande similarité entre l'interaction entre nucléons et la force de *van der Waals* entre atomes ou molécules comme l'illustre la figure 2.1. Sur celle-ci, on observe que l'interaction nucléaire dans sa composante centrale (radiale) est à courte portée et possède un minimum autour de la distance inter-nucléon, pour  $d \approx 1 \text{ fm}$ . Elle tend très rapidement vers zéro lorsque la distance augmente et peut dans ce régime être simplement décrite par l'échange d'un pion (ou *one-boson exchange, OBE*). A l'inverse, à très courte distance, l'interaction devient très répulsive et explique les propriétés de saturation de la densité nucléaire par la notion de coeur dur. Entre ces 2 régimes, la description de l'interaction fait appel en terme de théorie des champs à l'échange de plusieurs mésons pseudo-scalaires  $\pi$  ou bien vecteurs ( $\rho, \omega, \sigma$ ). Sur cette figure, on peut également observer que les interactions réalistes phénoménologiques présentées par les différentes courbes de couleur décrivent correctement ce comportement, bien que les valeurs données à courte distance ( $r < 1.5 \text{ fm}$ ) commencent à différer sensiblement.

Partant de la similitude entre les 2 types d'interaction, il a donc été imaginé un *diagramme de phase* de la matière nucléaire dans laquelle celle-ci obéit aux mêmes types de transformations que celles des fluides réels décrits par l'interaction de *van der Waals*, à savoir la présence de plusieurs types de *phases* telles que les phases liquide, gaz, coexistence liquide-gaz ou encore surcritique. L'avantage d'une description en terme de concepts de physique statistique est de pouvoir décrire des systèmes *a priori* très différents de manière générique et donc indépendamment des caractéristiques microscopiques de ceux-ci (notamment de l'interaction). L'une des questions toujours ouvertes du domaine reste néanmoins de savoir si ce type de description de nature essentiellement *classique* est capable de décrire en détail l'ensemble des propriétés associées à la matière nucléaire ainsi que les noyaux atomiques qui représentent des systèmes finis de nucléons en interaction forte. Nous rappelons en effet ici que l'interaction nucléon-nucléon comporte également des composantes tensorielles ainsi que des dépendances non locales en impulsion dues au caractère quantique du système. Nous allons évoquer cette question par la suite à la lecture de résultats expérimentaux présentés dans cette synthèse.

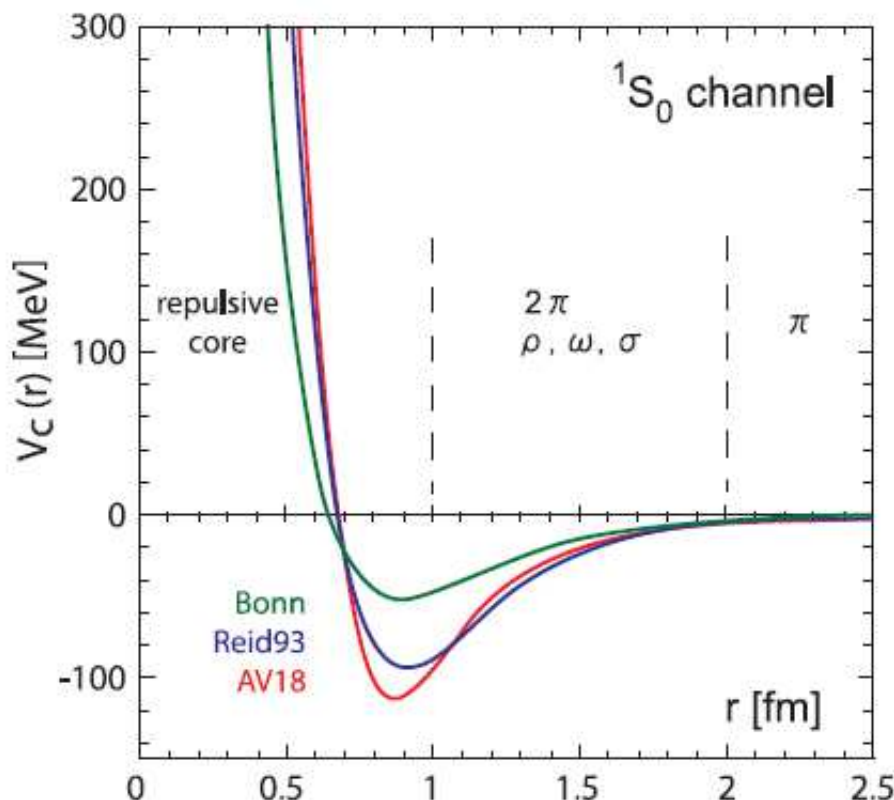


FIGURE 2.1 – Interactions nucléon-nucléon phénoménologiques en fonction de la distance capable de décrire la diffusion nucléon-nucléon dans le canal  $^1S_0$ . Extrait de [ISH07].

## 2.2 Equation d'état de la matière nucléaire

La formulation de l'équation d'état permet de bâtir le diagramme de phase de la matière nucléaire et de rechercher les régions et points singuliers de ce diagramme : zones de transition entre phases, points critiques, zones d'instabilités (par exemple spinodale) et zones méta-stables comme l'illustre la figure 2.2 dans le cas d'une simulation utilisant une interaction de type *Skyrme* [VAU72] dans le plan pression-densité. La figure 2.2 présente différentes isothermes comprises entre  $T = 0$  et  $T > T_c$  (ici la température critique vaut  $T_c \approx 18 \text{ MeV}$  pour l'interaction choisie). La courbe traversant les isothermes pour des pressions positives délimite la zone de *coexistence liquide-gaz*. La zone *spinodale* correspondant à la région dans laquelle la dérivée de la pression par rapport à la densité devient négative est quant à elle délimitée par la courbe en tirets à l'intérieur de la zone de coexistence. Dans ce domaine, toute fluctuation de densité sera obligatoirement amplifiée et conduira à une rupture (décomposition) du système [BER83]. Nous étudierons dans le chapitre 7 un exemple lié à la mise en évidence expérimentale d'un tel mécanisme, pouvant être relié à l'origine de la production de fragments.

Dans les années 80, les premières études se sont principalement concentrées autour du point de saturation : valeur de l'énergie de saturation elle-même [MAH89], courbure de l'énergie de liaison en fonction de la densité nommée module d'incompressibilité [GLE88] tel que :

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left( \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \right) \quad (2.1)$$

La confrontation des données expérimentales et des calculs faits à l'aide de modèles de transport basés sur l'équation de Boltzmann et intégrant des interactions effectives entre nucléons ont permis d'apporter des réponses quantitatives à ces questions et ainsi de commencer à véritablement construire une équation d'état réaliste pouvant alors être utilisée dans le contexte astrophysique de la formation des étoiles à neutron lors de l'explosion en supernova d'une étoile massive [LAT04, LAT12, PIE12].

A l'heure actuelle, on estime que les propriétés liées à la matière nucléaire autour du point de saturation

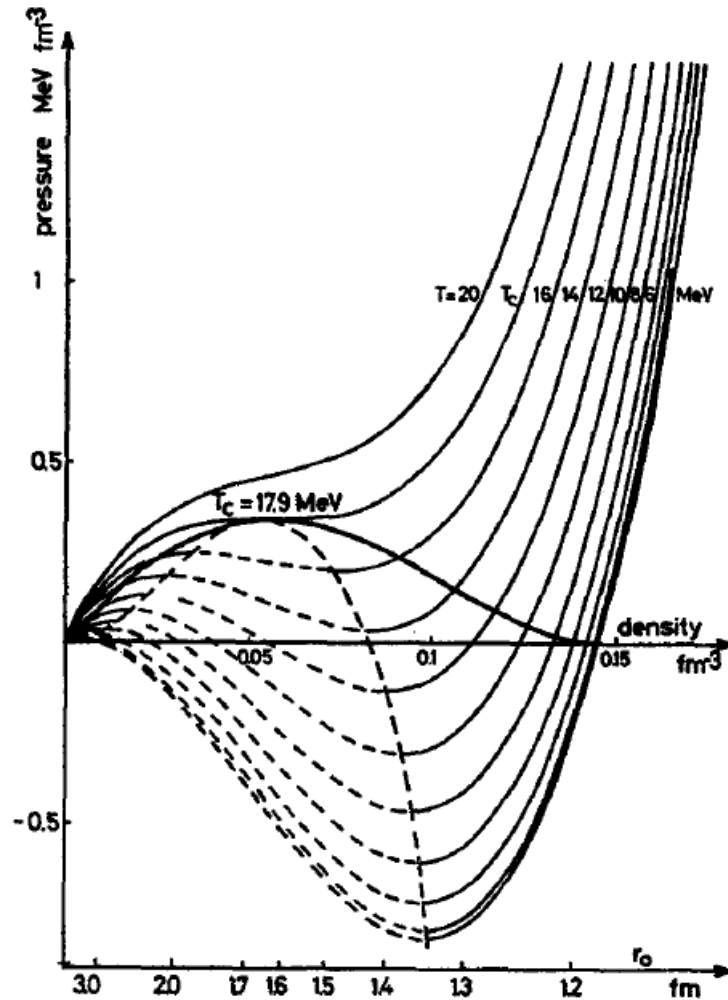


FIGURE 2.2 – Diagramme de phase théorique de la matière nucléaire dans le plan pression - densité donnée à l'aide d'une interaction de type Skyrme [VAU72]. Les courbes en traits continus correspondent aux isothermes. Les parties en tirets correspondent à la zone spinodale.

sont suffisamment bien connues, avec une valeur du module d'incompressibilité  $K_\infty = 225 \pm 15 \text{ MeV}$ . Ceci n'est vrai cependant que pour la matière nucléaire symétrique ( $N \approx Z$ ), relativement proche en terme de rapport d'isospin  $N/Z$  des noyaux stables. Pour les noyaux très riches en protons ou neutrons, la valeur correspondante du module d'incompressibilité pour la part isovectorielle,  $K_{sym}$  n'est absolument pas contrainte expérimentalement comme nous allons le voir dans la section suivante.

## 2.3 L'énergie de symétrie nucléaire

A partir des années 2000, les études liées à l'équation d'état ont franchi un nouveau cap grâce à la perspective plus ou moins proche des accélérateurs de particules de nouvelle génération pouvant produire des faisceaux intenses de noyaux non plus seulement stables mais exotiques : *SPIRAL1* depuis 2005, *RIKEN* depuis 2012, *FAIR* en 2017, *SPES* en 2018-2019, *FRIB* en 2018, *SPIRAL2* Phase 2 en 2022, éventuellement *EURISOL* à un horizon plus lointain... C'est dans ce contexte expérimental renouvelé que se placent les études liées à la part isovectorielle de l'équation d'état, à savoir l'énergie de symétrie nucléaire.

### 2.3.1 Définition

Grâce à la production intense de faisceaux exotiques, les systèmes nucléaires formés lors des collisions entre noyaux exotiques (projectile et/ou cible) peuvent alors s'éloigner significativement de la vallée de



stabilité  $\beta$  et permettent alors de tester la part de l'équation d'état liée à la différence entre protons et neutrons, ce que l'on qualifie de part *isovectorielle* de l'interaction entre nucléon (proton-neutron), au contraire de la part *isoscalaire* liée à la seule dépendance en densité totale (proton+neutron) des systèmes étudiés. La part isovectorielle se manifeste notamment au niveau de l'équation d'état dans ce que l'on appelle l'énergie de symétrie  $E_{sym}$ . On peut voir l'énergie de symétrie comme le coût énergétique nécessaire pour s'écarter de la ligne  $N = Z$  ou bien encore pour passer d'une matière nucléaire symétrique à une matière exclusivement formée de neutrons. Celle-ci peut être décomposée en deux termes :

$$E_{sym}(\rho, \delta) = E_{sym}^K(\rho, \delta) + E_{sym}^P(\rho, \delta) \quad (2.2)$$

où  $\rho = \rho_p + \rho_n$  est la densité totale et  $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$  représente l'asymétrie en isospin pour un système composé de protons à la densité  $\rho_p$  et neutrons à la densité  $\rho_n$ . Le premier terme  $E_{sym}^K(\rho, \delta)$  de l'équation 2.2 est directement lié à la différence des niveaux de Fermi entre protons et neutrons et correspond à un terme *cinétique*, qui est évalué dans le cadre du modèle du gaz de Fermi supposant les nucléons sans interaction dans le noyau. Ce terme provient du fait que les nombres de neutrons et de protons différents conduit à des différences dans leurs niveaux de Fermi respectifs. La valeur de ce terme est ainsi évaluée comme :

$$E_{sym}^K(\rho, \delta) = E_{sym}^0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3} \delta^2 \quad (2.3)$$

où le coefficient  $E_{sym}^0 = E_{Fermi}/3 \approx 13 \text{ MeV}$  avec  $E_{Fermi}$  étant l'énergie de Fermi correspond au terme cinétique pour  $\rho = \rho_0$ , où  $\rho_0$  est la densité de saturation de la matière nucléaire soit  $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$ . Le second terme  $E_{sym}^P(\rho, \delta)$  est quant à lui lié à la part *potentielle* (interaction) liée à l'énergie de symétrie. Ce terme est relativement bien connu autour de la densité de saturation  $\rho_0$  grâce aux mesures de masses et aux mouvements collectifs de faible amplitude (résonances géantes) mais très mal contraint aussi bien aux faibles qu'aux grandes densités. A l'heure actuelle, on cherche ainsi à établir la dépendance en densité de ce terme potentiel d'énergie de symétrie. Pour des raisons de symétrie entre nucléons et de manière analogue au terme cinétique, ce terme qui doit être pair en fonction de  $\delta$  peut être évalué dans le cadre d'un développement limité à l'ordre le plus bas comme :

$$E_{sym}^P(\rho, \delta) = S(\rho)\delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4) \quad (2.4)$$

L'équation (2.4) montre que la variation de l'énergie de symétrie en fonction de  $\delta$  reste modeste tant que  $\delta = (N - Z)/A \ll 1$ . Ceci implique alors que l'étude de la dépendance en isospin du terme de symétrie requiert des valeurs d'asymétrie en isospin  $\delta$  relativement grandes. Nous reviendrons sur ce point par la suite. Le terme  $S(\rho)$  exprime ici la dépendance en densité du terme potentiel de l'énergie de symétrie. La figure 2.3 présente les dépendances attendues dans le cadre d'interactions nucléon-nucléon de type *Skyrme* [BRO00]. On peut noter l'extrême diversité des dépendances obtenues, aussi bien à basse densité ( $\rho < 0.17 \text{ fm}^{-3}$ ) qu'à haute densité. Ce graphe résume à lui seul la situation théorique dans laquelle nous nous trouvons à l'heure actuelle, à savoir une très grande incertitude sur la dépendance en densité. Sur ce même graphe sont également reportés les contraintes expérimentales (symboles et zone hachurée) apportées par les mesures expérimentales faites à partir des collisions entre ions lourds autour et au-delà de l'énergie de Fermi.

### 2.3.2 Dépendance en densité

Nous venons de voir que la dépendance en densité de l'énergie de symétrie est très mal contrainte par les prescriptions théoriques. Nous allons ici résumer la situation actuelle en commençant par quelques définitions importantes et des comparaisons récentes avec des données expérimentales par la suite.

#### Dépendances *asy-soft* et *asy-stiff*

Le terme  $S(\rho)$  de l'équation (2.4) est le coefficient de l'énergie de symétrie. Il est usuel de supposer comme dans le cas d'une interaction de type *Skyrme* une dépendance en terme de puissance de la densité soit :

$$S(\rho) = S_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma \quad (2.5)$$

où  $\gamma$  représente l'exposant (index) lié à la dépendance en densité. En effet, on s'attend que  $S(\rho)$  soit croissante de manière monotone en fonction de la densité  $\rho$ , ceci au moins pour  $\rho \leq \rho_0$  (ce n'est pas

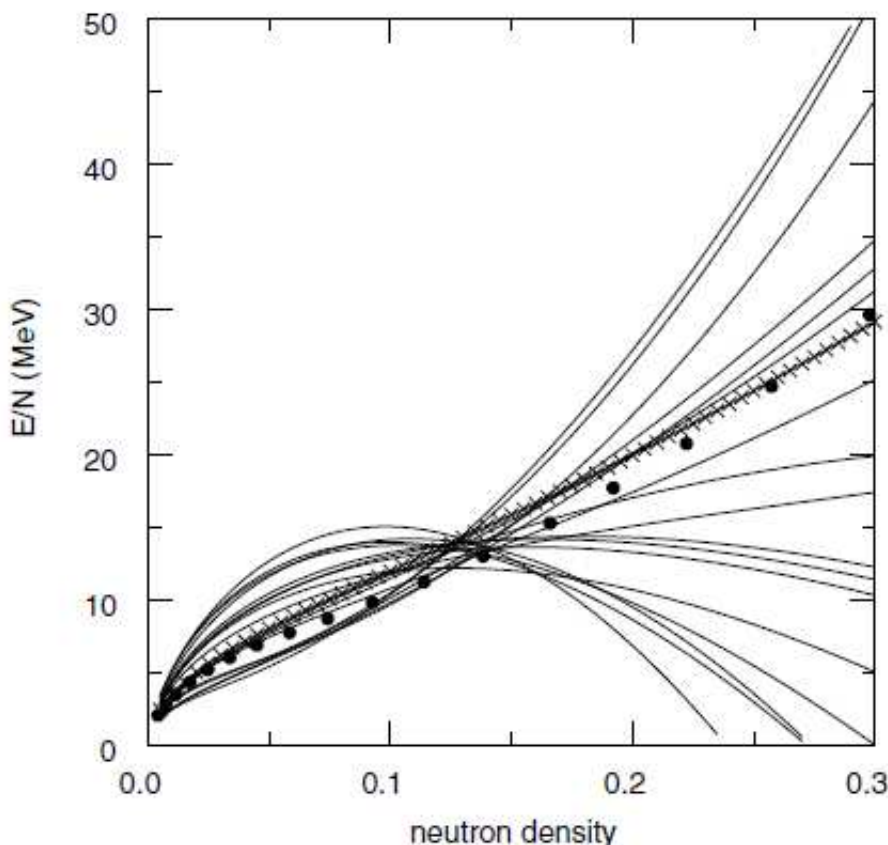


FIGURE 2.3 – Coefficient de l'énergie de symétrie  $S$  (ici notée  $E/N$ ) en fonction de la densité de neutrons  $\rho_n$  dans le cadre de différentes interactions de type Skyrme. La zone hachurée ainsi que les symboles correspondent aux contraintes apportées par les collisions entre ions lourds. Extrait de [TSA12].

forcément le cas pour  $\rho > \rho_0$ ). Si  $\gamma$  est inférieur à 1, on parle alors de dépendance "douce" ou encore *asy-soft* ; dans ce cas, on prend généralement  $\gamma = [\frac{1}{2}; 1]$ . L'énergie de symétrie croit alors de manière modérée en fonction de la densité, notamment pour les hautes densités. Au contraire, si  $\gamma$  est (très) supérieur à 1, on parle alors de dépendance "forte" ou *asy-stiff*. Le terme d'énergie de symétrie croit alors de manière importante avec la densité ; cet exposant  $\gamma$  est pris dans le cas *asy-stiff* tel que :  $\gamma = [\frac{3}{2}; 2]$ . Cet index est cependant peu contraint à l'heure actuelle et la plupart du temps est imposé de manière *heuristique* dans les simulations dynamiques basées sur les théories de transport.

### Diffusion et migration

Théoriquement, on peut montrer que l'équilibration en isospin provient de 2 termes de flux, l'un associé à la diffusion, l'autre à la migration en isospin [BAR01]. Ainsi, la différence entre les courants (potentiels chimiques) de neutron  $j_n$  et proton  $j_p$  entre 2 points d'un système est telle que :

$$j_n - j_p \propto S(\rho)\nabla I + \frac{\partial S(\rho)}{\partial \rho} I \nabla \rho \quad (2.6)$$

où  $\nabla I$  est le gradient des rapports en isospin,  $\nabla \rho$  est le gradient des densités entre les 2 zones concernées par le transport de l'isospin [BAR01]. Le premier terme correspond alors à la *diffusion* d'isospin ; il est directement proportionnel au produit du coefficient de l'énergie de symétrie  $S(\rho)$  par la différence en rapport d'isospin  $\nabla I$ . Le second terme est lié au phénomène de *migration* (ou encore distillation) en isospin dû au gradient de densité et exprime le fait que la matière nucléaire à basse densité (gaz) est plutôt riche en neutrons, comparée à la matière nucléaire à plus haute densité (liquide) qui est, quant à elle, plutôt symétrique [BAR01, MAR03]. Ce second terme est proportionnel à la *dérivée* du coefficient de

l'énergie de symétrie par rapport à la densité et donc ainsi à la quantité  $L$  qui est définie après. Toutefois, il faut se rappeler que  $L$  est défini strictement autour de la densité de saturation, soit pour  $\rho = \rho_0$ . En bref, on peut voir que le transfert d'isospin est principalement lié à la diffusion lorsque que le gradient en isospin  $\nabla I$  est important et que les collisions ne conduisent pas à des systèmes nucléaires fortement comprimés, donc plutôt associé aux réactions périphériques. Au contraire, les collisions centrales pouvant conduire à des gradients de densité plus importants, seront plutôt sensibles au phénomène de migration ou distillation en isospin.

### De la difficulté à mesurer $\gamma$

On peut citer plusieurs études dans laquelle on compare les données expérimentales en terme de diffusion d'isospin avec différentes valeurs de l'indice  $\gamma$ . La figure 2.4 montre le résultat déduit en comparant la valeur obtenue à l'aide de la mesure des coefficients de l'isoscailing [TSA01] avec différentes valeurs de  $\gamma$ , ici classé de gauche à droite en fonction croissante de la "dureté" ( $\gamma$ ) de la dépendance en densité [TSA04].

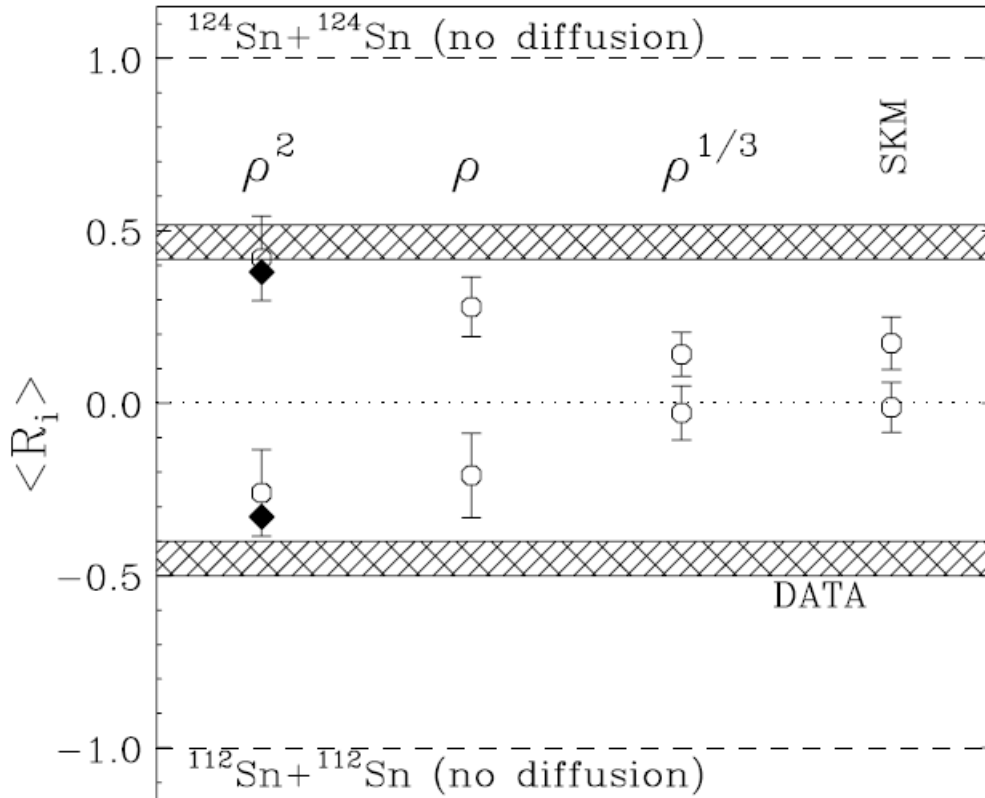


FIGURE 2.4 – Coefficient d'isoscailing  $\alpha$  relié à la diffusion d'isospin normalisé ici entre  $-1$  pour le système  $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$  et  $+1$  pour  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  à  $50A$  MeV suivant la valeur de l'exposant  $\gamma$  de l'équation (2.5). Les données expérimentales sont représentées par les zones hachurées. Extrait de [TSA04].

La valeur à droite dénommée *SKM* correspond à une dépendance très douce de type *Skyrme* telle que donnée dans la référence [BAR98], soit ici  $\gamma = 0.5$ . On observe que la dépendance forte ( $\rho^2$ ) est ici la mieux à même de décrire la valeur moyenne de l'observable liée à la diffusion en isospin notée  $\langle R_i \rangle$ . Il faut cependant noter que le modèle de transport de type *BUU* [BER88] utilisé dans ce travail fait appel à une interaction nucléaire *locale* de type *Skyrme*, ce résultat peut être modifié si l'on utilise une interaction nucléaire *non locale*, dépendante de l'impulsion [LI98].

La seconde étude présente le même rapport lié à la diffusion d'isospin sur la figure 2.5 (gauche) en fonction du paramètre d'impact. Les zones en vert donnent les valeurs attendues pour les données expérimentales concernant le paramètre d'impact. Le panel de droite de cette même figure 2.5 compare le rapport isotopique  $R_7$  obtenu avec les noyaux miroirs  $A = 7$  (rapport  $^7\text{Li}/^7\text{Be}$ ). Les données sont dans

les 2 cas en faveur d'une dépendance en densité plutôt "douce" de l'énergie de symétrie, avec une valeur comprise entre cette fois  $\gamma = 0.45 - 0.8$  [TSA09].

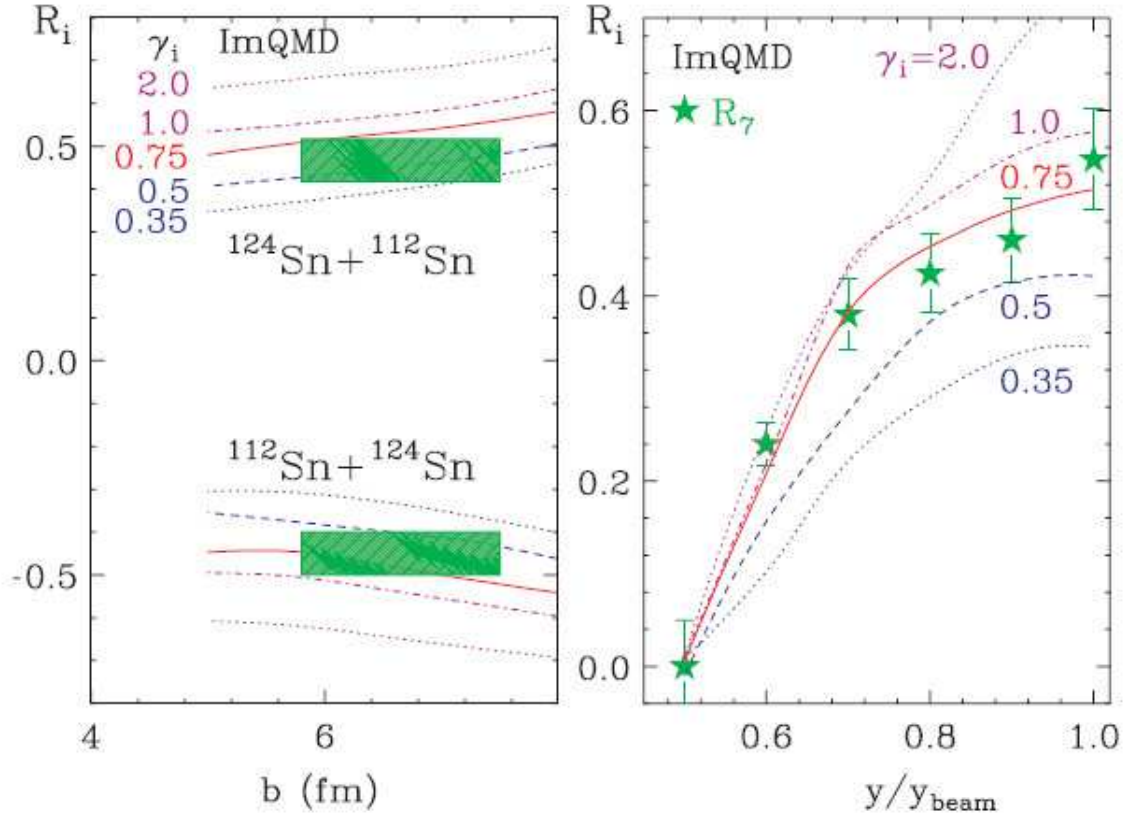


FIGURE 2.5 – Coefficient d'isospin  $\alpha$  relié à la diffusion d'isospin normalisé ici entre  $-1$  pour le système  $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$  et  $+1$  pour  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  à  $50A$  MeV suivant la valeur de l'exposant  $\gamma$  de l'équation (2.5). Les données expérimentales sont représentées par les zones colorées en vert. Extrait de [TSA09].

La dernière étude présentée ici concerne une analyse de données *INDRA* sur les systèmes  $Ni + Ni$  et  $Ni + Au$  à  $52A$  et  $74A$  MeV [GAL09a]. Dans ce travail, les auteurs ont déterminé le rapport entre le nombre de neutrons  $N$  et nombre de protons  $Z$  mesurés à l'aide des particules chargées jusqu'à  $Z = 4$  dans les réactions dissipatives pour lesquelles une sélection du quasi-projectile a été faite [GAL09a]. Le but est ici d'évaluer les différences induites par la différence d'isospin en voie d'entrée entre les 2 systèmes  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  et  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  sur le quasi-projectile de nickel.

La figure 2.6 présente l'évolution du rapport en isospin moyen en fonction de l'énergie dissipée pour les systèmes  $Ni + Ni$  et  $Ni + Au$  à  $52A$  et  $74A$  MeV. Celui-ci est une mesure du transfert et donc de l'équilibration en isospin dans les collisions dissipatives sélectionnées ici.

Les deux types de symboles correspondent à 2 sélections particulières des particules pour constituer le quasi-projectile; la première (ronds clairs) correspond ainsi à une sélection des particules dans laquelle on ne considère que les particules dont la vitesse parallèle à l'axe du faisceau est supérieure à la vitesse nucléon-nucléon ( $v_{NN}$ ), la seconde (ronds bleus) à la sélection des particules dont la vitesse parallèle est supérieure à la vitesse du quasi-projectile. Les zones hachurées de la figure 2.6 correspondent aux prédictions du modèle de transport *BNV* + code de désexcitation *SIMON* pour 2 paramétrisations de la dépendance en densité de l'énergie de symétrie  $E_{sym} = S^\gamma$ , ici *asy-soft* avec  $\gamma \approx 1/2$  et *asy-stiff* avec  $\gamma = 1$ . Un accord global est ainsi obtenu avec la paramétrisation *asy-stiff* (zone hachurée en rouge), et ce pour la sélection des particules telles que  $v > v_{QP}$ .

On peut noter ici que la dépendance en densité est qualifiée de "dure" (*asy-stiff*) [GAL09a, GAL09b] ( $\gamma = 1$ ), ce qui ne correspond pas à la définition prise par d'autres équipes [TSA09] pour lesquelles la

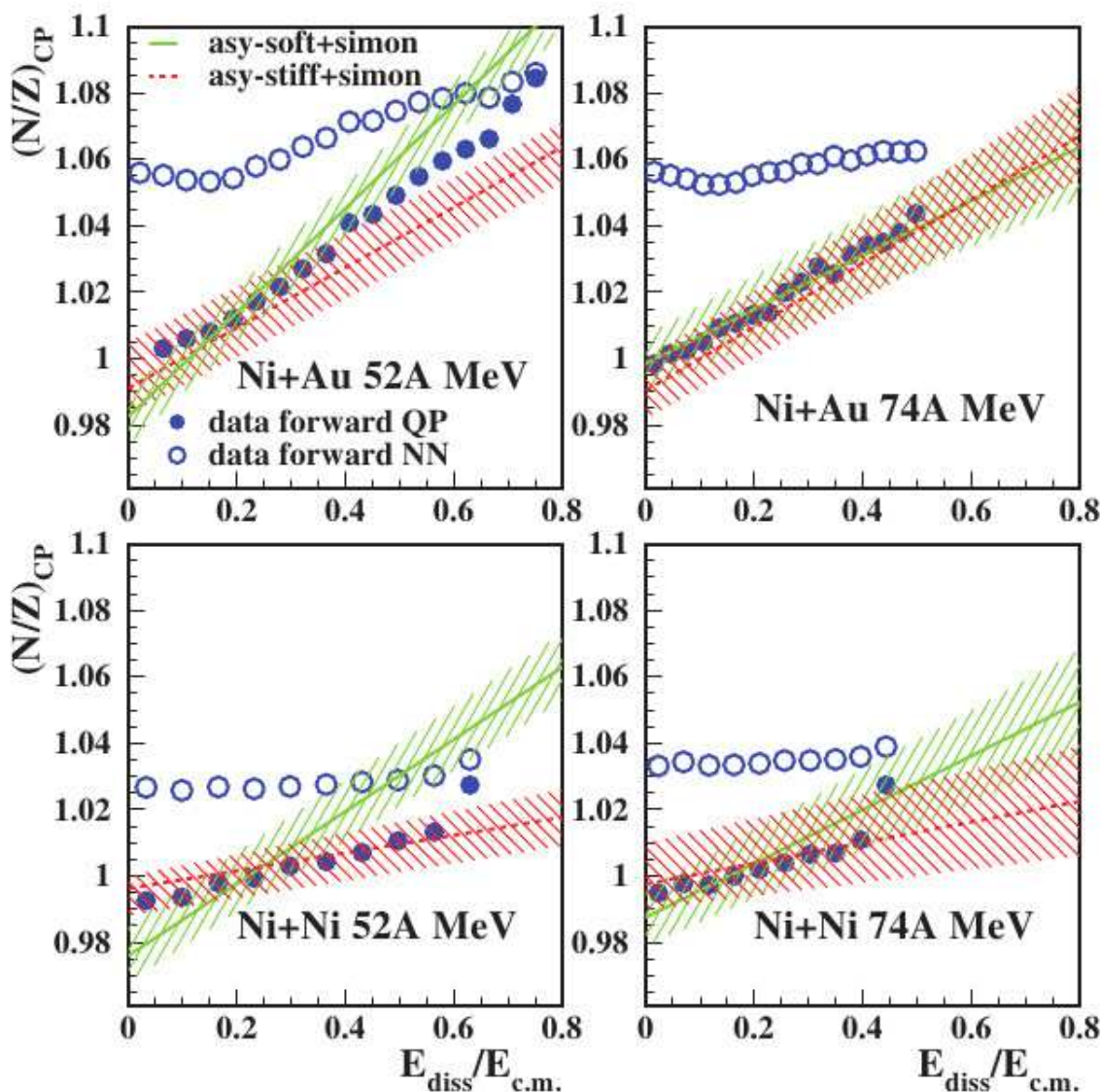


FIGURE 2.6 – Corrélation entre le rapport en isospin moyen calculé sur les particules chargées ( $Z = 1-4$ ) en fonction de la dissipation en énergie pour les systèmes Ni+Ni (en bas) et Ni+Au (en haut) et pour 2 énergies incidentes, ici 52A MeV (à gauche) et 74A MeV (à droite). Les symboles correspondent aux données expérimentales sélectionnées soit à partir de la vitesse du quasi-projectile (ronds bleus), soit à partir de la vitesse nucléon-nucléon (ronds clairs). Les prédictions théoriques correspondent aux zones hachurées en vert (asy-soft) et rouge (asy-stiff). Extrait de [GAL09a].

dépendance forte est définie pour  $\gamma > 1$ . D'autre part, les résultats expérimentaux obtenus concernant l'équilibration en isospin ne sont pas identiques bien qu'ils s'agissent de systèmes proches en énergie [ADE14, SU10]. Ceci montre la difficulté à qualifier expérimentalement une dépendance en densité qui soit fiable et robuste [ADE14]; en effet, toutes les études menées à ce jour sont contraintes sur des comparaisons entre données expérimentales et simulations basées sur des modèles de transport. Suivant les prescriptions prises pour ces modèles concernant l'interaction  $NN$  utilisée (locale ou non-locale), le type de calcul (champ moyen relativiste ou non), la section efficace nucléon-nucléon (correction due au milieu nucléaire), et même l'implémentation du blocage de Pauli [CHE13], les résultats peuvent évoluer. Ceci constitue un réel challenge dans les années à venir [ADE14]. Nous aborderons ce point dans le chapitre 9 lié à la détermination de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu pour laquelle nous apporterons une réponse expérimentale.

### Autour de la densité de saturation

En partant de  $S(\rho)$  donné par l'équation (2.4), nous pouvons également effectuer un développement limité en densité autour de la densité de saturation  $\rho_0$  en définissant la quantité  $\zeta = (\rho - \rho_0)/\rho_0$  :

$$S(\rho) = S_0 - \frac{L}{3}\zeta - \frac{1}{18}K_{sym}\zeta^2 + \mathcal{O}(\zeta^3) \quad (2.7)$$

$S_0$  est alors le coefficient de l'énergie de symétrie pour  $\rho = \rho_0$  et vaut  $S_0 \approx 32.5 \pm 1 \text{ MeV}$  [TSA12]. Le second terme  $L$  est la dérivée de l'énergie de symétrie par rapport à la densité et s'écrit comme :

$$L = 3\rho_0 \left( \frac{\partial S}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0} \quad (2.8)$$

Ce terme  $L$  est donc homogène à une pression car celle-ci se définit en thermodynamique comme la dérivée de l'énergie par rapport à la densité :

$$P = \rho \left( \frac{\partial E}{\partial \rho} \right) \quad (2.9)$$

$L$  est donc assimilable à une contrainte de pression interne *positive* (si  $S$  est croissante en fonction de la densité au point considéré) exercée par la différence d'interaction entre protons et neutrons dans la matière nucléaire ; cette donnée est ainsi importante dans la description de la structure interne ainsi que du rayon des étoiles à neutrons [LAT04] puisqu'elle rajoute une composante répulsive supplémentaire à l'équation d'état de la matière nucléaire. Le coefficient d'incompressibilité en isospin  $K_{sym}$  est quant à lui relié à la courbure de la dépendance en densité du coefficient d'énergie de symétrie. Il intervient notamment dans les mouvements collectifs liés aux peaux de neutrons comme les résonances dipolaires pygmées (*PDR*). Certaines prédictions théoriques permettent de relier ces différentes quantités entre elles. C'est le cas notamment entre  $S_0$  et  $L$  comme le montre la figure 2.7.

Sur cette figure, on peut observer les régions contraintes par les collisions entre ions lourds (*HIC*), la diffusion d'isospin (isodif), le flot transverse, par les résonances dipolaires pygmées (*PDR*), par les données concernant les énergies de liaison dans l'état fondamental (*FRDM*), par les états isobariques analogues (*IAS*), par les contraintes observationnelles sur les étoiles à neutron (*n-star*) et encore par les expériences de diffusion élastique de protons polarisés  $Pb(\vec{p}, \vec{p})$ . L'ensemble des contraintes semblent ainsi converger vers les valeurs suivantes [TSA12] :

$$S_0 = 32.5 \pm 1 \text{ MeV} \text{ et } L = 70 \pm 20 \text{ MeV}$$

On peut noter que l'incertitude relative sur  $S_0$  est petite, ici de l'ordre de 3% alors que celle sur  $L$  est très importante, de l'ordre de 30%. D'un point de vue quantitatif, il semble clair que des contraintes expérimentales plus fortes que celles obtenues actuellement sur  $L$  soient nécessaires. C'est l'un des buts poursuivis par la communauté à l'heure actuelle.

### 2.3.3 Autour de l'énergie de Fermi

Nous venons de le voir, les modèles nucléaires ont besoin de la dépendance en isospin de l'équation d'état afin d'établir les théories de type fonctionnelle de la densité, ainsi que les modèles astrophysiques, notamment en ce qui concerne la description de la dynamique de formation des étoiles à neutron, ainsi que leur structure [BRO00, PIE12]. Pour cela, il faut pouvoir accéder aux propriétés de la matière nucléaire asymétrique, à densité  $\rho$  différente de la densité de saturation  $\rho_0$  [TSA04, TSA12]. Ce type de contrainte expérimentale requiert l'étude de réactions nucléaires autour et au-delà de l'énergie de Fermi, avec des couples projectile-cible permettant d'explorer de manière importante le degré de liberté en isospin comme cela est illustré sur la figure 2.3.

#### De nouveaux mécanismes ?

Dans la gamme de l'énergie de Fermi ( $10A - 100A \text{ MeV}$ ), les modèles de transport nous indiquent que les réactions conduisent à des systèmes nucléaires présentant des densités telles que  $\rho/\rho_0 = 0.1 - 1$  ; on définit alors un volume de *freeze-out*, voir chapitre 3.1. On étudie ainsi la dépendance à *basse densité* avec ce type de données. Des phénomènes intéressants, liés à la possibilité d'étudier la matière nucléaire asymétrique en isospin, pourraient alors apparaître comme le montre la figure 2.8 en ce qui concerne l'évolution de la zone spinodale.



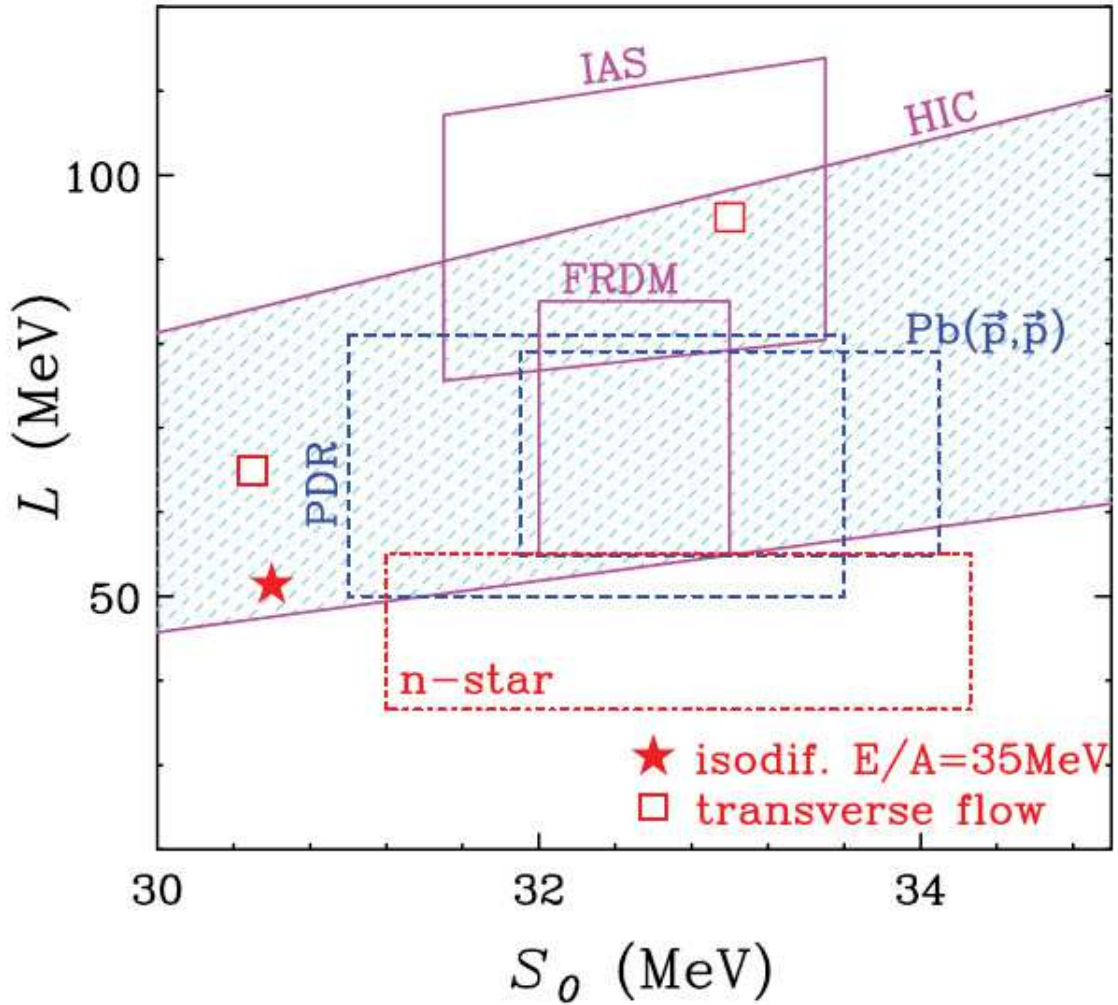


FIGURE 2.7 – Corrélation entre le coefficient de l'énergie de symétrie à la densité de saturation  $S_0$  et la dérivée  $L$  de l'énergie de symétrie par rapport à la densité. Les différentes zones correspondent à des contraintes expérimentales (voir texte). Extrait de [TSA12].

Dans cette étude, des simulations basées sur un modèle basé sur l'équation de Boltzmann  $BNV$  avec champ moyen stochastique ont été réalisées pour des systèmes nucléaires présentant des fractions de protons  $y = Z/A$  différentes à basse densité [BAR01]. Il apparaît alors 2 zones d'instabilités aux propriétés différentes. L'une, mécanique, est directement reliée à des fluctuations de densité du système et conduit aux propriétés observées de la zone spinodale dans la matière nucléaire symétrique en terme de production de fragments. L'autre, chimique, correspond au phénomène de *distillation en isospin* (enrichissement de la phase gaz et appauvrissement en neutrons de la phase liquide). Elle est néanmoins essentiellement gouvernée elle aussi par des fluctuations en densité, donc liée à la variation (gradient) de densité [BAR06]. Ce phénomène est aussi appelé *migration en isospin*. Il est différent du phénomène de *diffusion d'isospin* observé dans les réactions binaires dissipatives [GAL09a, GAL09b], qui lui est directement relié au transport en isospin entre les 2 partenaires de la collision comme le montre le premier terme de l'équation 2.6.

### A venir sur l'énergie de symétrie

D'autres études, menées à plus haute énergie incidente ( $> 100A \text{ MeV}$ ), permettent de compléter l'analyse à plus haute densité  $\rho/\rho_0 > 1$  [FUC06, LI08, RUS11] dans le cadre de la collaboration  $ASY-EOS$  notamment. Elles dépassent cependant le cadre du travail présenté ici qui se limite à  $100A \text{ MeV}$ . Il est tout de même important de noter que la dépendance en densité du terme de symétrie nécessite

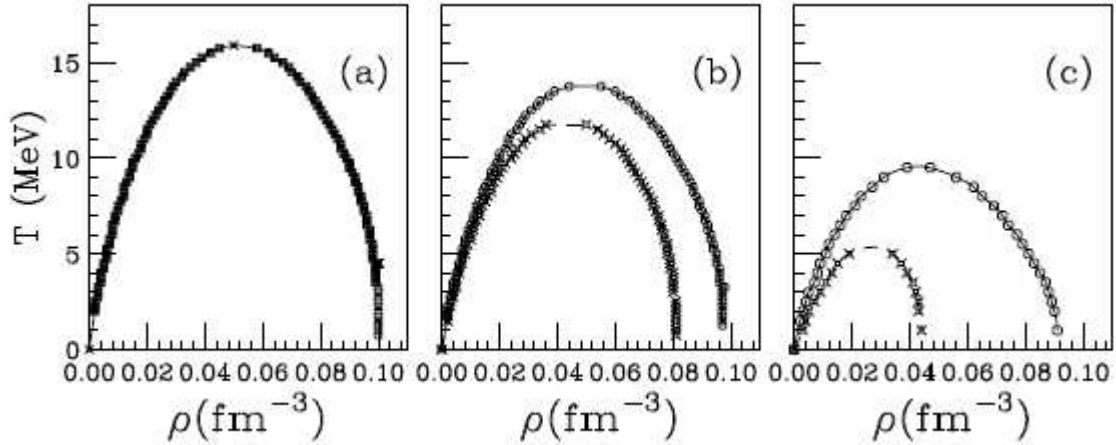


FIGURE 2.8 – Évolution de la zone spinodale (ronds) et d'instabilités mécaniques (croix) dans le plan densité-température pour 3 valeurs de fraction de protons  $y = Z/A$  : (a)  $y = 0.5$ , (b)  $y = 0.25$ , (c)  $y = 0.1$ . Extrait de [BAR01].

toute la gamme possible en densité, depuis les basses densités jusqu'aux valeurs les plus hautes. Pour la partie basse densité ( $\rho/\rho_0 < 1$ ), il s'agit indubitablement de l'un des objectifs poursuivis à présent par la collaboration *INDRA* en France [INDRA], *CHIMERA* en Italie [CHIMERA] et dans un avenir proche par la collaboration *FAZIA* [FAZIA], dans le cadre d'une collaboration internationale regroupant à l'échelle européenne les équipes de physiciens intéressés à la détermination de l'équation d'état de la matière nucléaire. Le projet *FAZIA* fera d'ailleurs l'objet du chapitre 11.





## 3 La multifragmentation

**A savoir** Dans le chapitre qui suit, je vais m'intéresser au phénomène de multifragmentation et le présenter à travers toutes ses dimensions, qu'elles soient théoriques ou expérimentales. Je présenterai ainsi plusieurs travaux publiés auxquels j'ai contribué (y compris bien sûr ma thèse), principalement au sein de la collaboration *NAUTILUS* entre les années 1990 et 1995. Voici la liste de ces publications :

[LOP93b] : **O. Lopez**, M. Aboufirassi, A. Badala, B. Bilwes, R. Bougault, R. Brou, J. Colin, F. Cosmo, D. Durand, A. Genoux-Lubain, D. Horn, J.L. Laville, C. Le Brun, J.F. Lecomte, F. Lefebvres, M. Louvel, M. Mahi, C. Paulot, A. Peghaire, G. Rudolf, F. Scheibling, J.C. Steckmeyer, L. Stuttgé, B. Tamain and S. Tomasevic, *Evidence for fast and simultaneous multi-fragment emission in central Kr + Au collisions at 60 MeV/u*, Physics Letters B **315** (1993) 34-39

[LOP93a] : **O. Lopez**, *Mise en évidence d'un mécanisme simultané de production de fragments dans les collisions centrales du système  $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$  à 60 MeV par nucléon*, Thèse de l'Université de Caen, LPCC T 93-03 (Juin 1993)

[DUR95] : D. Durand, J. Colin, J.F. Lecomte, C. Meslin, M. Aboufirassi, B. Bilwes, R. Bougault, R. Brou, F. Cosmo, J. Galin, A. Genoux-Lubain, D. Guerreau, D. Horn, D. Jacquet, J.L. Laville, C. Le Brun, **O. Lopez**, M. Louvel, M. Mahi, M. Morjean, A. Péghaire, G. Rudolf, F. Scheibling, J.C. Steckmeyer, L. Stuttgé, B. Tamain, S. Tomasevic, *Nuclear disassembly time scales using space-time correlations*, Physics Letters B **345** (1995) 397-402

[LEC96] : J.F. Lecomte, D. Durand, M. Aboufirassi, R. Bougault, J. Colin, A. Genoux-Lubain, C. Le Brun, **O. Lopez**, M. Louvel, C. Meslin, G. Rudolf, L. Stuttgé, S. Tomasevic, *Reaction mechanism in highly fragmented Pb + Au collisions at 29 MeV/u*, Physics Letters B **387** (1996) 460-465

En marge de ces publications, un certain nombre des éléments de ce chapitre font également partie du cours de Master 2 *NPAC* sur les signaux expérimentaux de transition de phase que j'ai délivré de 2004 à 2008 à l'université de Paris-Sud XI (Orsay) conjointement avec *J. Margueron*.

### 3.1 La multifragmentation par la théorie (statistique)

#### 3.1.1 De la dynamique à l'équilibre

Lors d'une réaction nucléaire dissipative, de nombreux mécanismes de réaction peuvent être observés, ceux-ci dépendant fortement de l'énergie relative entre les noyaux projectile et cible ainsi que de l'asymétrie de masse entre les 2 partenaires [DUR06]. Dans le domaine situé autour de l'énergie de Fermi, c'est-à-dire autour de 38 MeV par nucléon, on observe une forte compétition entre mécanismes de réaction résultant du fait que les nucléons dans les noyaux possèdent une énergie cinétique comparable à celle de l'énergie relative entre projectile et cible; ceci est à l'origine d'émissions diverses de particules réparties sur des échelles de temps variables (pré-équilibre *vs* équilibre), et par des systèmes présentant une grande diversité d'état : noyaux quasi-projectile/quasi-cible, zone participante, système nucléaire en fusion plus ou moins incomplète [AUG86, VAN04]. Ceci est d'autant plus vrai que l'on regarde des collisions de plus en plus dissipatives, dans lesquelles les phénomènes de pré-équilibre [LUK97, DOR01], d'émission au col [STU92, LEC95], d'évaporation [BEA95], de vaporisation [BAC95] voire de fission/quasi-fission [BOC00, COL03] ou multifragmentation pour les systèmes lourds [BOU89, KIM89, SOU91, BLU91, BIZ93, LEC96] se produisent sur des échelles de temps allant de quelques dizaines de  $fm/c$  à quelques milliers de  $fm/c$  [DUR95]. Cette extrême diversité des temps d'émission explique la richesse, ainsi que la complexité, des phénomènes conduisant à l'émission de particules et fragments dans les réactions nucléaires dissipatives. Dans la suite de cette étude, je m'intéresserai au phénomène de production multiple de fragments, et plus précisément à ce que l'on dénomme la multifragmentation, car ce phénomène constitue l'essentiel de mes recherches depuis ma thèse, tout d'abord

sur le système de détection *NAUTILUS*, ensuite avec le multidétecteur  $4\pi$  *INDRA*.

Un grand nombre d’approches théoriques concernant la multifragmentation font appel aux concepts de la Physique Statistique et donc de la définition d’un ensemble statistique adéquat pour décrire le phénomène ; c’est ce qu’on appelle la multifragmentation statistique. Un certain nombre d’approches et de modèles -statistiques- utilisent ces concepts [FAI83, BON85a, GRO85, LOP89, BOT95]. Historiquement, ce sont les premières approches théoriques développées dans les années 1980 pour comprendre la multifragmentation.

### 3.1.2 L’hypothèse de l’équilibre statistique

La multifragmentation statistique peut être décrite grâce aux concepts de la Physique Statistique. Pour le voir, revenons aux concepts fondamentaux liés à la théorie quantique. En effet, la Mécanique Quantique nous apprend que la probabilité de transition par unité de temps  $P_{i \rightarrow f}$  entre un état initial  $i$  et un état final  $f$  pour un système donné peut s’écrire comme :

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{if}|^2 \rho_f \quad (3.1)$$

où  $T_{if}$  représente l’élément de matrice de l’Hamiltonien responsable de la transition entre  $i$  et  $f$ , et  $\rho_f$  la densité d’états accessible dans l’état final  $f$  pour le système. C’est la fameuse règle d’or de Fermi, établie en premier par *Dirac* en 1927 [DIR27] et ensuite reprise sous la forme connue actuellement par *Fermi* en 1950 sous le nom de règle d’or numéro 2.

L’hypothèse d’un équilibre statistique pour le système considéré correspond à la notion d’un *macro-état* stationnaire. Ceci revient alors à supposer que l’élément de matrice  $T_{if}$  connectant l’état initial  $i$  à l’état final  $f$  est constant au cours du temps. Dans ce cas, on voit que la probabilité de transition entre l’état initial et l’état final ne dépend plus que de la densité d’états accessibles  $\rho_f$ , indépendamment du mécanisme ou de l’interaction qui a permis la transition. On accède alors à une description statique, indépendante du temps de la transition dans laquelle seule la connaissance des *densités d’états* du système de départ et de fin est requise. Ceci est vrai lorsque l’on s’intéresse à la désexcitation d’un noyau composé dans le cadre de l’indépendance de la formation de celui-ci vis-à-vis de sa décroissance ultérieure postulée par *Bohr* en 1936 [BOH36]. Dans ce type de phénomène, on peut considérer que les temps caractéristiques mis en jeu dans la formation puis la décroissance du noyau composé sont très éloignés. Ceci n’est plus forcément le cas dans le domaine des plus grandes énergies d’excitation, notamment en ce qui concerne la multifragmentation ; l’hypothèse de l’équilibre statistique et donc l’utilisation du formalisme associé ne peut se faire que si l’on a été capable de démontrer que cette indépendance est toujours valide, y compris dans le domaine de l’énergie de Fermi. A l’heure actuelle, bien que des études aussi bien expérimentales que théoriques semblent l’affirmer, il convient néanmoins d’être prudent sur cette vision essentiellement conditionnée par l’espace des phases accessible et pas par la dynamique (histoire) de la collision. Nous verrons tout au long de ce manuscrit que certains signaux contradictoires concernant les caractéristiques de la multifragmentation apparaissent, montrant que la situation est certainement plus complexe que celle attendue dans le cas d’une multifragmentation purement statistique.

### 3.1.3 Phénomènes critiques

Dans un contexte statistique, la multifragmentation est décrite par le concept de transition de phase. Or, une transition de phase est reliée à un ordre la caractérisant ; dans le cas de la multifragmentation, on parle ainsi de transition de phase (liquide-gaz) du premier ordre [CHO01, DAG99]. Lorsque le système est porté à une température appelée critique (cf. chapitre 2), on évolue alors vers une transition de phase du second ordre dans laquelle on voit apparaître des phénomènes critiques [CAM88]. La mise en évidence de tels phénomènes est donc une preuve du passage par une telle transition autour du point critique [CAM92]. La figure 3.1 présente les résultats obtenus en ce qui concerne les taux de production pour des réactions  $p + Xe$  à  $1A$  GeV [FIN82]. On observe que la distribution de masse (symboles) des produits de réaction obéit à une loi de puissance  $Y(A) = A^{-\tau}$  (courbe) dont l’exposant vaut ici  $\tau = 2.64$ . On peut noter que la valeur de cet exposant est celle attendue dans un régime de fragmentation statistique, dans les lois d’échelle de type loi de *Fisher* [FIS67, ELL02, DAG03, LEN07] qui décrivent la production d’agrégats (*clusters*) à l’équilibre statistique.

En effet, *Fisher* a établi une loi statistique [FIS67] pouvant décrire la distribution de taille  $P(A)$  d’un ensemble d’agrégats de taille  $A$  sans interaction mutuelle (gaz), en équilibre avec un thermostat à la température  $T$  :

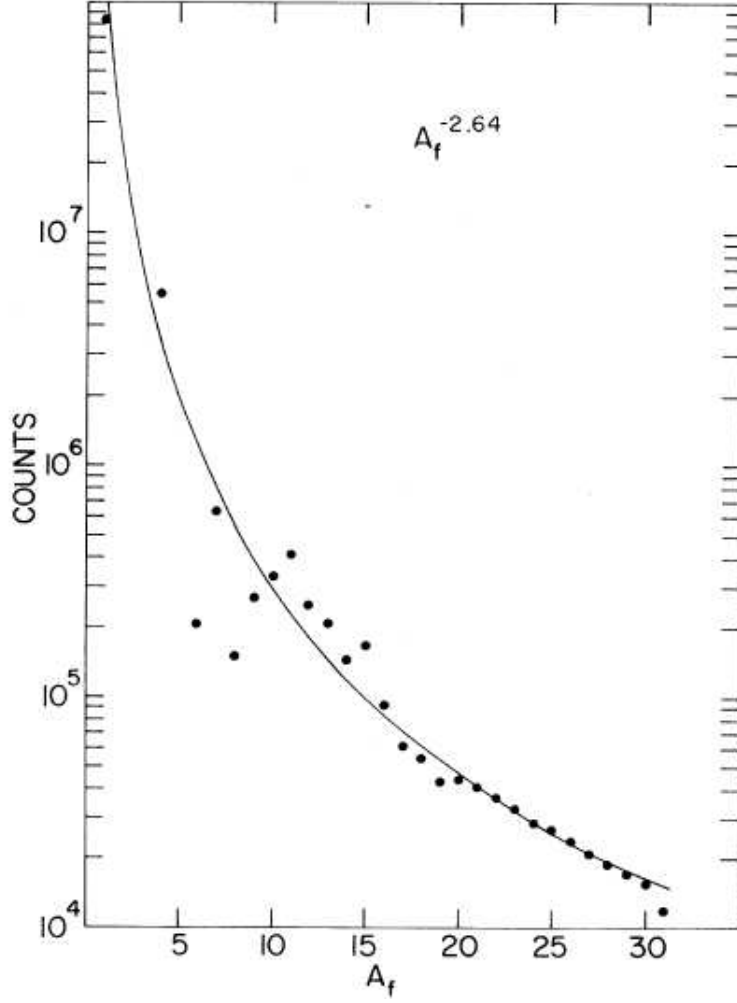


FIGURE 3.1 – Distribution de masse observées dans les collisions  $p + Xe$  à 1A GeV. Extrait de [FIN82].

$$P(A) = q_0 A^{-\tau} \exp\left(\frac{A(\mu_g - \mu_l)}{T} - \frac{c_0 \epsilon A^\sigma}{T}\right) \quad (3.2)$$

où  $q_0$  est une constante de normalisation,  $\tau$  un exposant critique,  $\mu_g$  et  $\mu_l$  les potentiels chimiques de la phase gaz et liquide,  $c_0$  est le coefficient d'énergie de surface,  $\sigma$  est le rapport de dimensionalité entre la surface et le volume (typiquement  $\sigma = 2/3$ ),  $T$  est la température du système et  $\epsilon = (T - T_c)/T_c$  est la "distance" en terme de température normalisée à la température critique du système.

D'après l'équation 3.2, on peut observer que si l'on se trouve au point critique ( $T = T_c$  et  $\mu_g = \mu_l$ ), on obtient seulement le comportement en terme de loi de puissance  $P(A) \propto A^{-\tau}$ . L'exposant  $\tau$  dépend de la *topologie* du système étudié ainsi que du type de fragmentation envisagée ; pour le modèle d'Ising en 3 dimensions, on trouve ainsi  $\tau = 2.21$  [LEH10a], pour un modèle de gaz sur réseau en champ moyen  $\tau = 2.33$  [FINO96], pour un modèle de percolation en 3 dimensions  $\tau = 2.2$  [BEN95]. Dans le cas de la multifragmentation, on trouve expérimentalement des valeurs pour l'exposant  $\tau$  qui sont très proches de celles attendues dans la zone de coexistence liquide-gaz [LEN07, ELL02, DAG99].

La distance au point critique peut alors être évaluée par l'intermédiaire d'exposants critiques [DAG99] qui présentent la particularité de n'être sensibles qu'à la *classe d'universalité* à laquelle appartient la transition critique associée, indépendamment du type d'hamiltonien (interaction) qui lui donne naissance. Dans le cas de la transition de phase liquide-gaz, on peut montrer qu'elle correspond à la même classe d'universalité que la *transition ferromagnétique* telle que décrite par les modèles de spins de type *Ising* [GUL03]. Parmi les exposants critiques, on peut ainsi citer l'exposant  $\tau$  que nous avons vu précédemment, l'exposant  $\beta$  gouvernant la taille moyenne  $\langle A_{max} \rangle$  du plus gros *cluster* près de la transition critique ( $\langle A_{max} \rangle = \epsilon^\beta$ ) et l'exposant  $\gamma$  concernant le moment d'ordre 2 ( $m_2$ ) de la distribution en taille des *clusters* (avec  $m_2 = \epsilon^\gamma$ ). On peut noter qu'il existe une relation entre ces différents exposants pour la

classe d'universalité des transitions de phase de type liquide-gaz à 3 dimensions :

$$\tau = 2 + \frac{1}{1 + \gamma/\beta} \quad (3.3)$$

On observe que la donnée de 2 exposants permet alors de déduire le troisième ou alors permet de vérifier la relation attendue pour la classe d'universalité étudiée. A noter que ce type de comportement critique ne devient valide que lorsque l'on s'approche du point critique, c'est-à-dire pour  $\epsilon \rightarrow 0$ .

### 3.1.4 Courbes caloriques et back-bending

Dans le contexte de la physique statistique, la multifragmentation est vue comme le passage du système nucléaire par la zone de coexistence liquide-gaz du diagramme des phases comme le montre la figure 3.2. A l'intérieur de la zone hachurée, le système nucléaire excité ( $T < T_c$ ) et à basse densité ( $\rho < \rho_0$ ) va produire simultanément des fragments (phase liquide) et des particules (phase gaz), c'est le phénomène de multifragmentation. Il est important de noter que dans cette zone de coexistence ( $0 < T < T_c$ ), le système va se refroidir lorsqu'il crée les fragments et ainsi va suivre la courbe isotherme en tirets de la figure 3.2. Ceci génère un "accident" dans la courbe isotherme (*back-bending*) et est à l'origine de la notion de capacité spécifique négative dans cette région [CHO00]. En effet, la taille finie du système impose que la création de fragment crée de la surface, et donc abaisse la quantité d'énergie thermique disponible pour le système. Ce phénomène de *back-bending* dans le diagramme des phases est donc une caractéristique liée à la taille finie des systèmes nucléaires formés dans les collisions nucléaires [CHO01]. Nous allons voir qu'il donne naissance également au même phénomène de *back-bending* en ce qui concerne la courbe calorique.

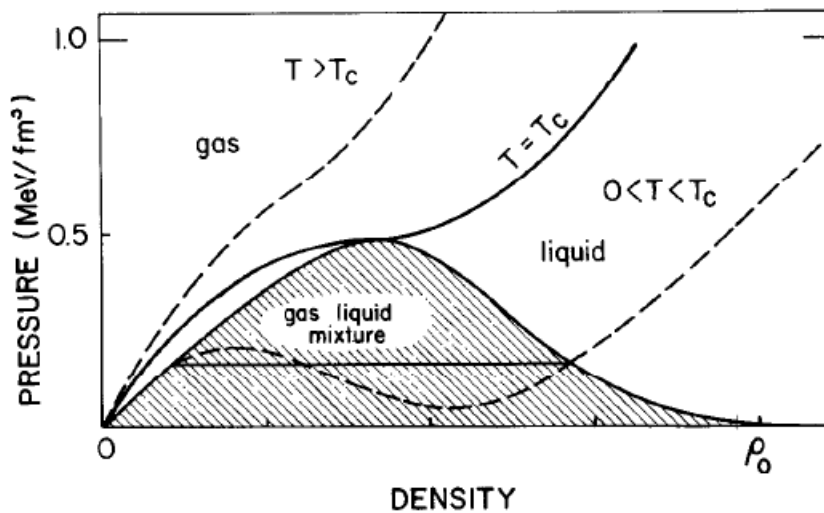


FIGURE 3.2 – Diagramme des phases de la matière nucléaire dans le plan densité- pression. Différentes isothermes  $T$  sont représentées ( $T_c$  est la température critique). La zone hachurée correspond à la zone de coexistence liquide-gaz. Extrait de [BON85b].

La mise en évidence théorique de ce phénomène est venue grâce aux travaux de Bondorf *et al.* [BON85a, BON85b, BOT95] par la mise au point d'un modèle de multifragmentation statistique appelé *Statistical Multifragmentation Model (SMM)*. Dans ce modèle de type simulation *Monte Carlo*, on suppose que le système est à l'équilibre thermodynamique (cf. page 26) et que l'on peut donc calculer les probabilités associées à la cassure simultanée du système sous forme de fragments et particules par la détermination du nombre d'états correspondant à la partition générée. Le calcul peut être fait dans le cadre de l'ensemble microcanonique : système isolé et détermination de l'entropie  $S$ , canonique : système en contact avec un bain thermique  $T$  et détermination de l'énergie libre  $F$  ou bien grand-canonique : système en contact avec un bain thermique  $T$  ainsi qu'un réservoir de particules caractérisé par le potentiel chimique  $\mu$  et détermination de l'enthalpie libre (ou énergie de Gibbs)  $G$ . Le choix de l'ensemble adéquat va alors dépendre des contraintes appliquées sur le système. On rappelle qu'à la limite thermodynamique (nombre infini de constituants), les différents ensembles conduisent aux mêmes observations.

Dans les cas microcanonique et canonique, la stricte conservation du nombre de nucléons ( $Z, N$ ) est requise. Dans le cas grand-canonique, la conservation du nombre de nucléons n'est vraie qu'en moyenne. Pour le contexte de la multifragmentation dans les collisions entre ions lourds, c'est l'hypothèse microcanonique qui est la plupart du temps utilisée [GRO01]; on conserve alors strictement l'énergie totale en plus du nombre de nucléons. Cependant, il a été montré que les résultats obtenus en multifragmentation entre ensemble microcanonique et ensemble canonique diffèrent peu à haute énergie d'excitation ( $E^*/A > 4 \text{ MeV}$ ) [BON95, GRO85]. On peut noter qu'il existe d'autres modèles de multifragmentation statistique, basés sur le même type d'approches comme le modèle *Microcanonical Multifragmentation Model Code* ou *MMMC* de *D.H.E. Gross* [GRO85], le modèle de cassure statistique *FREESCO* de *G. Fai* et *J. Randrup* [FAI83], ou encore le modèle de l'état transitoire généralisé *J.A Lopez* et *J. Randrup* [LOP89, LOP90, LOP94]. Dans ce qui suit, nous nous intéresserons plus particulièrement à *SMM*, car c'est ce modèle statistique qui a été et reste de loin le plus employé pour décrire de manière statistique les données de multifragmentation collectées dans le domaine de l'énergie de Fermi.

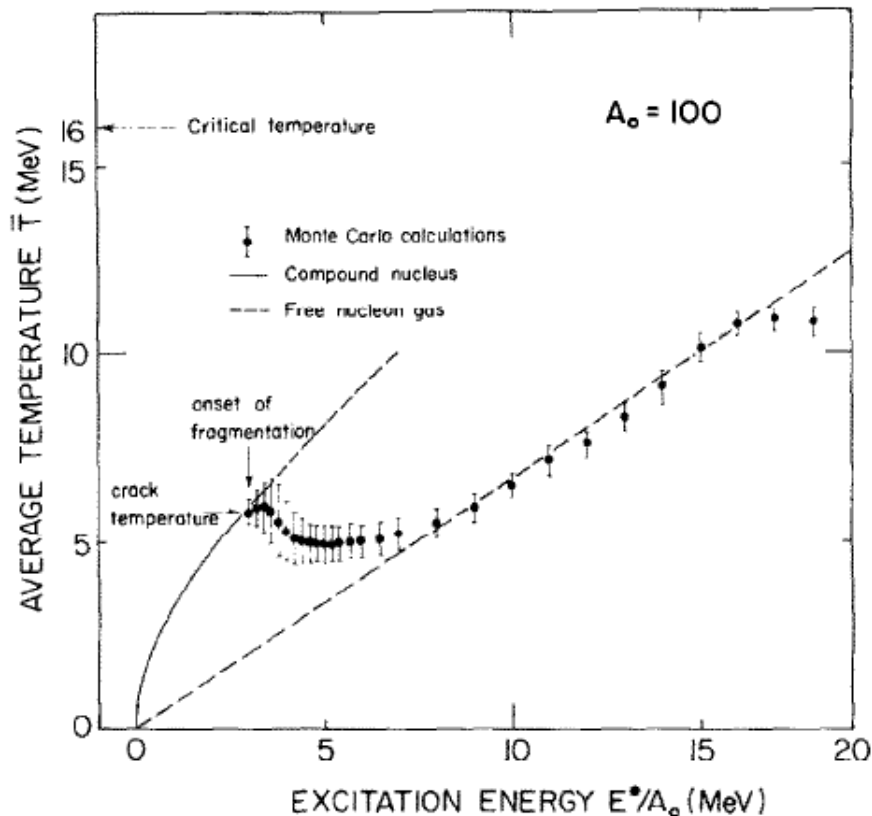


FIGURE 3.3 – Courbe calorique : température en fonction de l'énergie d'excitation  $E^*$  par nucléon. Extrait de [BON85b]. Les courbes en trait plein et tirets représente respectivement les résultats attendus pour un gaz de Fermi ( $E^*/A \propto T^2$ ) et un gaz parfait ( $E^*/A \propto T$ ).

Dans le modèle *SMM*, on observe la présence d'un rebroussement (*back-bending*) lorsque l'on reporte la corrélation entre l'énergie d'excitation (thermique) du système  $E^*$  et la température  $T$  associée; c'est ce que l'on appelle la courbe calorique telle que  $T = f(E^*)$ . Celle-ci représente ainsi la manière dont la température évolue lorsque l'on apporte de l'énergie d'excitation au système. La figure 3.3 donne le résultat obtenu dans le cadre du modèle de multifragmentation statistique *SMM* [BON85b]. Les symboles correspondants ici aux simulations *Monte Carlo* passent de la courbe en trait plein correspondant au noyau composé (gaz de Fermi) à basse énergie ( $E^*/A < 3 \text{ MeV}$ ) à la courbe en tirets correspondant au gaz de nucléons libres pour  $E^*/A > 10 \text{ MeV}$ . Entre les 2 régimes, on observe le fameux *back-bending* de la température en fonction de l'énergie d'excitation.

La mise en évidence expérimentale d'un tel *back-bending* a été faite par l'équipe *ALADIN* au *GSI* [POC95]. Dans cette étude, la corrélation entre la température "isotopique" construite grâce aux doubles rapports de production hélium-lithium  $T_{\text{HeLi}}$  et l'énergie d'excitation par nucléon  $E_0/A_0$  a été établie pour un ensemble de données couvrant une grande gamme en terme d'énergie incidente et de mécanismes

(fusion-évaporation, fusion incomplète, participant-spectateur). La courbe correspondante est visible sur la figure 3.4. On observe aussi bien qualitativement que quantitativement la même phénoménologie que sur la figure 3.3. Ceci a permis aux auteurs de l'étude de conclure en 1995 à l'observation expérimentale de la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire, tels que les modèles de multifragmentation statistique du type *SMM* ont pu le prédire une décennie auparavant.

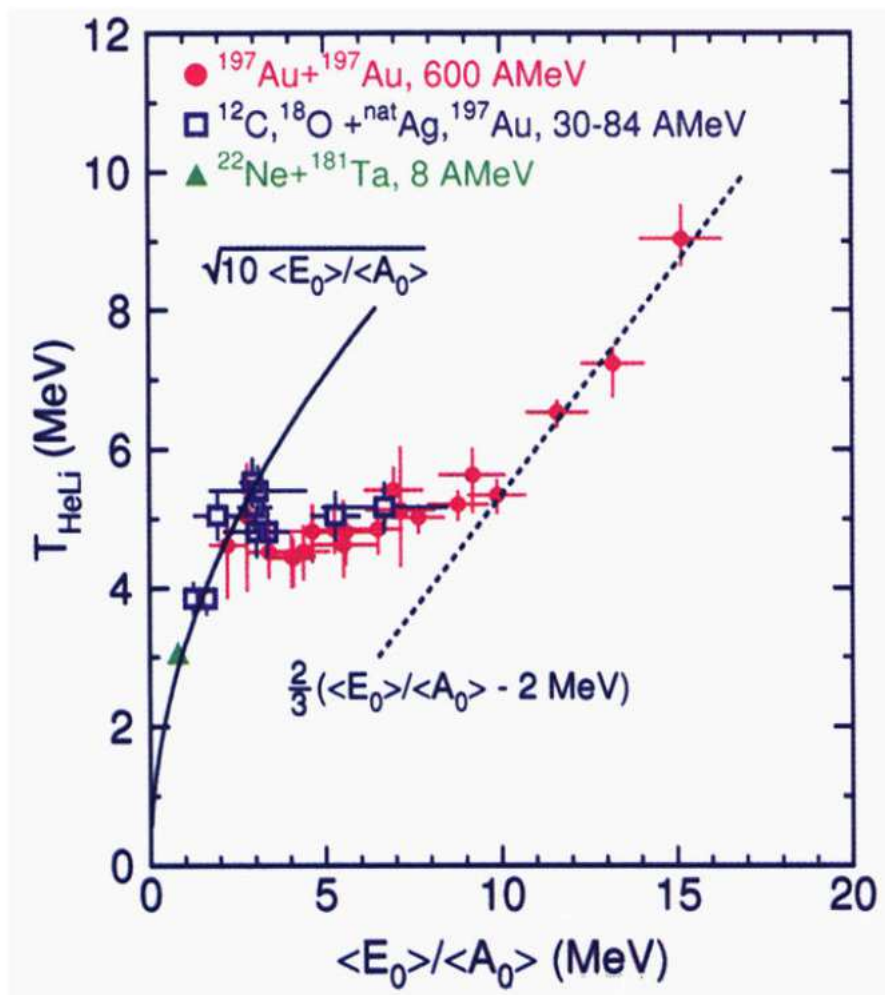


FIGURE 3.4 – Courbe calorique : température isotopique  $T_{\text{HeLi}}$  en fonction de l'énergie d'excitation  $E^*$ . Extrait de [POC95].

Par la suite, une étude systématique sur l'obtention d'une telle courbe calorique en testant différents types de thermomètres : températures isotopiques, températures cinétiques, population d'états excités a été faite dans la référence [DUR98]. L'ensemble des données est présenté sur la figure 3.5.

La constatation que l'on peut faire est la suivante; la courbe calorique peut produire, ou non, un *back-bending*. Suivant le thermomètre ainsi que les données analysées (collisions centrales, périphériques), le signal lié à la transition de phase peut être présent ou absent. Il apparaît donc difficile de relier l'existence d'un *back-bending* à la présence non univoque de la transition de phase. Cette conclusion est d'ailleurs confirmée par le fait qu'y compris d'un point de vue théorique, il semble difficile d'isoler un lot d'événements pour la constitution de la courbe calorique qui puisse obéir à des contraintes thermodynamiques bien définies en terme de pression ou volume par exemple [CHO00]. L'étude réalisée dans la référence [BOR13] par la collaboration *INDRA* permet cependant d'apporter des résultats qui sont de bien meilleure qualité grâce à la construction de courbes caloriques *sous contraintes* (ici la pression). L'observation d'un *back-bending* permet alors de conclure sur la nature de la transition observée, ici de type liquide-gaz, comme indiqué dans la référence [BOR13].

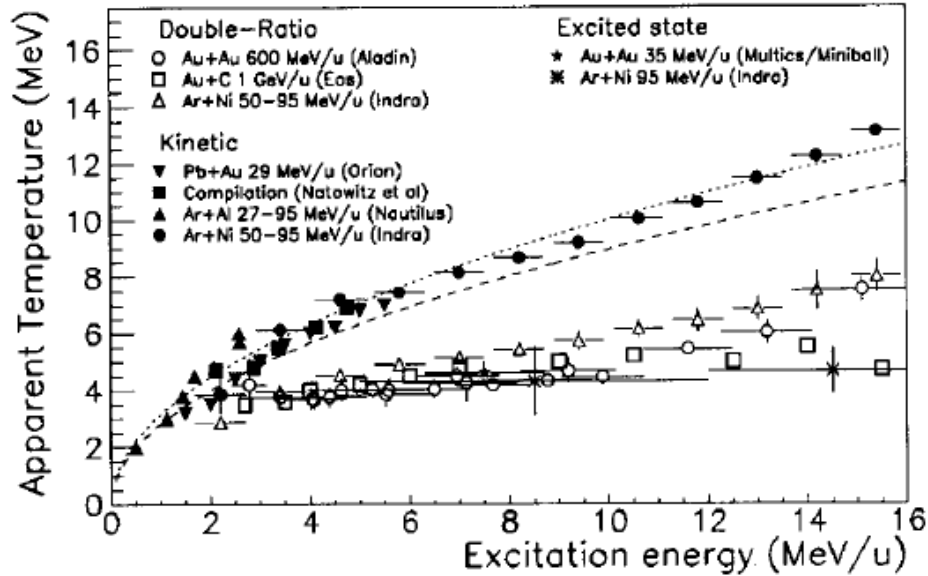


FIGURE 3.5 – *Compilation de différentes courbes caloriques obtenues avec différents thermomètres. Extrait de [DUR98].*

## 3.2 La multifragmentation par l'expérience

A partir des années 80, l'avènement de machines capables d'accélérer des ions lourds autour et au-delà de l'énergie de Fermi (GANIL, MSU, GSI) ont montré que les collisions nucléaires pouvaient conduire à une production importante de fragments. La question qui s'est alors posée était de savoir si ces fragments étaient produits de manière séquentielle, c'est-à-dire par cassures binaires successives (une extension du mécanisme d'évaporation en quelque sorte) ou bien de manière simultanée ou quasi-simultanée comme certains calculs théoriques de l'époque semblaient le montrer. Deux modèles statistiques illustrant ces 2 hypothèses sont en effet apparus à cette époque : *GEMINI*, un modèle statistique produisant les particules et fragments par une série de cassures binaires séquentielles développé par R.J. Charity, et *SMM* un modèle de multifragmentation simultanée développé par J.P. Bondorf [BON95] et ensuite modifié par A.S. Botvina [BOT95].

Les collisions entre noyaux autour de l'énergie de Fermi sont caractérisées par une production multiple de fragments qui devient importante vis-à-vis des autres modes de production de fragments (évaporation, fission, émission au col), c'est le phénomène de *multifragmentation*. Celui-ci a tout d'abord été mis en évidence de manière *inclusive* à la fin des années 1970 [GAI79, FIN82] puis par la suite avec des expériences *exclusives* faites notamment avec des émulsions [JAK82, WAD75]. La figure 3.6 donne un aperçu d'une collision entre un noyau de carbone incident à 852 MeV (71A MeV) et un noyau de Ag/Br constituant l'émulsion. Les charges et masses associées sont données dans le tableau à droite.

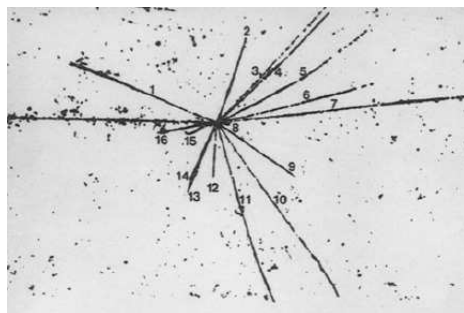
Avant d'aller plus loin, il faut préciser ce qu'on appelle multifragmentation ; celle-ci indique non seulement une production multiple de fragments mais aussi suppose que le temps associé à ce processus soit suffisamment court pour que l'on puisse considérer la production de fragment comme *simultanée*, et non pas simplement l'extension de la cassure binaire dans un mode séquentiel comme le modélise le code *GEMINI* par exemple [CHA88a, CHA88b]. Par temps court, on entend ici un temps suffisamment petit vis-à-vis du temps caractéristique de la collision, c'est-à-dire inférieur à  $t = R/v \approx 100 \text{ fm}/c$  dans le régime de l'énergie de Fermi. Nous allons maintenant décrire en détail les caractéristiques associées à la multifragmentation.

### 3.2.1 Caractéristiques des fragments

La multifragmentation se caractérise donc par l'émission multiple de fragments de masse intermédiaire (appelés par la suite *Intermediate Mass Fragment* ou *IMF*). Les fragments correspondent essentiellement à des noyaux de charge comprise entre 3 et approximativement 20. La limite inférieure  $Z = 3$  est définie de



### 3 La multifragmentation



Track	Z	AZ	A	AA	R (mm)	$E_{proj} = 852 \text{ MeV}$			
						E (MeV)	$E_{min}$ (MeV)	$E_{max}$ (MeV)	$\theta$ (deg)
1	2	0	4	-1	0.190	20	18	21	138.7
2	2	0	4	-1	0.175	19	17	20	73.5
3	1	0	2	+1	20.7	105	100	160	48.7
4	2	0	4	-1	0.276	25	23	26	46.6
5	1	+1	2	+2	0.368	10	9.0	30	43.6
6	1	0	2	-1	0.630	13.7	10.5	15	41.6
7	4	-1	7	-3	0.428	94	62	145	26.8
8	4	$\pm 1$	9	-3	0.008	7.0	5.7	19	18.9
9	3	+1	7	-3	0.191	41	39	67	53.6
10	1	+1	2	+1	0.386	10	9.0	28	54.0
11	2	0	4	-1	0.180	19	17.5	20	73.6
12	2	0	3	+1	0.509	33	31	37	91.8
13	2	0	4	-1	0.163	17.5	16	18	108.9
14	3	-1	6	+1	0.176	36.6	17.5	40	108.6
15	3	+1	7	-3	0.044	15.5	15	25	124.5
16	2	+1	4	-3	0.252	24	21	48	125.6

FIGURE 3.6 – A gauche, photographie d'une collision entre un ion  $^{12}\text{C}$  à  $86A \text{ MeV}$  et un noyau Ag ou Br dans une émulsion de bromure d'Argent AgBr. Le tableau à droite donne les caractéristiques des produits de la réaction dont les numéros correspondent aux traces sont indiqués sur la photographie à gauche. Reproduit de [JAK82].

manière à éliminer les particules légères jusqu'aux noyaux d'hélium qui peuvent être émis par évaporation ou encore par pré-équilibre. La limite supérieure  $Z = 20$  est posée afin d'exclure les éventuels fragments de fission pour les systèmes relativement lourds ( $Z > 50$ ). Il a été ainsi observé une production importante d'IMFs pour les collisions les plus dissipatives autour et au-delà de l'énergie de Fermi comme le montre la figure 3.7 pour toute une compilation de données expérimentales sur les collisions dissipatives [DUR98].

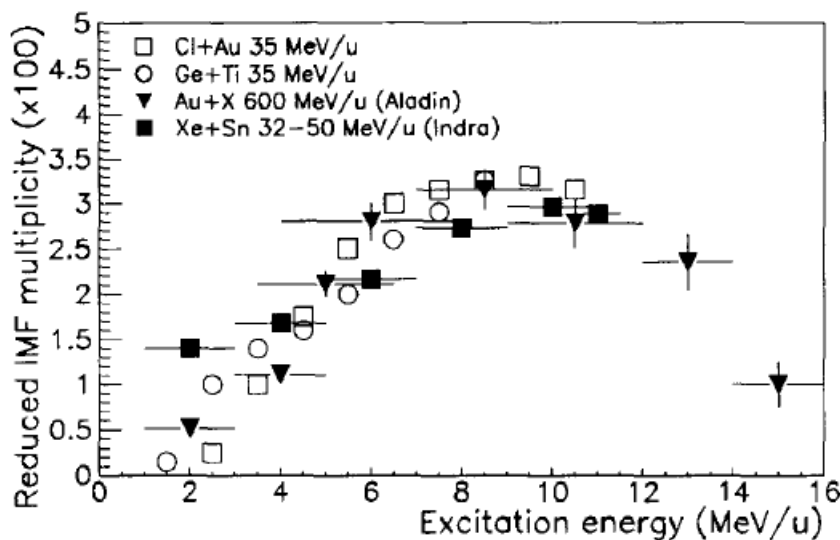


FIGURE 3.7 – Nombre d'IMF réduit à la taille totale du système en fonction de l'énergie d'excitation évaluée en MeV par nucléon. Extrait de [DUR98].

Il est important de noter que ce phénomène nécessite de mesurer en coïncidence les différents produits de réaction (au moins les fragments...). Ceci impose alors de disposer de mesures *exclusives*, à savoir fournies par un *multidétecteur* [LOP08]. La mesure exclusive permet ici d'étudier les *corrélations* entre fragments produits dans les collisions très dissipatives. C'est ainsi que l'on peut tracer les diagrammes de *Dalitz* pour les charges associés à la production des 3 plus grands fragments comme le montre la figure 3.8 extraite de la référence [BIZ93] provenant de la collaboration NAUTILUS.

Les diagrammes montrent ici que les partitions en charge des fragments pour les collisions dissipatives du système  $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$  à  $60A \text{ MeV}$  évoluent de valeurs correspondant à la fission (2 valeurs identiques en charge visibles sur les milieux des cotés du triangle) vers une valeur comparable (le centre du triangle correspond ici à des charges équivalentes) à haute énergie d'excitation (ici  $E^*/A > 4.5 \text{ MeV}$ ) [LOP93a,

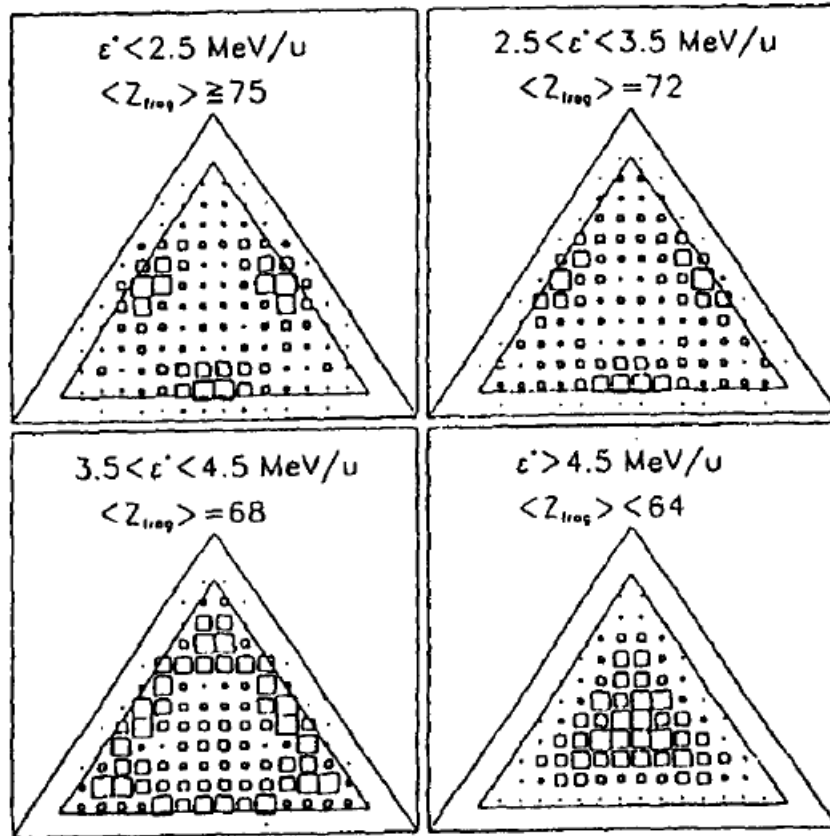


FIGURE 3.8 – Diagrammes de Dalitz pour les charges des 3 plus gros fragments du système  $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$  à 60A MeV. Les différents panels correspondent à différents intervalles en énergie d'excitation. Extrait de [BIZ93].

LOP93b]. La multifragmentation se caractérise ainsi par une production de fragments de charge (masse) comparable. Nous explorerons cet aspect plus en détail dans le chapitre 7.

### 3.2.2 Seuil de la multifragmentation

Le seuil d'apparition de la multifragmentation a motivé un certain nombre d'études et nous allons en présenter une dans le chapitre 4. Les premiers résultats dans ce domaine ont été publiés au cours de la fin des années 1980 et début 1990 [BOU88, TRO89, BLU91, BIZ93]. La figure 3.9 obtenue par la collaboration *NAUTILUS* avec les multidétecteurs de particules chargées et fragments appelés *MUR* [BIZ86], *TONNEAU* [PEG90], *DELTA* [BOU87] et *XYZt* [RUD91] au *GANIL* montre que le seuil d'émission de 3 fragments se situe pour une énergie d'excitation comprise entre 2 et 3 MeV par nucléon.

### 3.2.3 Temps d'émission

Nous l'avons vu précédemment, la multifragmentation est caractérisée par des temps d'émission des fragments qui doivent être courts; ceci constitue la différence importante entre multifragmentation et émission binaire séquentielle. Dans la référence [LOP88], les auteurs indiquent que les corrélations cinématiques entre fragments ou *IMF* pourraient permettre de distinguer entre les 2 scénarii. Ils proposent notamment d'utiliser les angles et vitesses relatives entre *IMF* comme cela est montré dans la référence [TRO87]. Le même type d'étude est présentée sur la figure 3.10 par la collaboration *NAUTILUS* [LOU94].

Les données expérimentales (symboles, il s'agit ici du système  $Ar + Au$  à 30A et 60A MeV) sont comparées à une simulation de trajectoires coulombiennes dans laquelle les fragments sont émis séquentiellement après un laps de temps  $\tau_{FF}$  que l'on peut ajuster. La répulsion coulombienne assure en effet ici que le peuplement de l'espace des phases en terme de vecteurs impulsion ou vitesse sera différent suivant la

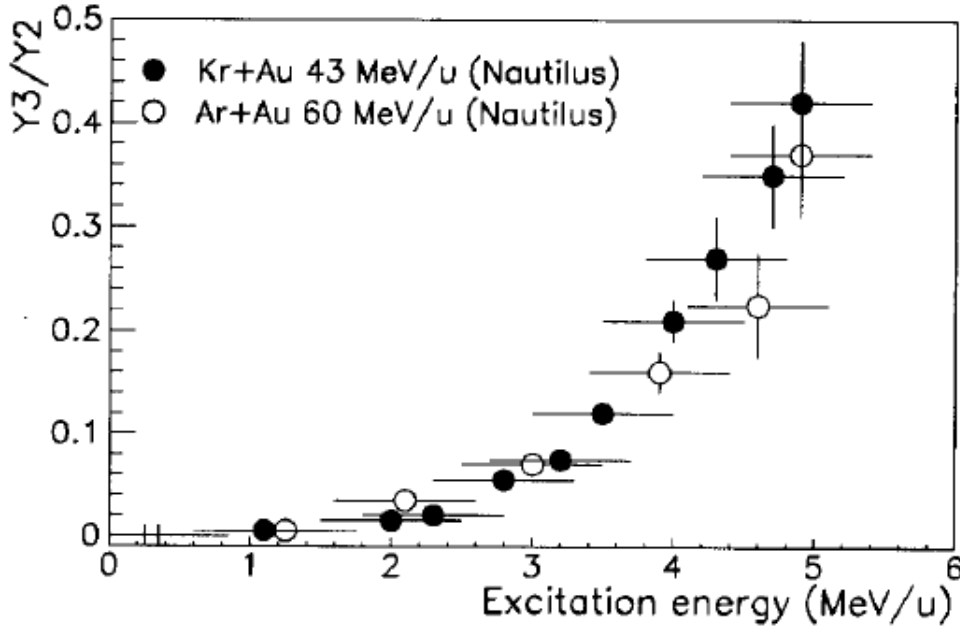


FIGURE 3.9 – Rapport entre le nombre d'événements à 3 corps (ici fragments  $Z \geq 8$ ) et le nombre d'événements à 2 corps en fonction de l'énergie d'excitation déterminée expérimentalement. Extrait de [BIZ93].

valeur de  $\tau_{FF}$ . Sur la figure 3.10, on présente les fonctions de corrélations définies comme le rapport entre les distributions expérimentales (corrélées) et les distributions obtenus par la technique du mélange d'événements [TRO87]. Nous ferons une lecture critique de cette technique dans le chapitre 7.

Nous pouvons conclure de la comparaison entre les simulations et les données expérimentales pour les événements (dissipatifs) à 3 fragments que les données  $Ar+Au$  à  $30A$  MeV sont compatibles avec un temps d'émission entre fragments relativement grand ( $\tau_{FF} = 500$  fm/c); celles-ci sont donc assimilables à un scénario d'émission binaire séquentielle. Pour la plus haute énergie incidente ( $60A$  MeV), la compatibilité est assurée avec  $\tau_{FF} \approx 50$  fm/c, soit un scénario plutôt de type émission simultanée. Ceci est à mettre en regard avec les énergies d'excitation mesurées pour ces 2 énergies :  $E^*/A \approx 2.5$  MeV pour  $Ar + Au$  à  $30A$  MeV et  $E^*/A \approx 5$  MeV pour  $Ar + Au$  à  $30A$  MeV. Dans le second cas ( $60A$  MeV), nous dépassons largement le seuil attendu pour la multifragmentation alors que ce n'est pas le cas pour  $30A$  MeV [LOU94].

A partir de ces premiers résultats, de nombreuses études ont été menées sur les collisions les plus dissipatives (centrales...) et conduisent à la compilation présentée sur la figure 3.11 [DUR98].

On observe une chute importante du temps d'émission passant de 1000 à 50 – 100 fm/c quand on passe de  $E^*/A = 2.5$  MeV à  $E^*/A = 5$  MeV. Il est important de noter que le temps d'émission sature autour de  $\tau_{FF} = 100$  fm/c pour des énergies d'excitation au-delà de 5 MeV par nucléon. Ceci peut être attribué à la limite concernant la méthode d'extraction du temps d'émission; la différence observée sur l'espace des phases entre  $\tau_{FF} = 0$  et  $\tau_{FF} = 100$  fm/c devient très faible voire impossible à mettre en évidence, y compris avec des fonctions de corrélation. D'autre part, des temps d'émission aussi courts supposent que les simulations basées uniquement sur les trajectoires coulombiennes ne soient plus valides car l'interaction nucléaire entre noyaux doit alors être prise en compte. Il semble donc plus correct de supposer ici que nous avons une limite pour la mesure expérimentale du temps d'émission entre fragments telle que  $\tau_{FF} \leq 100$  fm/c.

En résumé, on peut ici conclure que la multifragmentation correspond à l'émission multiple ( $> 2$ ) de fragments dont la taille devient de plus en plus comparable lorsque l'énergie d'excitation augmente, et que le régime de production des fragments est essentiellement séquentiel pour des énergies d'excitation inférieures à 3 MeV par nucléon alors qu'il devient simultané ( $\tau \leq 100$  fm/c) autour et au-delà de 5 MeV par nucléon. Il est intéressant de noter que le même type d'étude a été conduit récemment en utilisant des données *INDRA* pour le système  $Xe + Sn$  entre  $8A$  et  $25A$  MeV [GRU14]. Les résultats obtenus

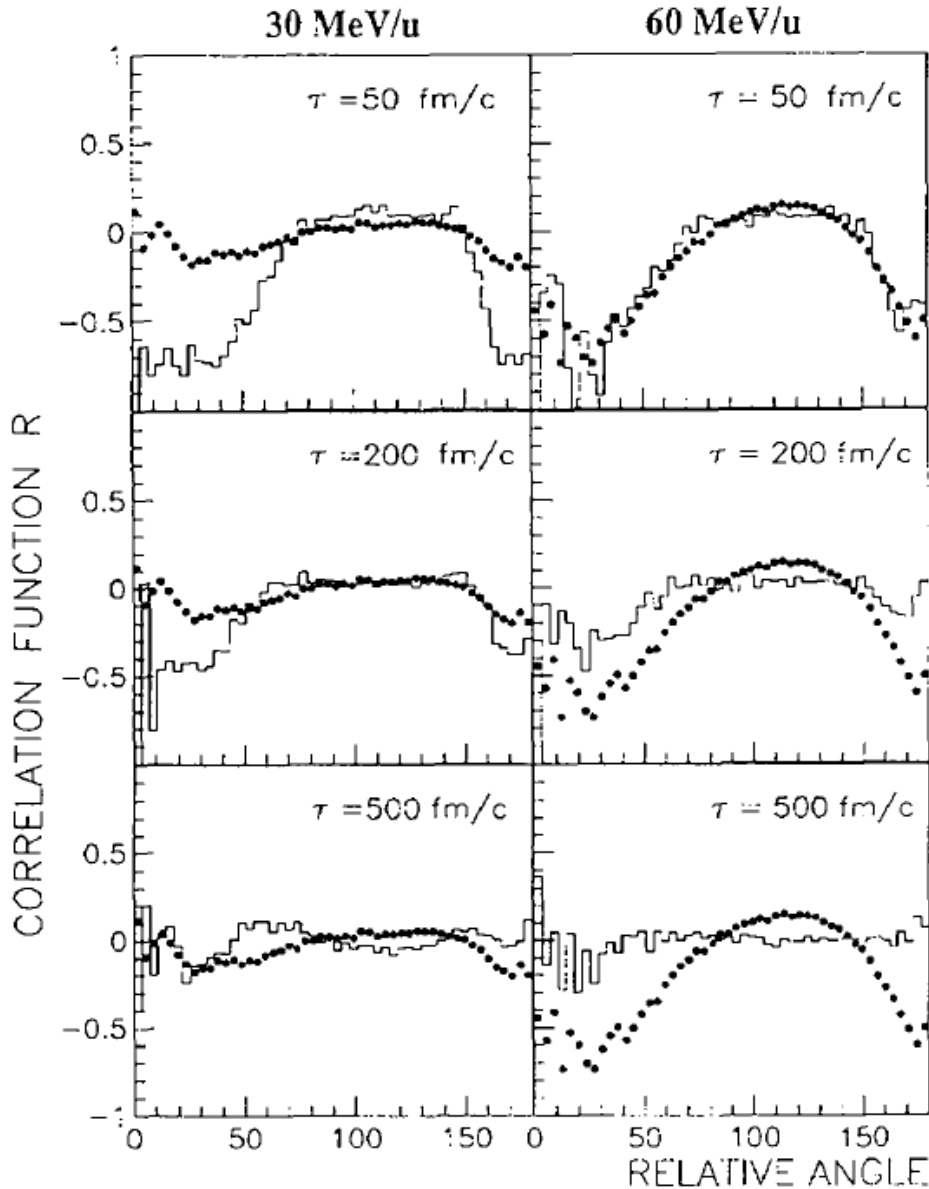


FIGURE 3.10 – Fonctions de corrélation en angle relatif entre fragments pour les systèmes  $Ar + Au$  à  $30A$  (à gauche) et  $60A$   $MeV$  (à droite) pour les événements à 3 corps. Les données expérimentales correspondent aux symboles, les simulations aux histogrammes pour différents temps d'émission  $\tau$  entre fragments, ici  $\tau = 50, 200$  et  $500$   $fm/c$ . Extrait de [LOU94].

confirment les conclusions des études menées il y a plus de 15 ans avec le dispositif *NAUTILUS*.

### 3.2.4 Chronométrie de l'émission

La figure 3.13 est extraite d'un article de 1995 par D. Durand *et al.* sur des données  $^{208}Pb + ^{197}Au$  à  $29A$   $MeV$  mesuré à l'aide du dispositif expérimental *NAUTILUS* [DUR95]. Elle montre que, suivant la dissipation en énergie (mesurée ici par la perte en énergie cinétique totale  $TKEL$ ), la distribution angulaire des fragments se déforme et fait apparaître des zones de *déplétion* caractéristiques de l'influence du champ coulombien du partenaire de la collision comme l'explique le schéma 3.12.

Ce phénomène est effectivement présent dans les données expérimentales comme le montre la figure 3.13. Une étude plus quantitative incluant des calculs de trajectoire coulombienne a pu ainsi montrer que les fragments étaient émis avec des temps d'émission successifs de l'ordre de  $100$   $fm/c$  pour les collisions les plus dissipatives dans lequel le phénomène de fragmentation est attribué à de la multifragmentation ;

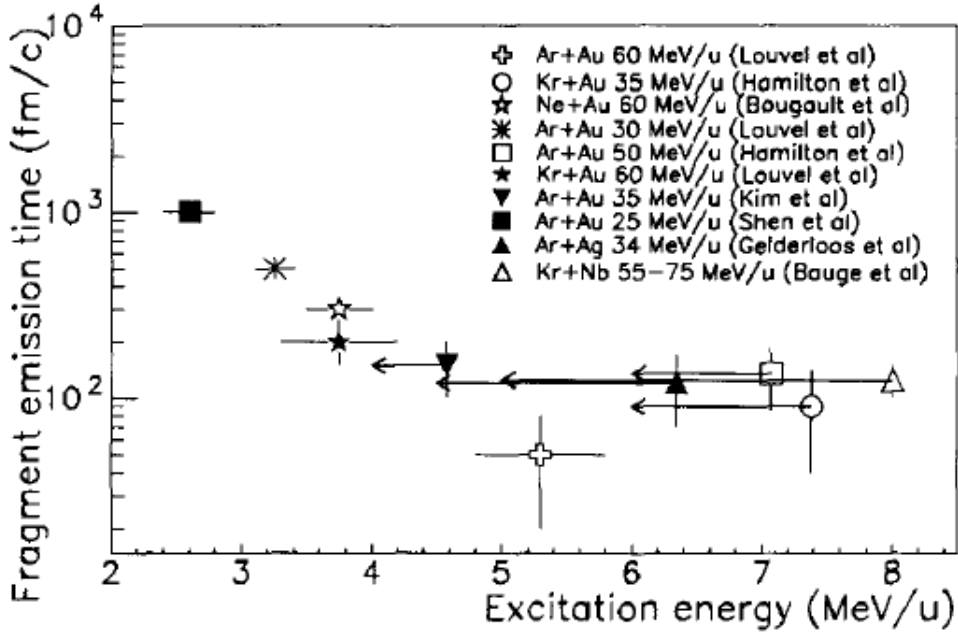


FIGURE 3.11 – Temps d’émission moyen  $\tau_{FF}$  entre fragments en fonction de l’énergie d’excitation pour des collisions fortement dissipatives. Extrait de [DUR98].

Fragment emission in dissipative reactions

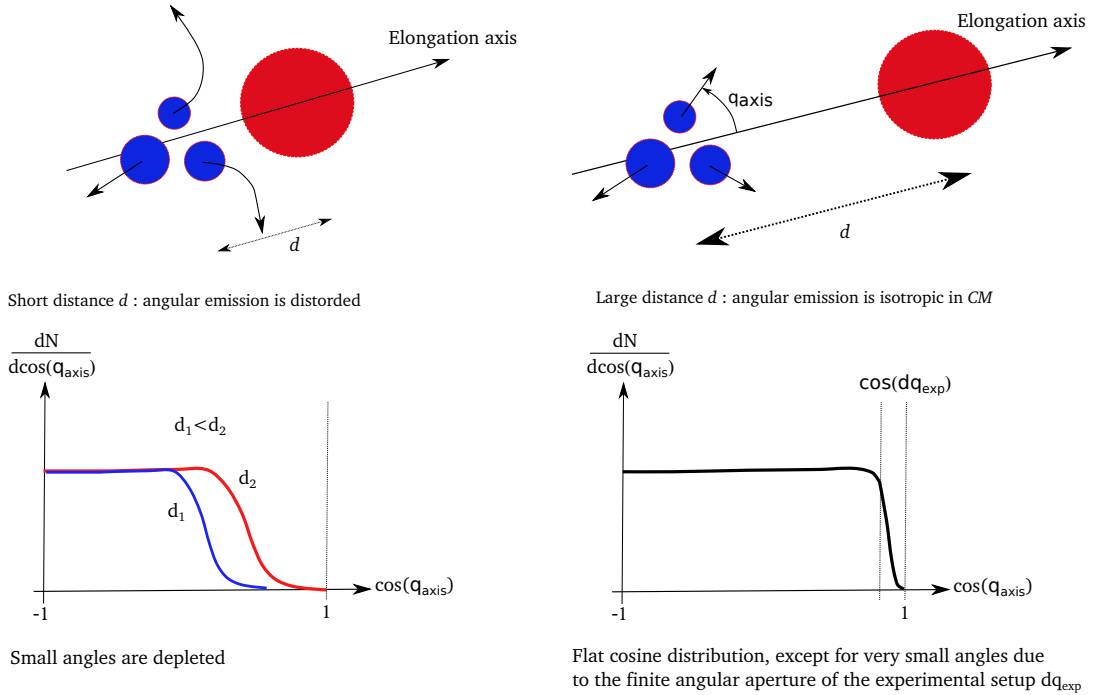


FIGURE 3.12 – Schéma expliquant comment la distribution en angle notée  $\theta_{axis}$  permet de remonter à la chronométrie de l’émission de fragments dans les collisions binaires dissipatives dans lesquelles l’un seulement des partenaires de la réaction (quasi-projectile ou quasi-cible) fragmente.

ces temps sont relativement courts à l’échelle des temps de collision ici de l’ordre de  $300 \text{ fm/c}$  pour le système  $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$  à  $29A \text{ MeV}$ .

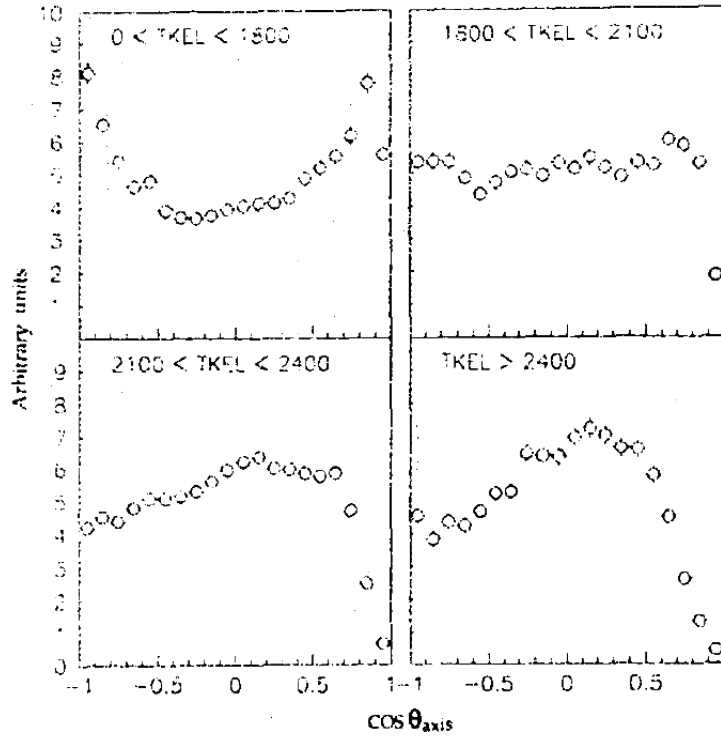


FIGURE 3.13 – Distributions en cosinus  $\theta$  par rapport à l'axe défini par le système binaire quasi-projectile et quasi-cible pour différents intervalles de TKEL correspondant à une dissipation plus ou moins grande dans la réaction  $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$  à 29A MeV. Extrait de [DUR95].

### 3.2.5 Production simultanée de fragments

Dans mon premier article daté de 1993, nous avons effectué l'analyse des collisions dissipatives du système  $^{84}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$  à 60A MeV à l'aide du dispositif expérimental NAUTILUS [LOP93b]. Nous avons pu montrer que les fonctions de corrélation en terme d'angle et de vitesse relative entre fragments pour les collisions les plus dissipatives sont compatibles avec un mode de production simultanée (courbe en pointillés pour le modèle d'émission séquentiel le avec  $\tau_{FF} = 200 \text{ fm}/c$ , en traits pleins pour le modèle d'émission simultanée avec  $\tau_{FF} = 0$ ) comme le montre la figure 3.14.

Le modèle utilisé ici est un modèle schématique dans lequel les fragments sont produits dans une configuration compacte avec une distance relative entre eux correspondant à  $d_{rel} = 2 \text{ fm}$ . Cette hypothèse s'avère très proche de celle utilisée dans les modèles statistiques de multifragmentation, puisqu'on obtient un volume total de la configuration des fragments proche de 3 fois le volume correspondant au même noyau à la densité de saturation [LOP93a]. Elle indique ainsi que l'interaction nucléaire entre fragments peut être négligée, seule l'interaction coulombienne est prise en compte. L'hypothèse du modèle est alors de supposer qu'il existe un temps d'émission entre fragments  $\tau_{FF}$  qui conditionne l'obtention des trajectoires coulombiennes des fragments. Plus ce temps  $\tau_{FF}$  est petit, plus l'interaction coulombienne entre fragments est grande et plus les corrélations sont grandes et conduisent à des distributions en angle relatif s'écartant de l'isotropie, et des distributions en vitesse relative présentant quant à elles une zone de déplétion à faible valeur plus importante comme on peut le voir sur la figure 3.14.

### 3.2.6 Énergie radiale

Nous avons introduit dans le modèle de production simultanée (multifragmentation) une composante d'énergie radiale isotrope dans le centre de masse de 1 MeV par nucléon afin d'estimer la sensibilité des données à cette composante [LOP93a]. Le résultat est visible sur la corrélation entre l'énergie cinétique moyenne dans le centre de masse de la réaction et la charge du fragment sur la figure 3.15.

Les données correspondent aux symboles et le modèle aux traits pleins ( $E_r/A = 0$ ) et pointillés ( $E_r/A = 1 \text{ MeV}$ ). On peut voir que les données sont compatibles avec une énergie radiale proche de zéro

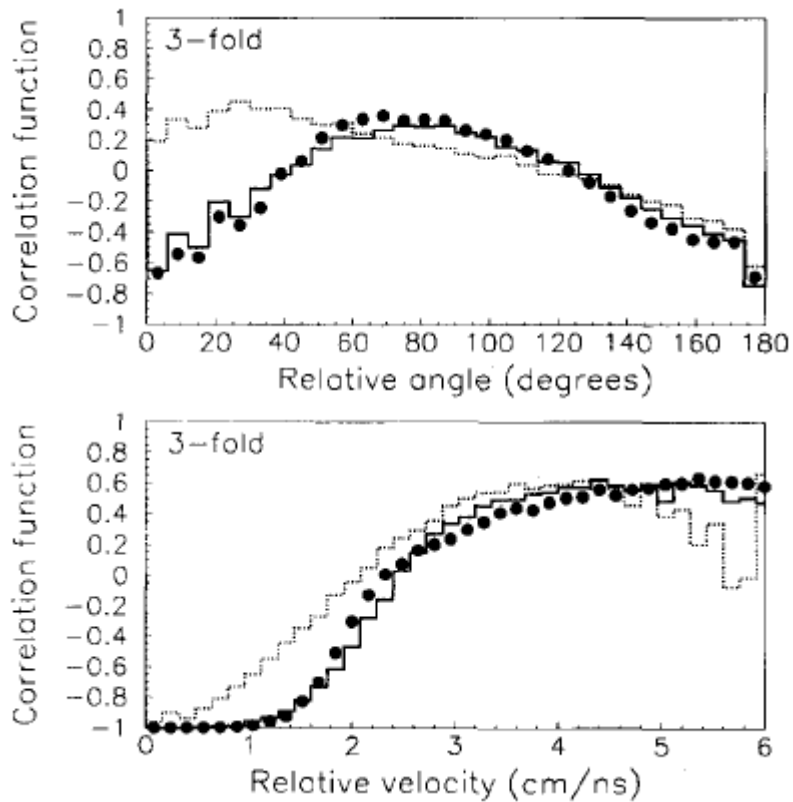


FIGURE 3.14 – Fonctions de corrélation en vitesse et angle relatif pour les événements centraux à 3 fragments du système  $Kr + Au$  à  $60A$  MeV. Les données expérimentales correspondent aux symboles, les simulations aux courbes en trait plein (simultanée) et pointillés (séquentiel). Extrait de [LOP93b].

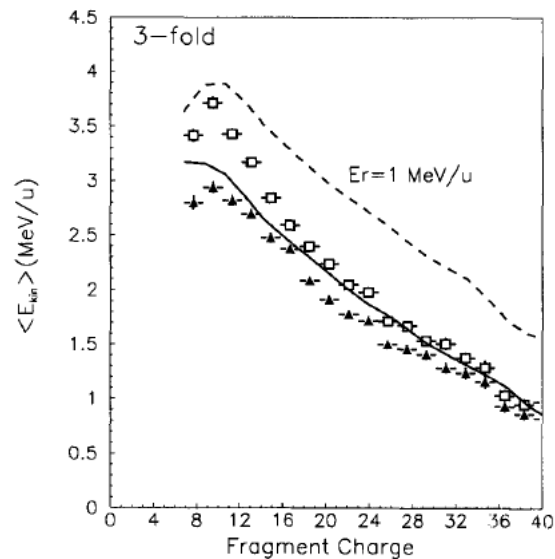


FIGURE 3.15 – Énergie cinétique moyenne par nucléon dans le centre de masse de la réaction en fonction du numéro atomique  $Z$  pour les données issues des événements "3 fragments" de collisions centrales (symboles) et la simulation pour une composante d'énergie radiale  $E_r/A = 0$  MeV (trait continu) ainsi que  $E_r/A = 1$  MeV (tirets). Extrait de [LOP93b].

bien qu'il semble que l'on observe une légère dépendance en fonction de la charge et de la sélection opérée sur les données ; les triangles correspondent à l'ensemble des fragments alors que les carrés correspondent aux fragments seulement émis au-delà de 30 degrés dans le laboratoire. La différence est ici attribuée à une réminiscence de la voie d'entrée pour les fragments légers ( $Z < 16$ ), donc lié essentiellement à la dynamique de la réaction (pré-équilibre). Nous reviendrons sur cette constatation avec les analyses faites sur les données *INDRA* dans le chapitre 5.

### 3.2.7 Notion de freeze-out

Le *freeze-out* (ou gel) correspond à la fin de la formation des fragments primaires. A partir de l'instant où le *freeze-out* est établi, les fragments primaires ne vont plus interagir de manière nucléaire, seules les interactions dites dans l'état final seront présentes, à savoir ici l'interaction coulombienne. La figure 3.16 illustre une partition au *freeze-out*. Dans un contexte thermodynamique, les fragments en bleu représentent la phase liquide alors que les particules en orange représentent la phase gazeuse. A noter qu'ici on définit le volume de freeze-out par l'enveloppe englobant l'ensemble de la partition [PIA05]. Il faut noter que la notion de *freeze-out* n'est pas seulement liée à une description statistique de la multifragmentation comme on a pu le voir précédemment. Dans un contexte de formation des fragments de manière "dynamique", le *freeze-out* peut toujours être défini comme la configuration à partir de laquelle les fragments primaires émergent et n'interagissent plus de manière nucléaire ; on peut alors toujours parler de temps de *freeze-out* ou bien encore de volume associé à la partition primaire créée.

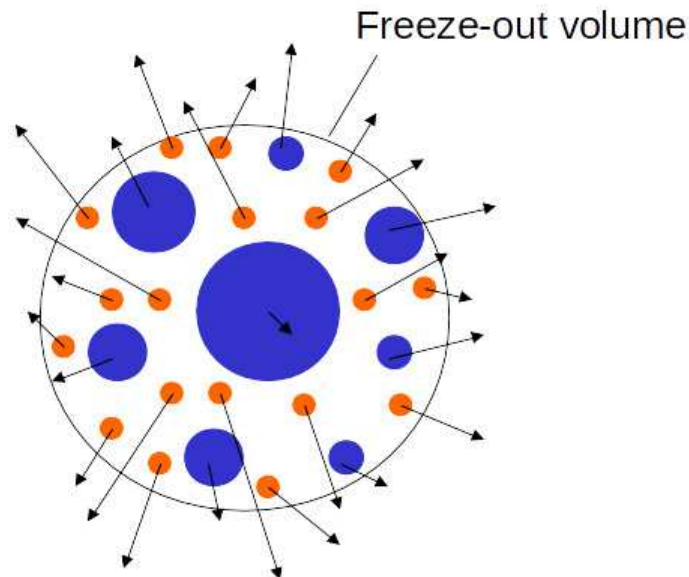


FIGURE 3.16 – Schéma de la configuration de freeze-out. La sphère en noir indique ici l'enveloppe de la configuration.

Le *freeze-out* représente le système nucléaire porté à basse densité, ou encore à grand volume mesuré par rapport au volume  $V_0$  correspondant à la densité de saturation  $\rho_0$ . Il définit alors les conditions thermodynamiques, notamment en terme de volume moyen, permettant de décrire le phénomène associé à la multifragmentation statistique. Différentes études dans la collaboration *INDRA* ont été menées afin d'évaluer le volume de *freeze-out* [PIA05, TAB06] dans les collisions centrales. Celui-ci varie entre  $3V_0$  et  $8V_0$  suivant que l'on considère le volume de l'enveloppe joignant les centres des fragments ou bien l'enveloppe sous-tendue par l'ensemble des fragments comme le montre la figure 3.16. On peut aussi noter que dans une image de dynamique de la collision, le volume de *freeze-out* est certainement relié à la composante d'énergie radiale [GRU13]. Ce point sera repris dans le chapitre 5.

**Temps caractéristiques** Si la mesure du volume de *freeze-out* est importante d'un point de vue statistique, elle n'apporte cependant pas d'information essentielle concernant la nature du phénomène de multifragmentation. Elle conditionne en effet les corrélations spatio-temporelles entre les fragments et les



particules mais ne dit rien sur le phénomène lui-même. Pour cela, un des moyens envisagés est d’avoir accès aux temps caractéristiques associés à la multifragmentation ; des incertitudes subsistent encore sur l’échelle de temps associée à cette formation et donc au temps associé au *freeze-out* ; dans le cadre des modèles de type champ moyen (classiques ou stochastiques), celui-ci est estimé entre 100 et 200  $fm/c$ . Dans le cas des modèles de type dynamique moléculaire (classiques, semi-classiques ou quantiques), l’échelle de temps est plus courte, souvent inférieure à 100  $fm/c$ . La différence provient du fait que dans le champ moyen, ce sont les fluctuations de densité qui provoquent la fragmentation du système et le passage par la *zone spinodale*, comme illustré dans le chapitre 7. Le temps caractéristique associé à cette amplification des fluctuations en densité est alors plus grand car il concerne l’ensemble du système. Au contraire, dans la dynamique moléculaire, ce sont les interactions entre nucléons qui sont responsables de la formation des fragments, et celles-ci ont des échelles de temps liées à l’interaction entre nucléons dans le milieu, soit de l’ordre de quelques dizaines de  $fm/c$  [DUR06]. Un des enjeux importants des études sur la multifragmentation est donc de pouvoir mesurer précisément le temps de *freeze-out* afin de répondre à cette question. Ceci ne peut se faire qu’avec l’aide de modèles dynamiques intégrant pleinement la notion de temps de formation, et ceci à un niveau microscopique gérant aussi bien les aspects champ moyen que les aspects nucléoniques.

### 3.3 Approches dynamiques de la multifragmentation

#### 3.3.1 Modèles microscopiques

De nombreuses variantes d’approches microscopiques ont été développées pour décrire les collisions nucléaires autour de l’énergie de Fermi, notamment les modèles de transport basés sur des équations de diffusion. Parmi ceux-ci, on peut ainsi dénombrer les modèles semi-classiques basés sur l’équation de *Vlasov* ou *Boltzmann* avec champ moyen + collisions nucléon-nucléon + principe de *Pauli* : ils sont nommés *Landau-Vlasov (LV)* [GRE87], *Boltzmann-Nordheim-Vlasov (BNV)* [NOR28], *Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU)* [BOT86, UEH33, BER88, AYI88]. Certains modèles intègrent les corrélations au-delà du champ moyen avec l’adjonction d’un terme stochastique comme dans les approches dites de *Boltzmann-Langevin* [SUR90, COL98]. D’autres modèles adoptent des approches quantiques comme la dynamique moléculaire quantique (*QMD*) [AIC91], antisymétrisée (*AMD*) [ONO98] ou encore fermionique (*FMD*) [FEL95]. L’avantage de ces modèles est de pouvoir décrire de manière complète la dynamique de la réaction et donc notamment les propriétés de transport (dissipation en énergie, transfert d’isospin, relaxation de formes, etc..) et de fluctuations induites par les corrélations quantiques [RIZ07]. L’inconvénient est qu’ils nécessitent des temps de calcul relativement longs et obligent à tronquer la dynamique sur des temps de collision de quelques centaines de  $fm/c$ . Le problème de la représentativité au sens du nombre d’événements générés peut aussi présenter des problèmes pour certains de ces modèles. Cependant, on peut retenir que ce type d’approches est de plus en plus utilisé à l’heure actuelle, et devraient supplanter dans les années à venir les approches statistiques employées jusqu’à présent [COL10, COL13, NAP13] ; en effet, la multifragmentation est alors décrite de manière microscopique et transiente, sans faire intervenir aucune hypothèse liée à la notion d’équilibre, qu’il soit d’ailleurs global ou partiel. Dans ce qui suit, je vais m’intéresser à un modèle un peu particulier, qui présente l’intérêt de combiner les deux types d’approches évoquées plus haut (statistique et dynamique), dans un cadre certes moins fondamental (car non microscopique), mais qui permet néanmoins d’étudier les aspects *phénoménologiques* liés à la production de fragments.

#### 3.3.2 *HIPSE* : un modèle hybride

Le modèle *HIPSE* pour *Heavy Ion Phase Space Exploration*, est un modèle hybride, qui comprend des aspects liés à la dynamique (temps de collision, pré-équilibre, formation des fragments dans la zone de recouvrement) ainsi que des aspects purement statistiques (évaporation, fission) en ce qui concerne la désexcitation ultérieure des produits de la réaction. Ce modèle est ainsi un intermédiaire entre les modèles statistiques qui sont pour la plupart macroscopiques, et les modèles de transport par essence microscopiques basés sur l’équation de Boltzmann ou encore sur la dynamique moléculaire quantique. Ce modèle ne vise donc pas à remplacer les approches microscopiques développées dans les modèles dynamiques mais plutôt à définir de manière phénoménologique quels sont les degrés de liberté importants pour la production de fragments dans les collisions dissipatives autour de l’énergie de Fermi [VAN04].

## Description du modèle

Le modèle *HIPSE* est une simulation numérique *Monte Carlo* qui a pour but de reproduire les caractéristiques des phénomènes rencontrés dans les collisions dissipatives entre noyaux autour de l'énergie de Fermi ; comme nous l'avons vu précédemment, la tâche est complexe car de nombreux phénomènes interviennent sur de vastes échelles de temps. *HIPSE* est ainsi qualifié de modèle *phénoménologique* car il ne cherche pas à décrire de manière complète et microscopique l'ensemble des phénomènes rencontrés. Il a été développé dans le but de fournir un générateur d'événements réaliste, adapté aux réactions nucléaires dans le domaine de l'énergie de Fermi, avec un minimum de paramètres ajustables [VAN04]. En dépit des limitations sus-mentionnées, il intègre un certain nombre d'hypothèses concernant la production de fragments qui diffèrent radicalement de celles utilisées notamment dans les approches statistiques que nous venons de voir. Dans ce qui suit, nous allons discuter d'un certain nombre de comparaisons entre *HIPSE* et des données expérimentales, c'est pourquoi il paraît important de décrire en détail les ingrédients et hypothèses formulés dans le modèle. Celui-ci est en fait composé de 4 étapes distinctes, faisant intervenir des concepts et des échelles de temps différents. Nous allons brièvement rappeler en quoi consiste ces différentes étapes.

**Phase d'approche** Dans cette première étape, les 2 noyaux incidents s'approchent l'un de l'autre. Une résolution de l'équation classique du mouvement des noyaux est utilisée en tenant compte du potentiel de proximité noyau-noyau intégrant les termes coulombien et nucléaire [BLO77, SCH84]. Bien que la donnée des potentiels noyau-noyau soit relativement bien connue lorsque les noyaux sont séparés, ce n'est plus le cas lorsqu'ils se recouvrent fortement. Dans ce cas, un paramètre libre du modèle noté  $\alpha$ , nommé adiabaticité est défini et permet de tenir compte de la réorganisation possible des degrés de liberté des noyaux en terme de déformation et énergie d'excitation. Le potentiel est calculé en convoluant les densités entre les 2 noyaux dans le cadre de l'hypothèse du *double folding* [NOR80]. Le potentiel est alors construit comme le produit de ce terme  $\alpha$  et de la valeur du potentiel obtenue avec une interaction de *Skyrme* [VAU87] à chaque distance  $d$  d'approche et pour chaque couple projectile/cible [VAN04]. Ce coefficient  $\alpha$  est censé devenir plus important lorsque l'on augmente l'énergie incidente car l'hypothèse *soudaine* devient de plus en plus valide. Au contraire, à basse énergie, le comportement est plutôt du type *adiabatique* et le coefficient  $\alpha$  tend vers 0. La phase d'approche s'achève lorsque les 2 noyaux sont à la distance minimale d'approche  $d_{min}$ .

**Phase de recouvrement** La phase de recouvrement est celle qui va générer les partitions de fragments et particules primaires en tenant compte des degrés de liberté nucléoniques. Elle est divisée en plusieurs parties. Dans ce qui suit, nous décrivons une à une les hypothèses liées à chacune d'elles.

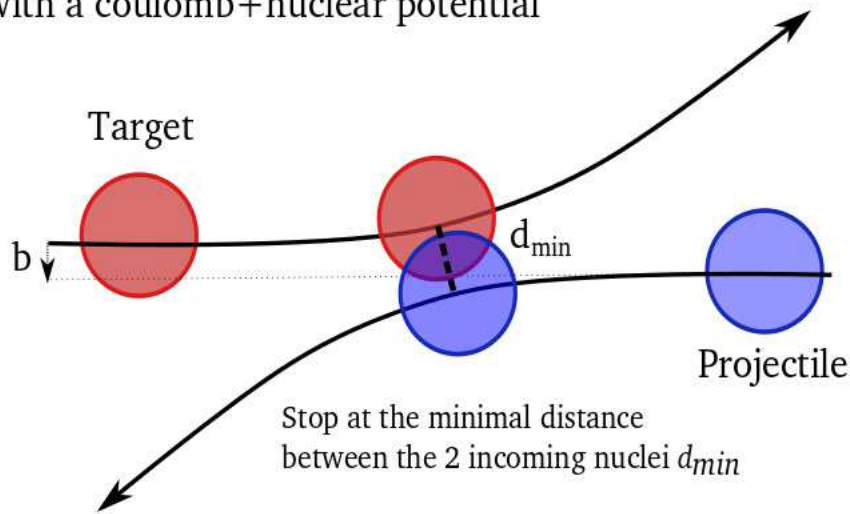
### 1. Degrés de liberté nucléoniques

On suppose ici que les nucléons occupent un espace des phases en position  $r$  et impulsion  $p$  donné par une description semi-classique de type *Thomas – Fermi* [SCH80], dans laquelle la minimisation de l'énergie est faite sous la contrainte du nombre de protons et neutrons. Une interaction nucléon-nucléon de type *Seyler-Blanchard* [MYE96], dans laquelle est intégrée le blocage de *Pauli*, est utilisée [VAN04]. On construit ainsi l'espace des phases des protons et neutrons dans les espaces respectifs  $r$  et  $p$  correspondant au projectile et à la cible. On se place ici dans l'hypothèse de l'approximation soudaine dans laquelle les distributions des nucléons ne seront pas affectées par la collision, ce qui revient à supposer que les degrés de liberté nucléoniques n'ont pas le temps de se réorganiser durant la durée de la collision [NOR80]. Nous verrons cependant ensuite que cette hypothèse peut être relaxée par l'introduction d'un autre paramètre du modèle, notamment lorsque le paramètre d'adiabaticité est tel que :  $\alpha \ll 1$ .

### 2. Zone d'interaction : scénario participant-spectateur « relaxé »

La description de la collision fait ici appel à un scénario *participant-spectateur*, dans lequel on définit les 2 spectateurs projectile et cible (quasi-projectile et quasi-cible) ainsi que la zone participante ; celle-ci est définie par le recouvrement géométrique des 2 noyaux suivant le paramètre d'impact associé et la résolution des équations du mouvement de la phase d'approche à la distance  $d_{min}$ . Les nucléons n'appartenant pas à cette zone se retrouvent alors soit dans le quasi-projectile (*QP*)

**1. Approach** : resolving the classical equation of motion with a coulomb+nuclear potential



**Nucleus-Nucleus potential at small distance (overlap) is largely unknown : adiabaticity coefficient  $\alpha$**

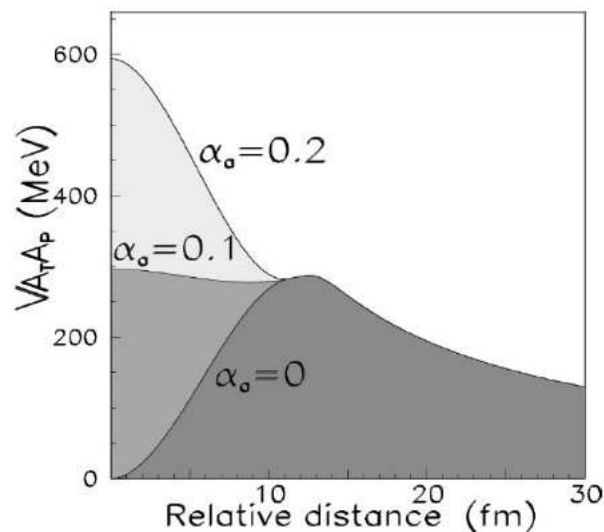


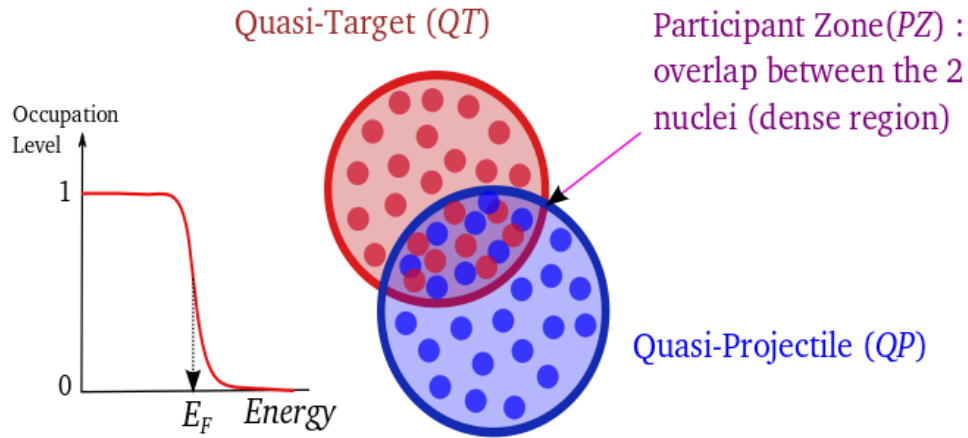
FIGURE 3.17 – Schéma de la phase d’approche dans le modèle HIPSE. En bas, illustration du coefficient d’adiabaticité  $\alpha$ . Extrait de [VAN04].

ou dans la quasi-cible ( $QC$ ). Un second paramètre libre du modèle  $P_{exch}$  permet d’échanger des nucléons de la zone participante au quasi-projectile et à la quasi-cible afin de tenir compte d’une éventuelle relaxation à basse énergie du scénario participant-spectateur comme dans le cas d’une diffusion profondément inélastique (*deep inelastic*) [BOU95]. La probabilité d’échange va devenir de moins en moins importante au fur et à mesure que l’on augmente l’énergie incidente. Ceci est lié au fait qu’à basse énergie, les temps de contact entre les 2 partenaires de la collision sont longs et que l’échange de nucléons peut alors être important entre  $QP/QC$  et la zone participante.

**3. Pré-équilibre** : collisions nucléon-nucléon ( $NN$ )

Une partie des nucléons de la zone de recouvrement peut alors subir des collisions élastiques nucléon-nucléon ( $NN$ ), les collisions inélastiques pouvant être raisonnablement négligées en-dessous

## 2. Participant-spectator scenario : nucleons are sampled from realistic *Fermi-Dirac* distributions\* to define *PZ*, *QP* and *QP*



\* a *Seyler-Blanchard* interaction combined to a *Thomas-Fermi* energy minimization is used to define realistic  $(r,p)$  nucleon distributions

FIGURE 3.18 – Degrés de liberté nucléonique dans le modèle *HIPSE*.

de  $100A$  MeV. Le traitement de la collision est ici classique; des prescriptions plus rigoureuses existent [CUG81, ABE96] mais dépassent largement les objectifs du modèle *HIPSE*. Les nucléons sélectionnés pour les collisions sont ici éjectés hors de la zone de recouvrement en tant que nucléons libres, en supposant une collision élastique isotrope dans le centre de masse du système de ces 2 nucléons. De ce fait, le principe de *Pauli* est traité ici de manière effective puisque les 2 nucléons diffusés sont placés hors de la zone de recouvrement et du *QP/QC*. Un troisième paramètre libre du modèle  $P_{coll}$  est alors requis pour évaluer le nombre de nucléons de la zone participante subissant ces collisions *NN*. A noter que dans la version de *HIPSE* utilisée ici, aucun canal isovectoriel n'est considéré; les protons et neutrons sont traités sur un pied d'égalité (donc pas de dépendance en isospin). De plus, aucune prescription liée à la dépendance angulaire des sections efficaces n'est prise en compte [LI93]; ceci fait partie sans aucun doute des améliorations futures à apporter au modèle. Cependant, nous nous intéresserons ici principalement aux caractéristiques des fragments, pour lesquels on supposera que la description microscopique la plus exacte possible des collisions nucléon-nucléon n'est pas requise expressément.

#### 4. Coalescence dans la zone participante : nucléosynthèse

On autorise alors les nucléons restants dans la zone de recouvrement à se combiner par un principe de coalescence (critère en énergie cinétique relative comparée à l'énergie potentielle d'interaction) afin de créer les particules complexes (fragments). Les fragments sont équipés de la résultante des impulsions de chaque nucléon le constituant sachant que ceux-ci possèdent une position/impulsion distribuées selon la procédure de *Thomas-Fermi* décrite plus haut. L'énergie d'excitation ainsi que le spin de chaque fragment (couplage entre position et impulsion des nucléons) sont ensuite reconstitués par passage dans le centre de masse du fragment. Lorsque l'ensemble des fragments et particules dans la zone de recouvrement a été créé, un bilan global permet de s'assurer de la conservation de l'énergie par le bilan des masses et d'attribuer le reliquat d'énergie d'excitation et de moment angulaire aux 2 spectateurs quasi-cible et quasi-projectile au *pro rata* de leurs masses respectives. Si la partition est énergétiquement possible (reliquat d'énergie d'excitation positif ou nul), la partition de l'événement en terme de particules et fragments est alors retenue pour la suite. Ce critère de choix de la partition est particulièrement important puisqu'il définit les limites de l'espace des phases accessible pour la partition sous forme de particules et fragments de l'événement.

#### 5. Phase de ré-agrégation

### 3. Pre-equilibrium stage : NN collisions and Dissipation

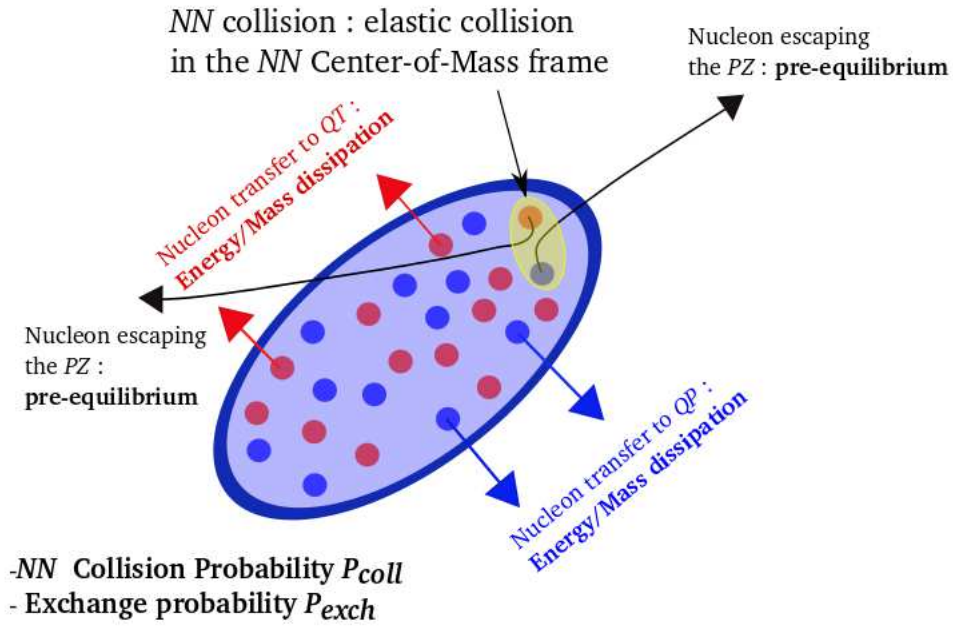
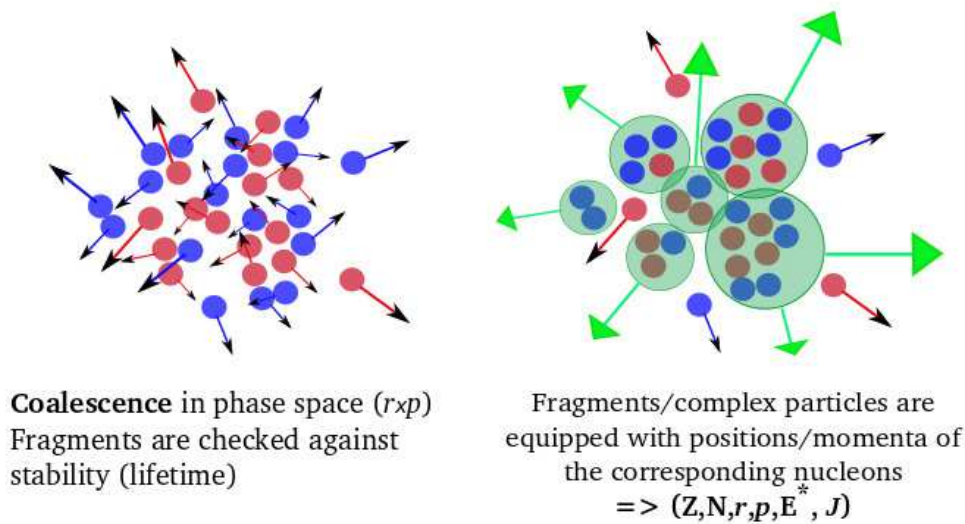


FIGURE 3.19 – Collisions NN dans le modèle HIPSE.

### 4. Nucleosynthesis : formation of fragments in the dense and interacting zone (QT and QP remain as nuclei)



**The total energy balance ( $E_{kin} + E_{coul} + Q + E^* + E_{rot}$ ) for the event (QP, QT, PZ) is computed and the event partition is accepted if OK**

FIGURE 3.20 – Production de fragments dans le modèle HIPSE.

Avant le passage à l'étape finale de désexcitation, un test est appliqué afin de fusionner éventuellement les fragments et particules obtenues lors de la phase de recouvrement. En effet, on observe qu'à basse énergie incidente ( $E_{inc}/A < 30 \text{ MeV}$ ), les vitesses relatives entre fragments peuvent être suffisamment faibles pour que les 2 fragments fusionnent. Ce test est effectué après une propagation

complète de la partition sur une échelle de temps comprise entre 50 et 100  $fm/c$ . Cette échelle de temps a été ajustée par comparaison avec des données de basse énergie, notamment en essayant de reproduire au mieux les sections efficaces de fusion. On observe ainsi qu'un temps de 100  $fm/c$  permet d'obtenir le meilleur accord à basse énergie ( $E_{inc}/A < 30 MeV$ ) alors qu'il semble plutôt être de l'ordre de 50  $fm/c$  à plus haute énergie. On peut considérer ce temps de ré-agrégation comme le temps nécessaire à la partition pour "émerger" de la zone de recouvrement et pour apparaître en tant que partition *primaire* de *freeze-out* sous forme de fragments non déformés.

**Phase de désexcitation** Le modèle *HIPSE* ne traite pas de manière microscopique la thermalisation des noyaux excités qui peut s'effectuer sur des échelles de temps très longues au niveau nucléaire, typiquement sur quelques dizaines de milliers de  $fm/c$ . Pour pallier cela, on utilise généralement un code statistique, ici le code *SIMON* [DUR92], qui permet de décrire les voies de décroissance des noyaux excités de l'évaporation jusqu'à la fission symétrique à l'aide du formalisme de *Weisskopf* pour l'évaporation de particules légères [WEI37] et de celui de l'état transitoire pour les cassures plus ou moins asymétriques [MOR75]. Il faut noter que le code *SIMON* prend en compte la population des états discrets à basse énergie d'excitation pour  $Z < 6$ . Les particules et fragments créés à l'étape précédente sont alors propagés selon des trajectoires coulombiennes, avec éventuellement la désexcitation en vol des fragments excités s'ils possèdent une énergie d'excitation suffisante, ceci afin de préserver les corrélations spatio-temporelles entre particules et fragments. A noter également que les particules légères jusqu'à  $Z = 2$  sont soumises à un test de proximité dans les espaces  $r$  et  $p$ , afin de créer des particules complexes (ici  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3He$ ,  $\alpha$ ,  ${}^6He$ ) par coalescence au terme final de la propagation [VAN04].

### 3.4 Conclusion

Nous venons de faire un tour d'horizon d'un certain nombre de caractéristiques expérimentales ainsi que théoriques associées au phénomène de multifragmentation. Nous avons notamment vu que 2 mécanismes de production de fragments sont envisagés ; l'un est relié à l'existence d'un système nucléaire excité à basse densité qui se forme dans les collisions centrales et son passage par la zone d'instabilités mécaniques appelée spinodale. L'autre est relié à la réorganisation des nucléons dans la zone participante (recouvrement) entre les 2 noyaux dans les mêmes collisions. Les 2 scénarii sont divergents car le premier considère que la création des fragments provient d'oscillations de densité amplifiées du champ moyen sous l'effet de forces stochastiques alors que le second plaide pour la prise en compte explicite des degrés de liberté nucléoniques pour décrire la formation des fragments à partir des distributions des nucléons. La différence provient alors notamment de la *densité* à laquelle se produit la production de fragments ainsi que des échelles de temps mises en jeu.

Nous allons dans ce qui suit détailler un certain nombre de travaux auxquels j'ai contribué et qui tentent d'apporter des réponses expérimentales quant à cette question de l'origine du mécanisme responsable de la production de fragments dans les collisions dissipatives autour de l'énergie de Fermi.



## 4 Seuil de la multifragmentation

**A savoir** Ce chapitre détaille une analyse conduite en 2007-2008 par *L. Manduci* (EAMEA-LPC Caen) à laquelle j'ai contribué notamment au niveau du protocole de *backtracing*. On peut déjà noter que le chapitre 10 sera entièrement dédié à la description de ce protocole. Les résultats montrés dans ce chapitre ont donné lieu à une publication en 2008 sous la référence :

[MAN08] : L. Manduci, **O. Lopez**, J.C. Steckmeyer, B. Borderie, R. Bougault, R. Dayras, J.D. Frankland, D. Guinet, P. Lattes, N. Le Neindre, M. Pârlog, M.F. Rivet, E. Rosato, R. Roy, E. Vient, M. Vigilante, B. Tamain, J.P. Wieleckzo, S. Aiello, A. Anzalone, G. Cardella, S. Cavallaro, E. De Filippo, S. Feminó, F. Giustolis, P. Guazzoni, G. Lanzalone, G. Lanzaó, S. Lo Nigro, A. Pagano, M. Papa, S. Pirrone, G. Politi, F. Porto, F. Rizzo, L. Sperduto, L. Zetta (INDRA collaboration), *Multifragmentation threshold in  $^{93}\text{Nb} + ^{\text{nat}}\text{Mg}$  collisions at 30 MeV/nucleon*, Nuclear Physics A **811** (2008) 93-106

**Contexte** La multifragmentation est vue comme la possible manifestation de la transition liquide-gaz dans les noyaux chauds. Il est donc intéressant de voir quelles sont les conditions thermodynamiques d'apparition de ce phénomène, notamment en ce qui concerne le seuil en terme d'énergie d'excitation. En 1993, les données *NAUTILUS* ont permis de mettre en évidence le seuil d'apparition des événements à 3 corps (3 fragments) et de le relier à l'énergie d'excitation [BIZ93]. Il a été observé que ce seuil se situe autour de 3 MeV/nucléon. Dans l'étude rapportée dans l'article Manduci *et al.* [MAN08], nous avons étudié le système  $^{93}\text{Nb} + ^{\text{nat}}\text{Mg}$  à 30A MeV mesuré avec le multidétecteur INDRA au GANIL en 1997 [MAN04]. Le détecteur a été spécialement équipé, pour cette prise de données, de détecteurs Silicium avec temps de vol (*TDC*) de manière à baisser significativement les seuils de détection pour les fragments lourds et lents, notamment pour les réactions binaires peu dissipatives [MAN04].

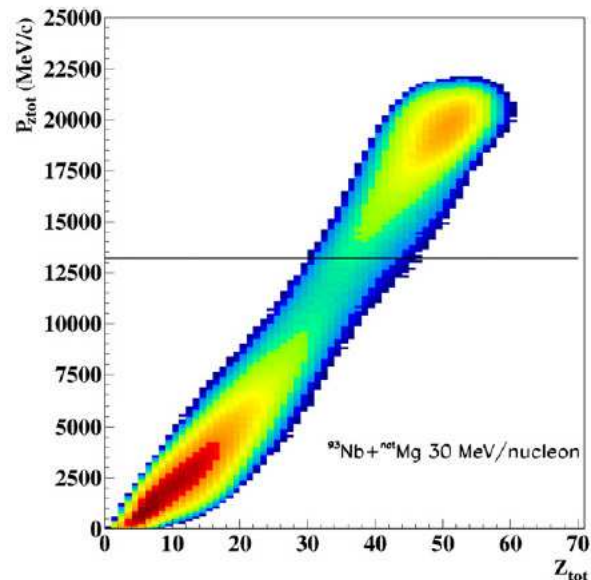


FIGURE 4.1 – Corrélation entre la charge totale détectée  $Z_{tot}$  et la pseudo-impulsion  $P_{tot}^z$ . Extrait de [MAN08].

La figure 4.1 montre la corrélation entre la charge totale détectée  $Z_{tot}$  et la pseudo-impulsion totale suivant l'axe du faisceau  $P_{tot}^z$  pour les données mesurées avec le multidétecteur *INDRA* pour le système  $^{93}\text{Nb} + ^{\text{nat}}\text{Mg}$  à 30A MeV. On peut distinguer 2 zones bien séparées (en échelle logarithmique en Z), l'une correspondant à des événements mal détectés ( $Z_{tot} < 20$  et  $P_{tot}^z < 5000\text{MeV}/c$ ) et l'autre au contraire à des événements bien détectés (zone au-dessus de la ligne en trait plein). Ces événements,



appelés complets, ont été sélectionnés par la suite. Ils correspondent à une section efficace estimée de  $400 \text{ mb}$ , soit environ  $1/6$  de la section efficace totale de réaction. Une sélection des événements complets est alors opérée, de manière à distinguer les différents degrés de dissipation. Pour cela, on utilise ici la corrélation entre l'énergie transverse totale  $E_{tr}^{tot}$  et la multiplicité totale  $M_{tot}$  comme montré sur la figure 4.2.

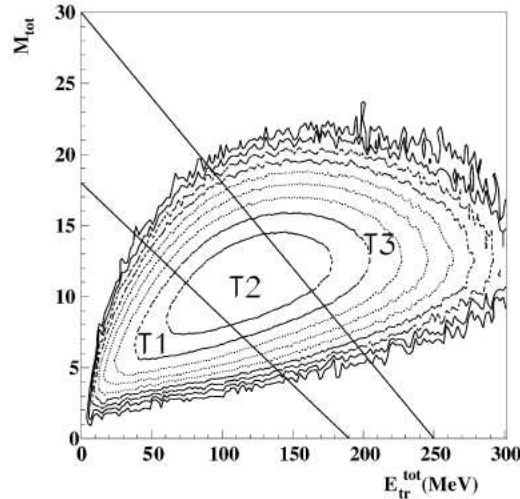


FIGURE 4.2 – Corrélation entre la multiplicité totale  $M_{tot}$  et l'énergie transverse totale  $E_{tr}^{tot}$  pour les événements bien détectés sélectionnés selon la figure 4.1. Extrait de [MAN08].

On effectue alors une coupure bidimensionnelle dans ce plan afin de définir 3 tranches  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$ , qui représentent un degré croissant en terme de dissipation. A noter ici qu'il a été préféré d'opérer une coupure dans le plan plutôt qu'une coupure unidimensionnelle en  $M_{tot}$  ou  $E_{tr}^{tot}$ . En effet, les 2 variables globales sont censées être corrélées à la dissipation et donc indirectement au paramètre d'impact ; pour augmenter la sélectivité sur ce dernier, il semble plus favorable de combiner le pouvoir de discrimination de ces 2 variables plutôt que de n'en utiliser qu'une seule.

## 4.1 Protocole de comparaison : le Backtracing

Afin de qualifier le phénomène conduisant à la fragmentation, nous avons comparé les données expérimentales avec les prédictions de 2 modèles statistiques différant par l'hypothèse faite sur la création des fragments. Le premier est *GEMINI*, modèle de cassure binaire séquentielle [CHA88a], dans lequel l'émission des fragments est purement séquentielle et résulte de la cassure successive des noyaux excités. Le second est *SMM*, modèle de multifragmentation statistique [BON95], dans lequel l'émission des fragments est simultanée et a lieu dans le système nucléaire à basse densité, donc dans un volume de *freeze-out* plus grand que le volume  $V_0$  correspondant au même système à la densité de saturation  $\rho_0$ . Pour effectuer les comparaisons, nous avons alors besoin de définir les paramètres associés à ces 2 modèles. Pour *GEMINI*, ceux-ci sont la charge et la masse du noyau excité, son énergie d'excitation ainsi que son spin. Pour *SMM*, les paramètres sont la charge et la masse de la source, son énergie d'excitation thermique, son énergie radiale ainsi que son spin. Pour cela, nous avons utilisé un algorithme récursif de *backtracing* [DES99] ; nous choisissons de manière *itérative* les paramètres de 2 modèles de manière à reproduire un certain nombre d'observables clés (cf. chapitre 10). Ici, nous avons choisi des observables qui sont suffisamment robustes pour ne pas inclure trop de biais systématiques liés à la détection. Ces observables sont :

- la multiplicité de protons  $M_p$
- la multiplicité de particules  $\alpha$   $M_\alpha$
- la multiplicité de fragments ( $Z > 2$ )  $M_f$
- la charge du résidu (ici le plus gros fragment de l'événement)  $Z_{res}$
- la distribution de charge  $Z$

## 4.2 Mécanisme de production de fragments

### 4.2.1 Modèle binaire séquentiel : *GEMINI*

La figure 4.3 montre les résultats obtenus avec le modèle *GEMINI* comparés aux données expérimentales sélectionnées. Les distributions simulées avec *GEMINI* (carrés vides) reproduisent de manière approximative les données expérimentales (carrés pleins); nous rappelons ici que les paramètres du modèle sont déterminés grâce à la procédure du *backtracing* qui permet d'assurer la meilleure reproduction possible des données. Si l'on regarde la multiplicité de particules  $\alpha$ , on peut noter que celle-ci n'est pas reproduite du tout. La distribution en charge  $Z$  l'est quant à elle plutôt médiocrement; les particules jusqu'à  $Z = 5$  ainsi que les fragments les plus lourds ( $Z > 20$ ) sont plutôt corrects, par contre les fragments de masse intermédiaire (*IMF*, pour  $Z = 6 - 20$ ), *GEMINI* sous-estime largement le taux observé expérimentalement.

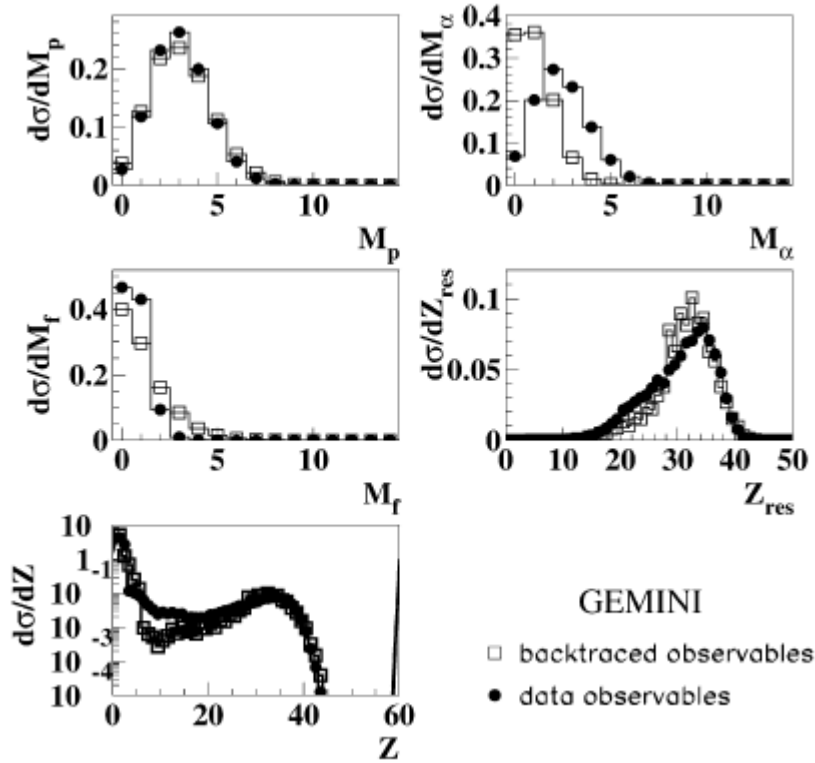


FIGURE 4.3 – Distributions de la multiplicité de protons  $M_p$ , de particules  $\alpha$   $M_\alpha$ , de fragments  $M_f$ , de la charge du résidu  $Z_{res}$  et de la charge  $Z$ . Les symboles pleins indiquent les données expérimentales et les symboles vides le modèle *GEMINI*. Extrait de [MAN08].

La figure 4.4 présente les distributions expérimentales et simulées de l'énergie d'excitation. Puisque le multidétecteur *INDRA* ne permet que la mesure des charges pour les fragments au-delà de  $Z = 4$ , 2 hypothèses de masse ont été utilisées. La première est liée à l'hypothèse que les noyaux produits correspondent aux noyaux de la vallée de stabilité ( $A_{stable}$ , il s'agit ici d'un ajustement par un polynôme de degré 3 en  $Z$ ). La seconde est liée à la paramétrisation proposée par R.J. Charity ( $A_{Charity}$ ) validée expérimentalement dans le domaine des collisions autour de l'énergie de Fermi [CHA88b]. Concrètement, on a :

$$A_{stable} = 1.867Z + 0.016Z^2 - 1.07 \cdot 10^{-4}Z^3, \quad A_{Charity} = 2.08Z + 2.9 \cdot 10^{-3}Z^2 \quad (4.1)$$

La différence provient du fait que la paramétrisation de *Charity* donne des noyaux plus riches en protons que la vallée de stabilité pour  $Z > 15$ . Par exemple, pour  $Z = 30$  (Zn), on obtient :  $A_{stable} = 68$  et  $A_{Charity} = 65$  soit une différence de 3 neutrons. Ceci va affecter le calcul par calorimétrie de l'énergie d'excitation puisque le nombre de neutrons libres (et donc l'estimation de leur contribution à l'énergie d'excitation) ainsi que le bilan de la réaction ( $Q$ ) vont différer. C'est ce que l'on peut voir sur la figure

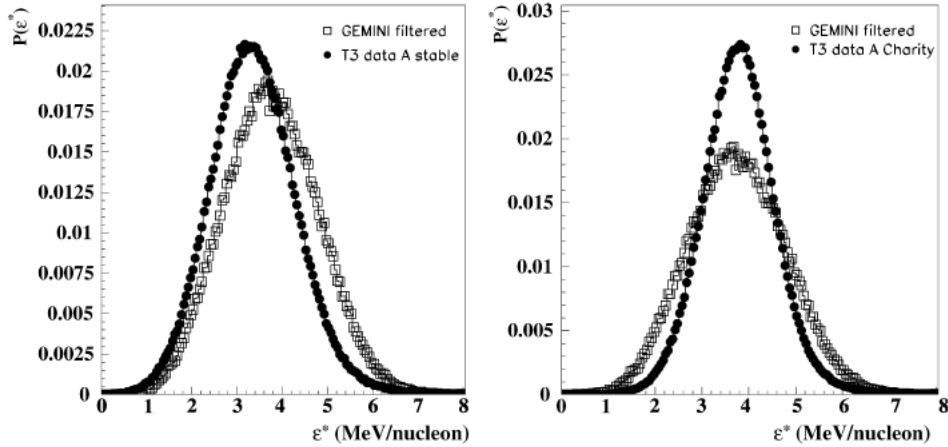


FIGURE 4.4 – Distributions d'énergie d'excitation obtenue pour les données expérimentales correspondant à la tranche des événements les plus dissipatifs  $T_3$  (ronds noirs) ainsi que GEMINI (carrés vides) pour les formulations de la masse données par l'équation 4.1. Extrait de [MAN08].

4.4 pour les données expérimentales entre le panel de gauche et de droite. Dans le cas de la vallée de stabilité, on obtient une valeur moyenne  $\langle E^*/A \rangle = 3,4 \text{ MeV}$  alors que dans le cas *Charity*, on obtient  $\langle E^*/A \rangle = 3,8 \text{ MeV}$  soit une différence de  $0,4A \text{ MeV}$  (de l'ordre de 11%). Ceci illustre le fait qu'il est nécessaire de mesurer les masses (et également les neutrons...) si l'on veut réaliser des études calorimétriques dans lesquelles la donnée la plus précise possible de l'énergie d'excitation est demandée [VIE08]. Si l'on compare maintenant à la simulation *GEMINI*, on voit que c'est l'hypothèse *Charity* qui donne le meilleur accord.

#### 4.2.2 Modèle de multifragmentation : *SMM*

La comparaison des données expérimentales avec le modèle *SMM* est plus probante comme le montre la figure 4.5 ; bien que les particules  $\alpha$  soient là encore sous-estimées (de l'ordre d'une unité), on voit que les autres distributions sont correctement reproduites, y compris la distribution en charge  $Z$ . Cette fois, le taux de production des *IMF* est également correct.

Ceci nous permet alors de conclure que le scénario type *SMM* (multifragmentation simultanée) est ici le plus à même de décrire les données. Ceci est également confirmé si l'on regarde les distributions obtenues en ce qui concerne l'énergie d'excitation sur la figure 4.6. On arrive à la même conclusion que pour *GEMINI* en ce qui concerne l'hypothèse sur la masse, à savoir que la paramétrisation *Charity* est la meilleure (figure de droite). On voit également que la distribution en énergie d'excitation est également bien reproduite, aussi bien en ce qui concerne la valeur moyenne que la largeur de la distribution.

### 4.3 Conclusion

Nous pouvons donc affirmer que les données les plus dissipatives (tranche  $T_3$ ) du système  $^{93}\text{Nb} + ^{nat}\text{Mg}$  à  $30A \text{ MeV}$  sont compatibles avec le scénario de multifragmentation simultanée pour une énergie d'excitation évaluée aussi bien expérimentalement que théoriquement à  $E^*/A = 3,8 \text{ MeV}$ . Ceci constitue une valeur près du seuil observé précédemment pour l'ouverture du canal de multifragmentation de l'ordre de  $E_{\text{seuilMF}}^* = 3A \text{ MeV}$  [BIZ93]. Il est également important de noter que le volume de *freeze-out* estimé par la procédure de *backtracing* est de  $2V_0$ , soit une valeur faible comparée à ce que l'on obtient pour des systèmes à la même énergie incidente ; ceci est certainement lié à la dynamique de la réaction pour ce système très asymétrique qui produit un système dans un cycle de compression/expansion faible comparée à un système symétrique.

En ce qui concerne les masses des produits de la réaction, il est montré que les fragments ont une masse correspondant plutôt à celle donnée par la paramétrisation de *Charity*, soit des noyaux plus riches en protons. Ceci semble montrer que les noyaux produits le sont donc dans la zone correspondant au couloir des résidus [CHA88b], et ce en ce qui concerne les fragments primaires. Un pas supplémentaire dans les données expérimentales semble cependant nécessaire pour asseoir cette conclusion ; la détection directe

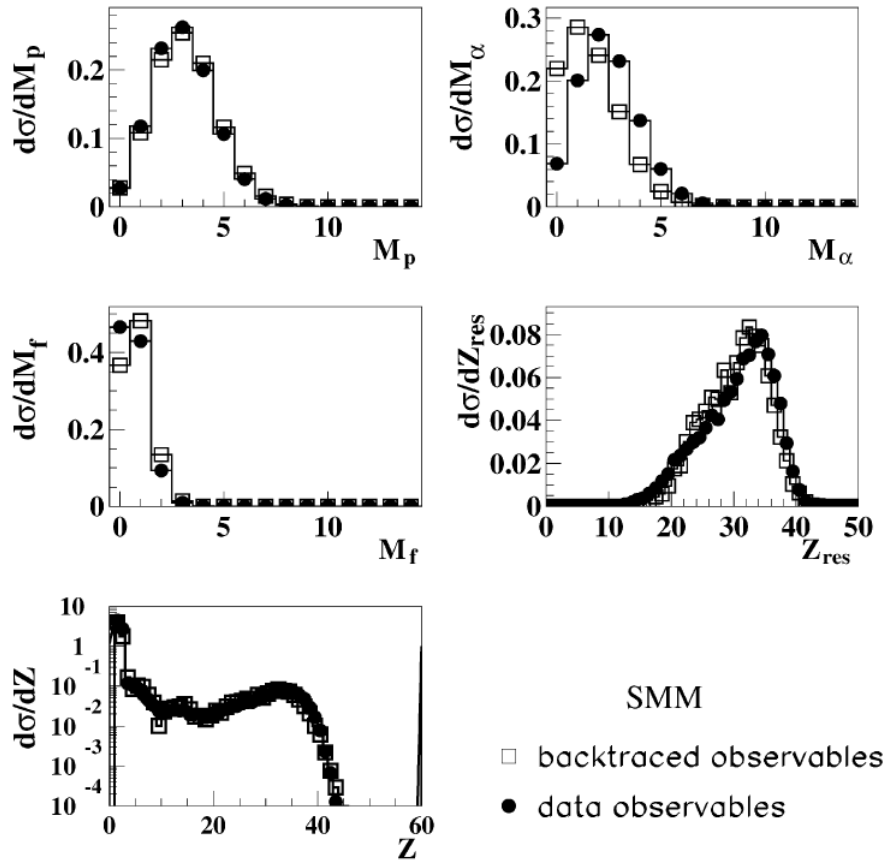


FIGURE 4.5 – Distributions de la multiplicité de protons  $M_p$ , de particules  $\alpha$   $M_\alpha$ , de fragments  $M_f$ , de la charge du résidu  $Z_{res}$  et de la charge  $Z$ . Les symboles pleins indiquent les données expérimentales et les symboles vides le modèle SMM. Extrait de [MAN08].

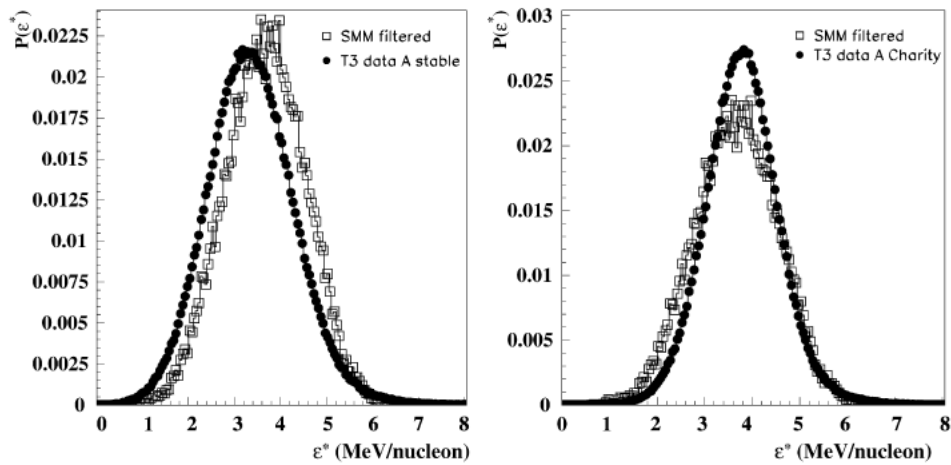


FIGURE 4.6 – Distributions d'énergie d'excitation obtenue pour les données expérimentales correspondant à la tranche des événements les plus dissipatifs  $T_3$  (ronds noirs) ainsi que SMM (carrés vides) pour les formulations de la masse données par l'équation 4.1. Extrait de [MAN08].

de la masse des fragments ( $Z > 4$ ) s'avère indispensable si l'on veut progresser sur ce point. Cet aspect technique est développé dans le chapitre 11 consacré au projet FAZIA.



# 5 Etude de l'influence de la voie d'entrée sur la multifragmentation

**A savoir** Dans ce chapitre, je présente les résultats que nous avons obtenus avec *N. Bellaize*, dans le cadre de sa thèse [BEL00], co-encadrée avec *J.P. Wieleczko* (GANIL) entre Octobre 1997 et Octobre 2000. Ces résultats ont conduit à la présentation à plusieurs conférences (*IWM, Bormio, NN2000*) ainsi qu'à la publication d'un article dans *Nuclear Physics*. Voici les références correspondantes :

[BEL00] : N. Bellaize, *Fragmentation dans les collisions centrales du système Ni + Au de 32A à 90A MeV*, Thèse de l'université de Caen, LPC (2000)

[BEL02] : N. Bellaize, **O. Lopez**, J.P. Wieleczko *et al.* (INDRA collaboration), *Multifragmentation process for different mass asymmetry in the entrance channel around the Fermi energy*, Nuclear Physics A **709** (2002) 367-391.

**Contexte de l'étude** A la suite des analyses menées en physique des particules dans les années 70-80, les variables globales caractérisant les événements ont été progressivement introduites dès la fin des années 80 dans le domaine de l'énergie de Fermi en physique nucléaire [MAJ87, BOU89, PHA92, MAR95] grâce à l'avènement des multidétecteurs ; ceux-ci permettent en effet d'avoir accès à des informations non plus *inclusives* et donc partielles mais à des informations (ou observables) *exclusives* sur l'événement mesuré [LOP08]. Dans ce qui suit, nous allons présenter une étude qui a permis d'exploiter au maximum les informations des données exclusives fournies par le multidétecteur *INDRA*. Il s'agissait d'étudier le phénomène de multifragmentation en fonction des caractéristiques de la voie d'entrée ; deux systèmes, l'un (quasi-)symétrique ( $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ ), l'autre asymétrique ( $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ ), ont ainsi été analysés en ce qui concerne les collisions centrales autour de l'énergie de Fermi.

## 5.1 Analyse des données

### 5.1.1 Variables globales

Les variables globales autorisent une caractérisation de l'événement et permettent de classer les événements suivant des critères génériques ; elles sont donc par nature définies événement par événement. L'exemple le plus connu est sans aucun doute la multiplicité totale de particules détectées [PHA92, LEH10c], qui est considérée comme l'une des variables globales « de base », que l'on qualifie souvent de variable de *biais minimum*. Dans la figure 5.1, on présente la distribution cumulée obtenue avec plusieurs variables globales mesurées à l'aide de la *MINIBALL-MSU* [SOU90], ici la multiplicité de particules chargées  $N_c$ , l'énergie transverse  $E_t$ , la charge à mi-rapacité  $Z_Y$  et enfin la multiplicité de protons  $N_1$  [PHA92]. Ces distributions sont ici présentées comme *estimateurs* du paramètre d'impact réduit  $\hat{b} = b/b_{max}$  suivant la formule issue de la relation quadratique géométrique entre section efficace et paramètre d'impact :

$$\hat{b}(X) = \left( \int_X^\infty \frac{dP(X)}{dX} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

Au fur et à mesure des études, un certain nombre de variables globales sont apparues, dont certaines sont spécifiques au domaine des collisions entre noyaux autour de l'énergie de Fermi [MAJ87, BOU89, LOP93a, LEC95, MAR97, FRA01a, BEL02]. Elles peuvent correspondre à des variables que l'on peut qualifier de statiques (pas de construction cinématique) comme la multiplicité totale de particules, la multiplicité de particules légères ( $Z < 3$ ), la multiplicité de fragments ( $Z > 4$ ), la multiplicité de fragments de masse intermédiaire ( $Z = 3 - 20$ ), la charge ou masse du fragment le plus lourd de l'événement, l'asymétrie en charge des 2 plus gros fragments, la charge totale détectée. La plupart sont cependant une combinaison de caractéristiques statiques (charge, multiplicité) et cinématiques (énergie, angle, vitesse), comme par

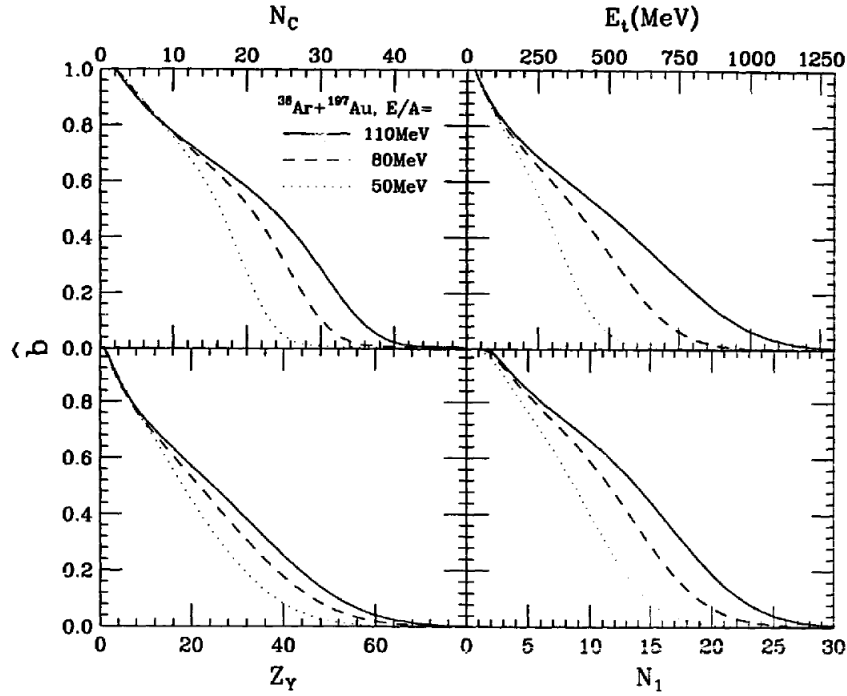


FIGURE 5.1 – Estimateurs du paramètre d'impact réduit de la réaction obtenus à l'aide de l'équation (5.1) pour la multiplicité de particules chargées  $N_c$ , l'énergie transverse  $E_t$ , la charge détectée à mi-rapacité  $Z_Y$ , et la multiplicité de protons  $N_1$  pour le système  $^{36}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  à différentes énergies. Extrait de [PHA92].

exemple l'énergie transverse, l'angle de flot, les variables de forme (sphéricité, coplanarité, moments de Fox-Wolfram  $H_i$ ), le rapport d'isotropie, la vitesse de recul, etc. [BEL02, LEH09].

La figure 5.2 donnent les corrélations expérimentales  $\hat{b}$  obtenues avec les données *INDRA* du système  $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$  à  $25A \text{ MeV}$  à l'aide des distributions en multiplicité et en énergie transverse (total et seulement à l'avant du centre de masse, noté *FW*) [LEH09]. On observe que les différents estimateurs tendent à donner des valeurs similaires en terme de paramètres d'impact  $\hat{b}$  pour les grandes valeurs alors que la corrélation devient mauvaise à petites valeurs de  $\hat{b}$ . Le problème rencontré, lorsqu'on utilise les variables globales pour sélectionner les événements, est qu'elles sont souvent corrélées entre elles, puisqu'elles intègrent des informations communes de l'événement. Une sélection uni- ou même bidimensionnelle peut en effet conduire à la sélection d'une classe d'événement qui s'avère *non représentative* dans le sens où celle-ci peut alors être biaisée [DES99].

### 5.1.2 Analyses multidimensionnelles

Pour tenter de minimiser les problèmes liés à la sélection des événements à l'aide d'une ou 2 variables globales, on peut utiliser l'analyse multidimensionnelle [KSH72, MAJ87]. Parmi les différents types d'analyses existantes, on peut citer l'analyse discriminante [DES95], ou encore l'analyse en composantes principales [DES99, GER04]. Dans l'article *N. Bellaize et al.* [BEL02], le choix s'est porté sur l'analyse en composantes principales (*ACP*). Dans cet article, nous avons choisi d'utiliser l'ensemble de l'information disponible sur une base événement par événement. Nous avons donc déterminé événement par événement un ensemble de variables globales (ici 21). Le choix des variables globales s'est fait selon un critère – arbitraire *a priori* – d'exhaustivité de l'information (variables statiques et cinématiques), en essayant d'intégrer les variables globales d'intérêt pour l'étude, à savoir ici la sélection des collisions les plus dissipatives [BEL00].

**Analyse en Composantes Principales** L'analyse en composante principale fait partie des classes d'analyses multidimensionnelles linéaires [DES99]. Elle consiste à extraire par *combinaison linéaire* des variables globales de départ les composantes qui maximisent l'information disponible. Elle est de ce point de vue différente d'autres analyses comme l'analyse factorielle discriminante (*AFD*) [DES00] qui a également

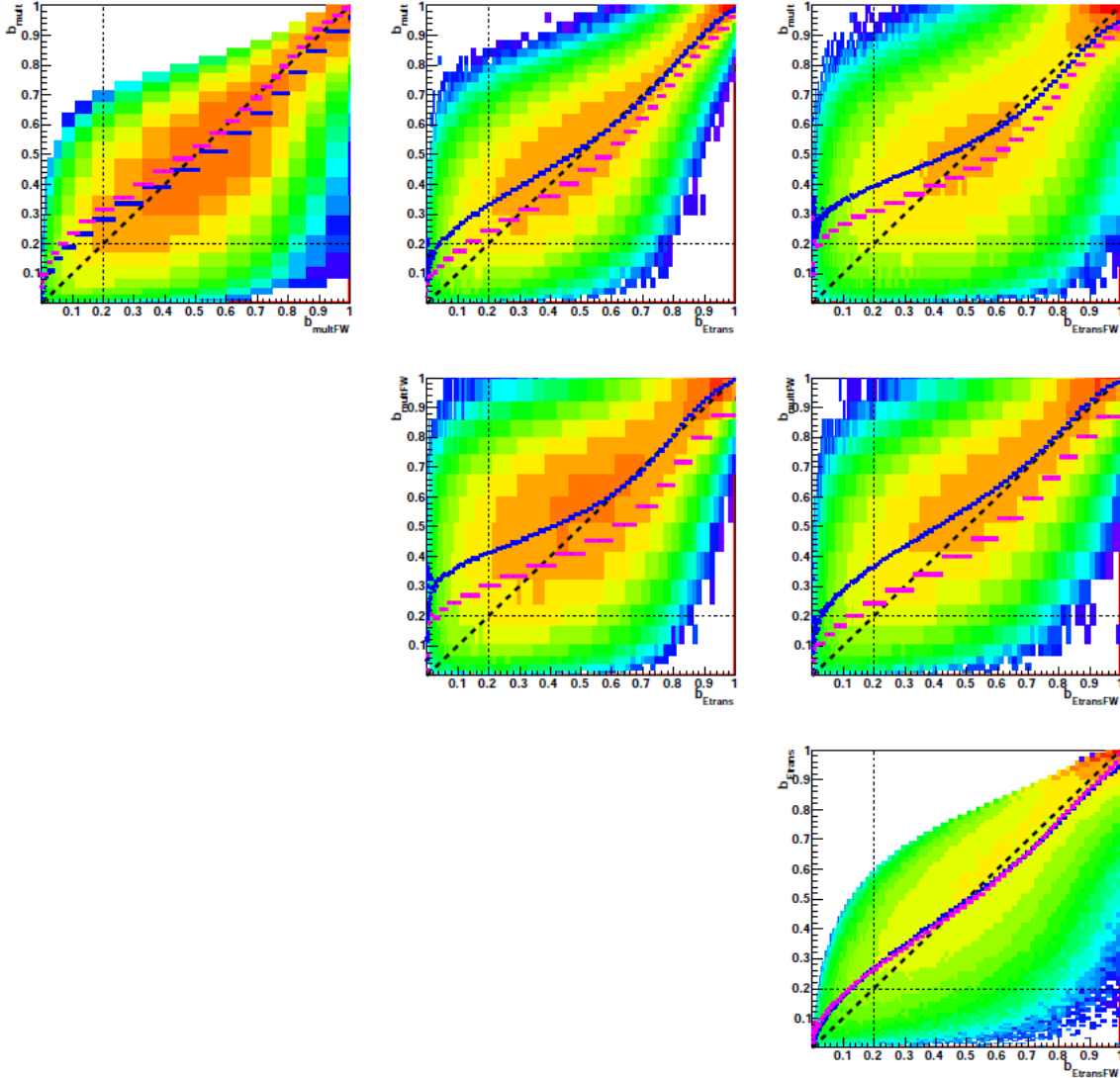


FIGURE 5.2 – Corrélations entre différents estimateurs du paramètre d'impact obtenues avec les données *INDRA* du système  $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$  à 25A MeV.  $\hat{b}_{mult}$  et  $\hat{b}_{Etrans}$  correspondent aux paramètres d'impact calculés suivant l'équation (5.1) à l'aide des distributions de multiplicité de particules chargées et de l'énergie transverse. Le label FW indique que les particules sont prises seulement à l'avant du centre de masse de la réaction. Extrait de [LEH09].

été utilisée dans le domaine de l'énergie de Fermi sur des données issues du multidétecteur *INDRA* [LAU05]. C'est une méthode qui ne traite donc que les corrélations *linéaires* entre variables. Elle est basée sur la construction de la matrice de *variance-covariance*  $V$  de l'échantillon d'événements étudiés. Cette matrice possède des éléments de matrice  $V_{ij}$  qui sont donnés par :

$$V_{ij} = \sum_{k=1}^N \hat{X}_{ik} \hat{X}_{jk} \quad (5.2)$$

avec :

$$\hat{X}_{ik} = \frac{X_{ik} - \bar{X}_i}{\sigma_i} \quad (5.3)$$

où  $X_{ik}$  est la valeur pour l'événement  $k$  de la variable globale  $i$ ,  $\bar{X}_i$  la valeur moyenne de cette même observable et  $\sigma_i$  l'écart-type associé. Ainsi la variable  $\hat{X}_{ik}$  est la variable globale centrée réduite associée à  $X_{ik}$ , de manière à normaliser les valeurs de l'observable à une quantité sans dimension. La somme porte sur les  $N$  événements de l'échantillon considéré. La matrice  $V$  est alors une matrice carrée de



dimension  $M \times M$  où  $M$  est le nombre d'observables utilisées. Les éléments diagonaux  $V_{ii}$  représentent ainsi les variances de l'observable  $i$ , les éléments non diagonaux  $V_{ij}$  avec  $i \neq j$  les covariances entre les 2 observables  $i$  et  $j$ .

La recherche des composantes principales consiste alors à diagonaliser cette matrice, de manière à trouver les valeurs et vecteurs propres associés. Les valeurs propres renseignent alors sur le degré d'information statistique porté par le vecteur propre associé (on parle d'*inertie exprimée*). On peut classer ces valeurs propres par ordre décroissant et ainsi extraire quelles sont celles qui portent le maximum d'information, c'est la notion de composantes principales. L'avantage de cette méthode est triple car elle :

- permet de repérer les corrélations entre variables globales et de les quantifier par l'intermédiaire des coefficients de combinaison linéaire associés à chaque variable,
- donne accès aux composantes principales (plans) et qualifie le degré d'information exprimé par celles-ci,
- assure, par construction, de rendre orthogonales les composantes principales, de manière à éviter le plus possible les problèmes de corrélation entre variables.

## 5.2 Analyse de la multifragmentation

Nous pouvons démontrer l'intérêt de cette méthode de sélection en appliquant l'*ACP* sur les données enregistrées avec le détecteur *INDRA* et qui concernent les systèmes  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  de  $32A$  à  $90A$  MeV [BEL02]. Dans cette étude, nous avons cherché à caractériser le phénomène de multifragmentation observé dans les collisions les plus dissipatives. Un problème sérieux est cependant apparu. En effet, pour le système  $\text{Ni} + \text{Au}$ , très asymétrique en terme de masse, un problème lié au seuil de détection pour les fragments lourds est présent comme on peut le voir sur la figure 5.3.

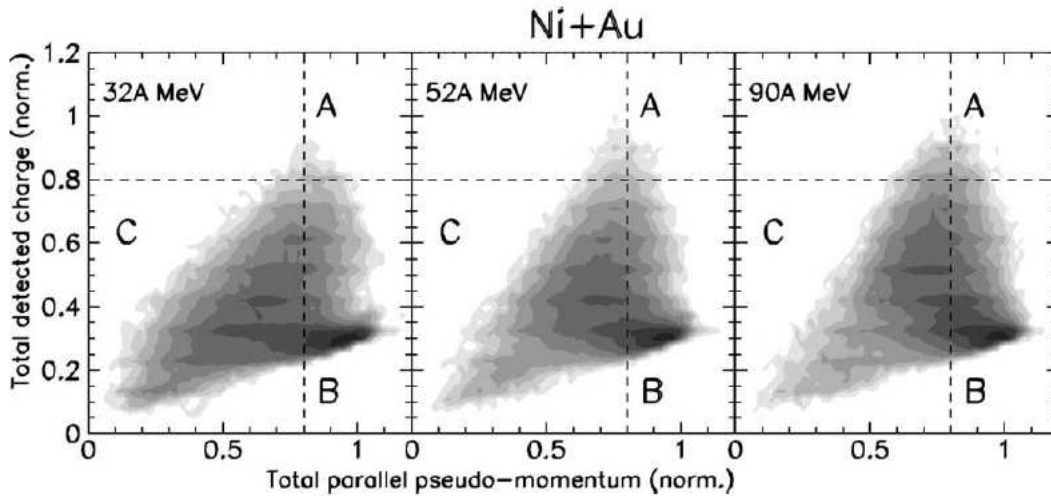


FIGURE 5.3 – Corrélation entre la charge totale détectée et la pseudo-impulsion parallèle à l'axe du faisceau pour les 3 systèmes  $\text{Ni} + \text{Au}$  étudiés avec *INDRA*. La zone A correspond aux événements appelés complets. Extrait de [BEL02].

Il s'avère en effet difficile de sélectionner les événements bien identifiés (quasi-complets en terme de charge totale détectée  $Z_{tot}$  et la pseudo-impulsion parallèle totale  $P_{tot}^z$  correspondant à des valeurs supérieures à 80%, ici labellée zone A) de l'ensemble car la corrélation dans le plan  $Z_{tot} \otimes P_{tot}^z$  ne présente pas de zones clairement séparées. On s'aperçoit ainsi qu'une sélection en terme d'événements complets n'a pas de sens et ne pourra retenir avec les critères standard de ce type de sélection ( $0.8Z_{tot} \otimes 0.8P_{tot}^z$ ) qu'une fraction infime et certainement *non représentative* des événements, visibles ici dans la zone A avec moins de 1% de l'ensemble des événements détectés. Ceci est dû aux seuils d'identification d'*INDRA* de l'ordre de 1 MeV par nucléon qui, bien que relativement bas grâce à la présence des chambres d'ionisation, ne sont cependant pas suffisants pour identifier les fragments lourds et lents de ce système très asymétrique en masse ( $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ ), spécialement à  $32A$  MeV. Il faut alors trouver une sélection plus pertinente afin d'essayer de sélectionner des événements que l'on qualifiera de *pseudo-complets*.

Réalisant l'ACP sur l'ensemble des données *INDRA* par la construction et diagonalisation de la matrice de variance-covariance sur une série de 21 variables globales [BEL02], nous avons ainsi déterminé les composantes principales associées aux événements étudiés. La figure 5.4 présente la projection dans le plan associé aux 2 plus grandes composantes principales appelée  $P_{C_{max}}$  et  $P_{C_{max-1}}$ . La projection dans ce plan représente ici près de 85% de l'inertie exprimée. On distingue qu'il existe plusieurs classes d'événements nettement séparées, repérées par le fait qu'elles sont *connexes* dans les représentations bidimensionnelles de la figure 5.4.

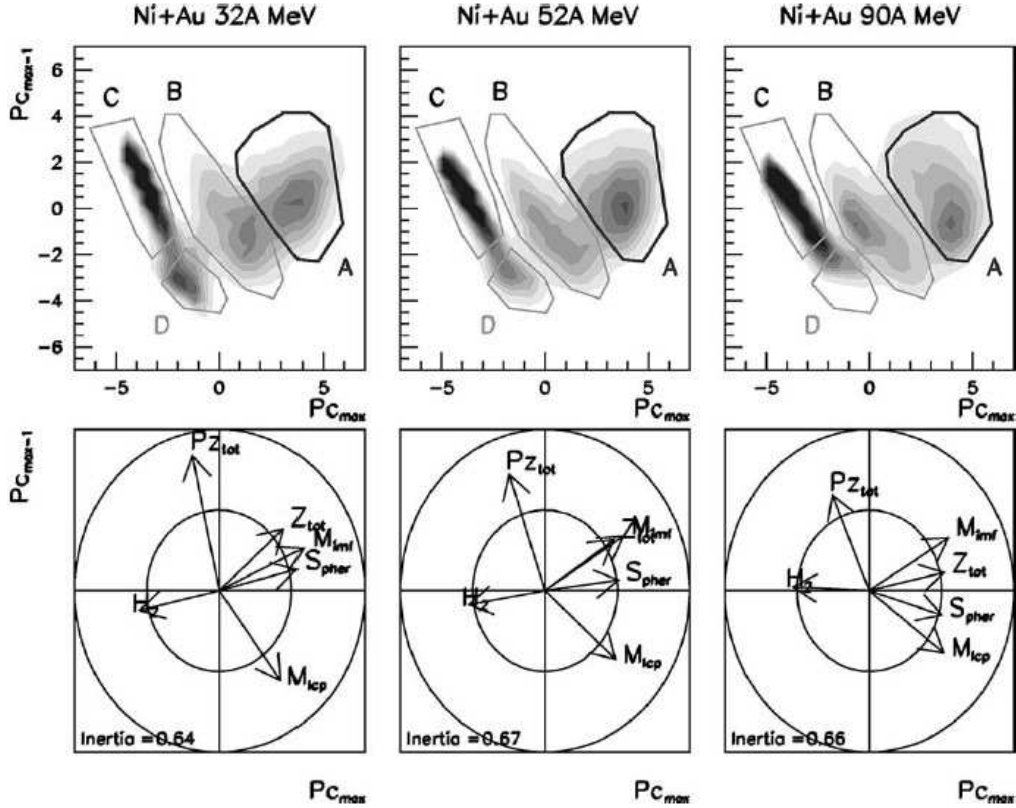


FIGURE 5.4 – Corrélation entre les 2 plus grandes composantes principales notées ici  $P_{C_{max}}$  et  $P_{C_{max-1}}$  pour les 3 systèmes  $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ . La rangée du bas montre les corrélations observées avec les principales variables globales définies dans le plan  $P_{C_{max}} \otimes P_{C_{max-1}}$ . Extrait de [BEL02].

En étudiant de plus près les 4 classes observées, notamment leurs caractéristiques en terme de détection de particules et charges [BEL02], on peut alors noter que :

- les classes *C* et *D* correspondent à des événements mal détectés avec une faible multiplicité de particules et de charge totale détectée (moins de 30%) ; il s'agit donc pour l'essentiel de collisions peu dissipatives, essentiellement binaires, correspondant à des grands paramètres d'impact donc des collisions essentiellement périphériques,
- la classe *B* correspondant à des événements de plus grande multiplicité ; il s'agit ici de collisions plus dissipatives, mais pour lesquelles la détection est toujours incomplète (35%),
- la classe *A* correspond enfin aux événements de plus grande multiplicité, avec un pourcentage plus important de charge détectée, ici de l'ordre de 50% en moyenne. Ce sont donc les événements que nous allons conserver et étudier par la suite.

On peut également noter qu'une sélection par une des variables globales (ici la multiplicité totale ou la charge totale détectée par exemple) ne correspond pas aux mêmes lots d'événements que la sélection

en composantes principales comme nous l'avons déjà mentionné; la sélection avec l'ACP autorise une meilleure *sélectivité* des événements car elle permet de sélectionner de manière plus homogène une classe d'événements décrite par un ensemble de variables globales [BEL02]. Ce critère d'homogénéité des classes d'événements s'avère en effet important lorsque l'on veut sélectionner un lot *représentatif* d'événements pour une comparaison avec un modèle par exemple.

Il apparaît enfin quelque chose de remarquable sur la figure 5.4, à savoir que 2 axes orthogonaux apparaissent : l'un, pratiquement vertical, correspond au pourcentage de détection. Il est plutôt corrélé à l'impulsion totale détectée  $P_{tot}^z$  comme le montre la projection des variables globales dans la rangée du bas. L'autre axe, plutôt horizontal, correspond à la dissipation (il est fortement corrélé à la multiplicité totale et variables de « forme » de l'événement comme la sphéricité, moment de Fox-Wolfram d'ordre 2  $H_2$ , etc.). Ce type d'observation dépend évidemment de l'acceptance du dispositif expérimental (ici il s'agit d'INDRA) mais il est important de souligner que ceci reste vrai pour l'ensemble des données recueillies avec ce même détecteur. On peut ainsi accéder à la qualification globale de l'ensemble de détection vis-à-vis des données enregistrées ainsi qu'aux corrélations existantes entre variables globales par l'analyse des projections dans les plans principaux de l'ACP.

### 5.2.1 Événements "centraux"

Une seconde ACP s'avère nécessaire pour mieux discriminer la classe d'événements correspondant à la zone A visible sur la figure 5.4. Le but est ici d'amplifier la sélectivité des événements en concentrant l'ACP sur une seule classe d'événements. Le résultat est visible sur la figure 5.5. On observe que, contrairement à la première sélection, aucune zone clairement identifiée ne se dégage de la représentation (sauf peut-être à 90A MeV). Ceci indique également qu'une ACP supplémentaire sur un sous-groupe des événements présents sur la figure 5.5 n'apportera pas une sélectivité accrue.

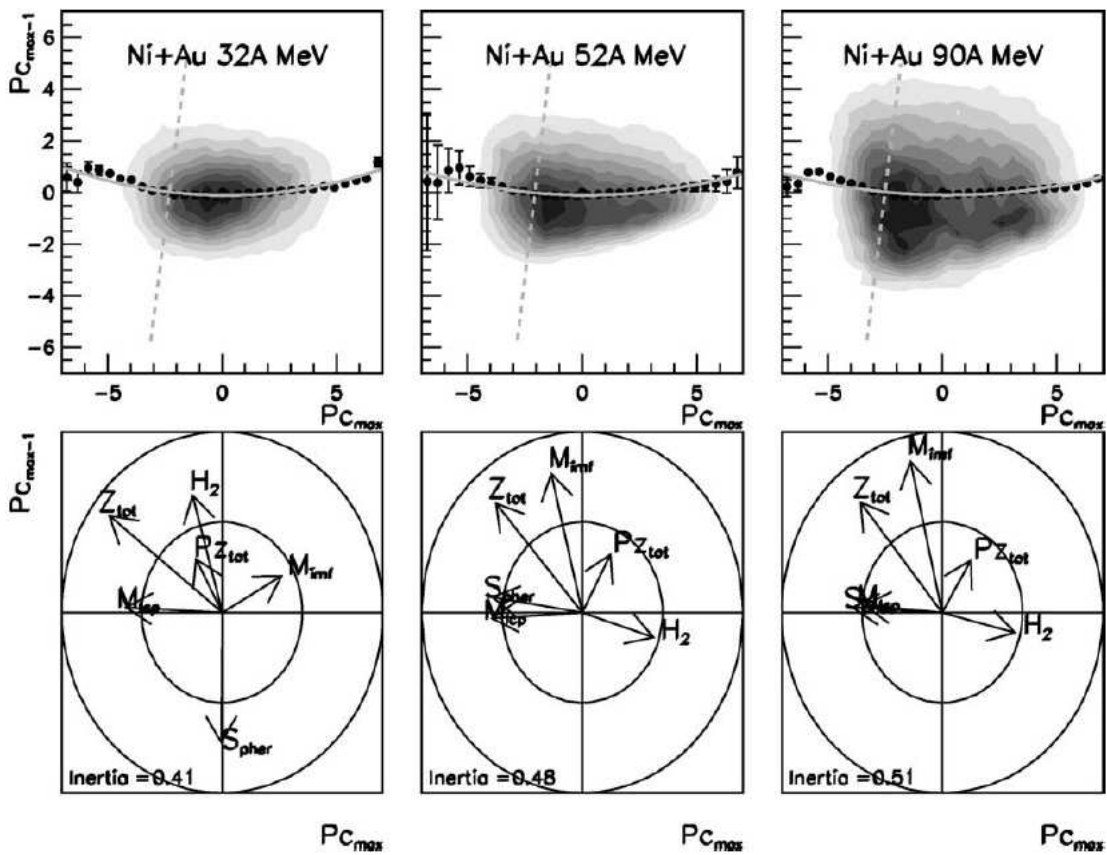


FIGURE 5.5 – Résultat de la seconde ACP. En haut, projection dans le plan des 2 plus grandes composantes principales  $PC_{max} \otimes PC_{max-1}$ . En bas, projection de quelques variables globales dans ce même plan. Extrait de [BEL02].

La courbe suivant la ligne de crête des données dans la figure 5.5 nous permet de définir une abscisse

curviligne ou géodésique appelée ici  $\mathcal{G}$  sur laquelle nous pouvons projeter les données (courbe et symboles). Ceci permet de réduire à une seule dimension la sélection des événements et donc d'effectuer des coupures directement sur  $\mathcal{G}$ . En réalisant la projection sur la géodésique  $\mathcal{G}$  comme il est présenté sur la figure 5.6, nous obtenons les valeurs moyennes indiquées par les 2 rangées du bas de la figure 5.6 pour la multiplicité de particules légères chargées  $\langle M_{LCP} \rangle$  et la charge totale détectée  $\langle Z_{tot} \rangle$ . On voit qu'en effectuant la sélection pour la variable  $\mathcal{G}$  telle que  $\mathcal{G} < 0$  (zone grisée), on obtient les plus grandes valeurs moyennes de multiplicité et de charge totale détectée; ces événements sont donc associés aux événements les plus complets et les plus dissipatifs (la flèche horizontale pour  $\langle Z_{tot} \rangle$  indique la charge totale du système  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  soit  $Z_{tot} = 107$ ).

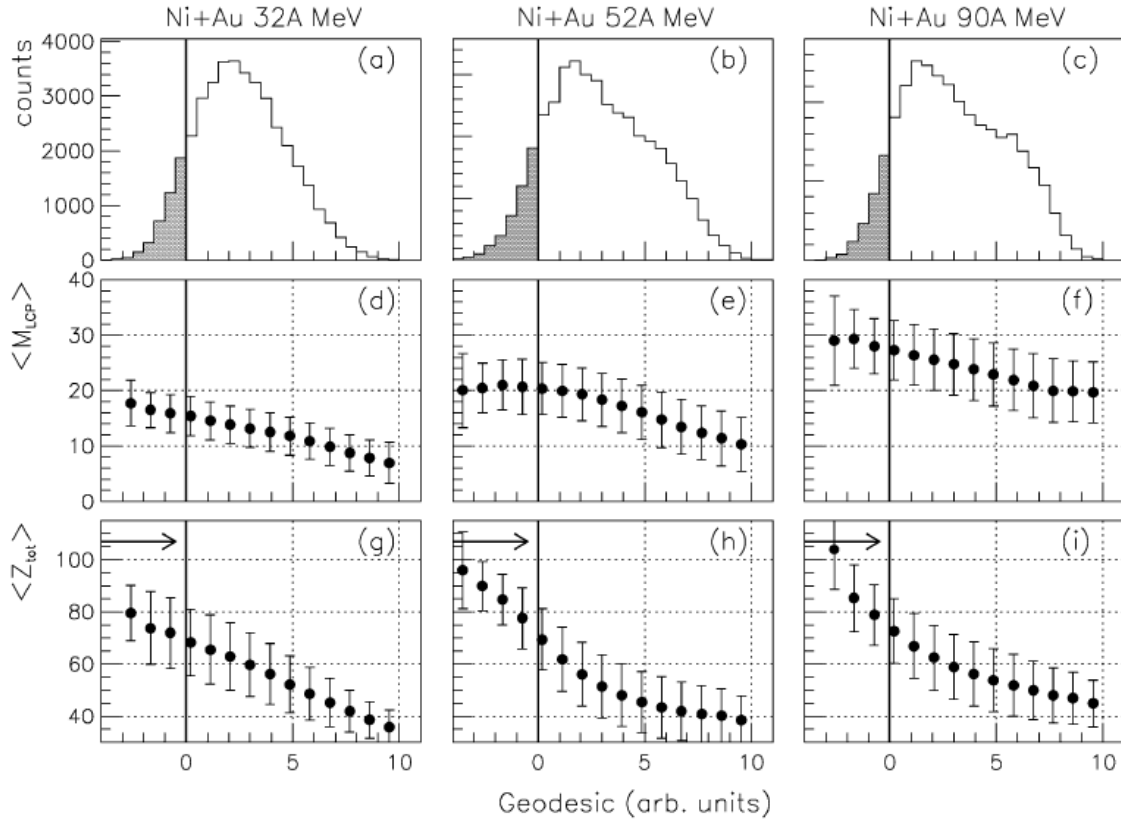


FIGURE 5.6 – Rangée du haut : projection le long de la géodésique  $\mathcal{G}$ . Rangée du milieu et du bas : valeurs moyennes de la multiplicité de particules légères chargées  $M_{LCP}$  et charge totale détectée  $Z_{tot}$  en fonction de  $\mathcal{G}$ . La ligne verticale indique la sélection opérée pour sélectionner les événements les plus dissipatifs. Extrait de [BEL02].

## 5.2.2 Comparaison avec un modèle statistique de multifragmentation

Les données sélectionnées par les 2 ACP successives (zone A et  $\mathcal{G} < 0$ ) permettent de sélectionner les événements pseudo-complets les plus dissipatifs. Ceux-ci sont alors confrontés aux prédictions du modèle de multifragmentation statistique SMM [BON85b]. Celui-ci fait l'hypothèse que les partitions de fragments primaires sont créées dans un volume de *freeze-out* qui est plus grand que le volume correspondant au système composite à la densité de saturation  $\rho_0$  (cf chapitre 3.1). Chaque partition est échantillonnée suivant un poids statistique correspondant à l'ensemble microcanonique correspondant à l'énergie d'excitation  $E^*$  et au nombre de protons et neutrons correspondant à la source. Un paramètre supplémentaire peut être envisagé, il s'agit d'une composante d'énergie isotrope dans le centre de masse, l'énergie radiale (cf chapitre précédent). Celle-ci a été originellement introduite dans SMM afin de reproduire les données ALADIN et FOPI obtenues à plus haute énergie [BOT95]. Les fragments primaires créés peuvent alors se désexciter par la suite en vol (évaporation suivant le formalisme de Weisskopf pour les particules et fragments légers et Fermi breakup pour  $Z > 14$ ) et conduire aux fragments et particules détectés. Les paramètres du modèle SMM sont donc la charge  $Z$  et masse  $A$  de la source, l'énergie

d'excitation par nucléon  $E^*/A$ , le volume de *freeze-out*  $V$  (rapporté au volume de saturation  $V_0$ ), ainsi que l'énergie radiale par nucléon  $E_{rad}/A$ .

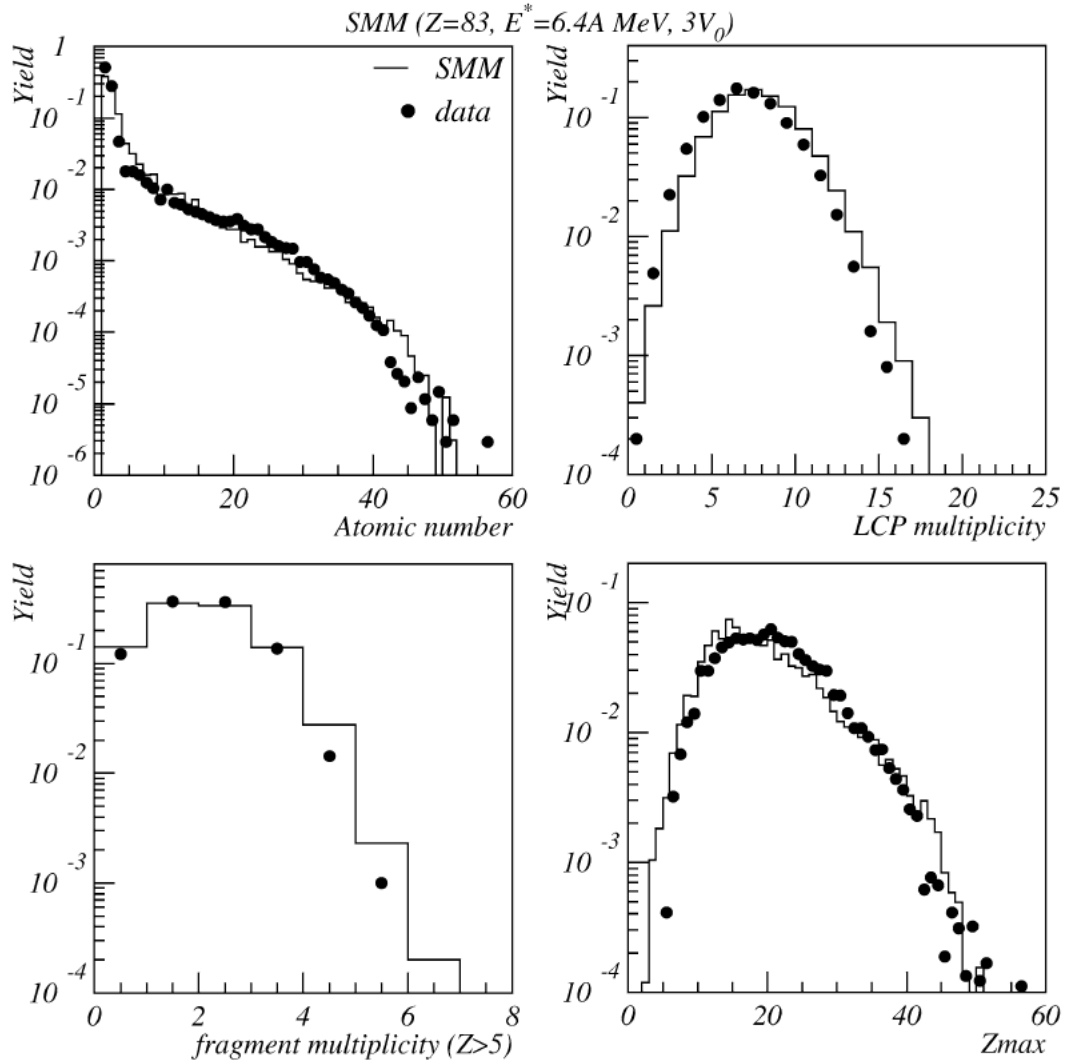


FIGURE 5.7 – Comparaison entre les données INDRA sélectionnées du système  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  à  $52A \text{ MeV}$  (symboles) et les prédictions du modèle SMM (histogramme) pour les distributions de charge (en haut à gauche), de multiplicité de particules chargées (en haut à droite), de multiplicité de fragments  $Z > 5$  (en bas à gauche) et la charge du plus gros fragment (en bas à droite). Extrait de [BEL02].

La figure 5.7 présente les comparaisons entre les données (symboles) et le modèle (histogramme) pour les distributions de charge, la multiplicité de particules légères  $M_{LCP}$ , la multiplicité de fragments (ici pour  $Z > 5$ ) et la charge du plus gros fragment de l'événement notée  $Z_{max}$  pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  à  $52A \text{ MeV}$ . L'accord est excellent (échelle *log*) comme on peut le voir, bien que  $M_{LCP}$  soit légèrement surestimée de l'ordre d'une à 2 unités par le modèle. Ceci peut s'expliquer par le fait que les particules légères dans les données expérimentales n'ont été retenues que dans l'intervalle angulaire en angle polaire compris entre 60 et 120 degrés dans le centre de masse (soit  $2\pi$ ) et ensuite multipliées par 2 pour une comparaison globale sur  $4\pi$ . Ceci est dû à la forte composante de pré-équilibre observée dans les données expérimentales, notamment au-dessus de l'énergie de Fermi. Nous obtenons ainsi les paramètres de SMM, ici  $Z = 83, A = 210$ , une énergie d'excitation thermique  $E^*/A = 6,4 \text{ MeV}$ , un volume de *freeze-out* de  $3V_0$  et  $E_{rad}/A = 0 \text{ MeV}$ . Des valeurs plus précises peuvent être dérivées en utilisant la technique de *backtracing* comme cela sera montré dans le chapitre 10.

## Même énergie incidente

Les données  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  à  $52A \text{ MeV}$  sont maintenant comparées aux données  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  à  $50A \text{ MeV}$  sur la figure 5.8. Cette comparaison est motivée par le fait que le système total de nucléons soit le même (ici  $A \approx 250$ ), alors que l'asymétrie en masse de la voie d'entrée est très différente. Pour le système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à  $50A \text{ MeV}$ , il a été montré que les données des événements les plus dissipatifs étaient compatibles avec *SMM* pour une charge de source  $Z = 85$ , une énergie d'excitation de l'ordre de  $E^* = 7,5A \text{ MeV}$ , un volume de *freeze-out* de  $3V_0$  et une énergie radiale de l'ordre de  $E_{\text{rad}} = 2A \text{ MeV}$  [MAR95, LEN99]. On retrouve donc le fait que les distributions de charge et de multiplicité de particules soient très différentes. Pour les fragments, il est intéressant de noter que les distributions sont comparables; en fait, une étude plus poussée montre que les partitions de charge sont différentes (taux de production de  $Z = 3, 4, 5$ ) mais que le nombre total reste constant et est lié principalement à la taille de la source de multifragmentation ici  $Z = 83$  et  $A = 210$ .

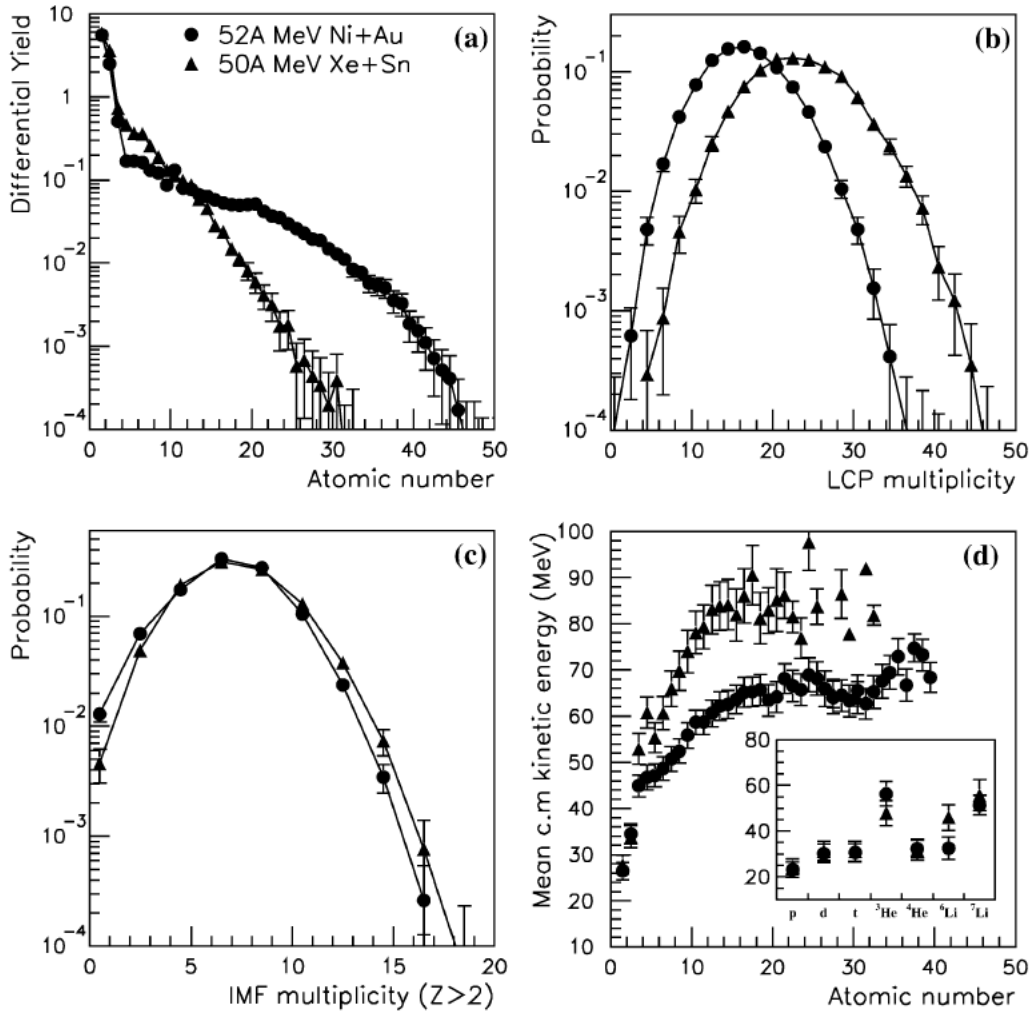


FIGURE 5.8 – Comparaison entre les données expérimentales INDRA sélectionnés par la double ACP des systèmes  $\text{Ni} + \text{Au}$  et  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à la même énergie incidente, ici autour de  $50A \text{ MeV}$ . Extrait de [BEL02].

En ce qui concerne les énergies cinétiques moyennes (panel en bas à droite), on note que pour les particules légères (jusqu'à  $Z = 3$ ), les valeurs sont identiques (encadré), alors que pour les fragments plus lourds les valeurs sont plus élevées pour le système symétrique  $\text{Xe} + \text{Sn}$ . Ceci est à mettre en regard de l'énergie radiale déterminée avec *SMM* qui est nulle pour  $\text{Ni} + \text{Au}$  et de l'ordre de  $2A \text{ MeV}$  pour  $\text{Xe} + \text{Sn}$ ; la différence observée correspond alors à cet écart.

## Même énergie d'excitation thermique

Menons maintenant la comparaison pour les deux systèmes à même énergie d'excitation thermique ; celle-ci peut être faite entre les systèmes  $Xe + Sn$  à  $50A MeV$  et  $Ni + Au$  à  $90A MeV$  ; dans les 2 cas, nous avons obtenu par comparaison avec *SMM* une énergie d'excitation thermique comparable  $E^* \approx 7,5A MeV$  [BEL00]. La différence provient ici de l'énergie radiale de l'ordre de  $2A MeV$  pour  $Xe + Sn$  à  $50A MeV$  et inférieure à  $1A MeV$  pour  $Ni + Au$  à  $90A MeV$ . On peut observer l'excellent accord en ce qui concerne les partitions ( $Z$ ) et multiplicités ( $LCP$  et  $IMF$ ) sur la figure 5.9. Par contre, les valeurs moyennes d'énergie cinétique sont différentes y compris pour les particules légères chargées ; ceci semble donc indiquer que l'on observe un *découplage* entre la production statistique des particules et fragments (partitions) et leurs caractéristiques cinématiques (énergie cinétiques et angles d'émission).

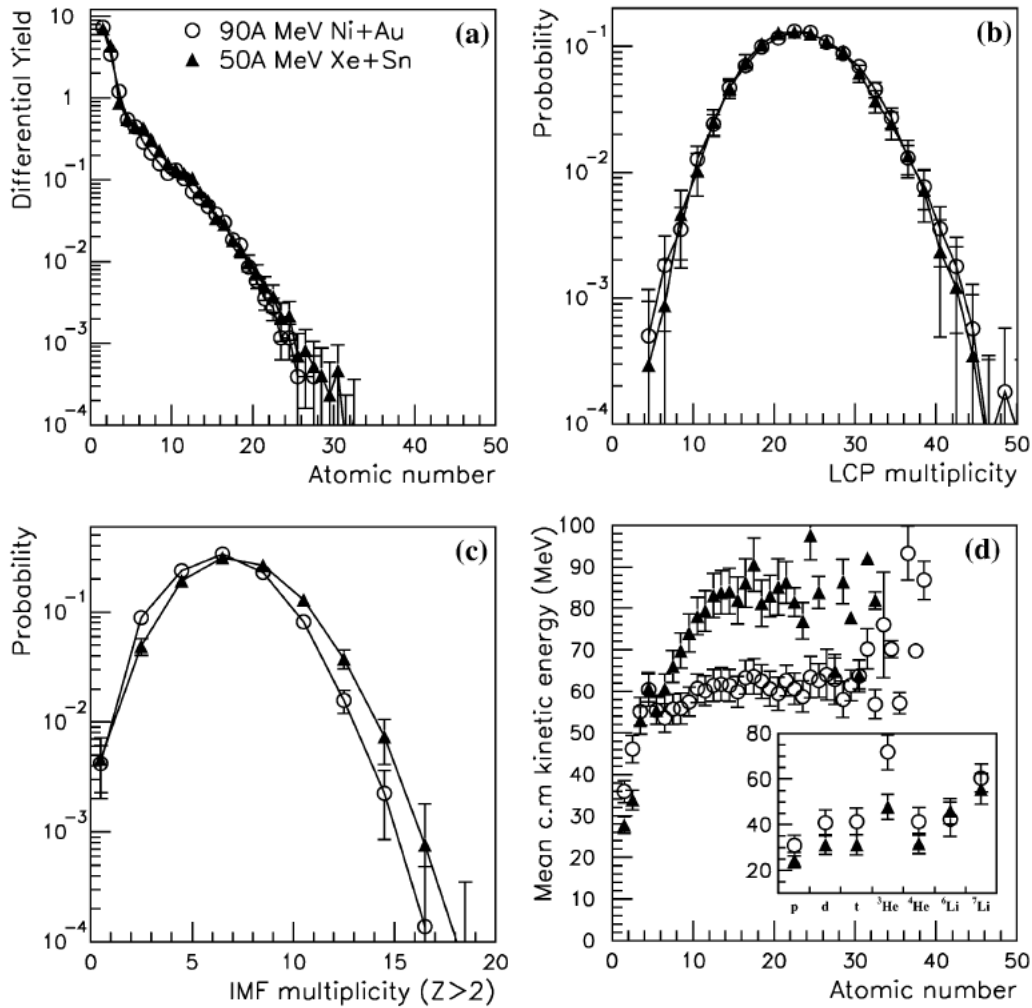


FIGURE 5.9 – Comparaison entre les données expérimentales INDRA sélectionnés par la double ACP des systèmes  $Ni + Au$  et  $Xe + Sn$  à la même énergie d'excitation thermique, ici autour de  $E^* = 7,5A MeV$ . Extrait de [BEL02].

Les partitions semblent essentiellement gouvernées par l'énergie d'excitation thermique, pour un système de taille comparable bien sûr. Ce résultat renforce l'hypothèse d'une production statistique des fragments, indépendante de l'étape de création du système et de la voie d'entrée correspondante. Ce résultat est valide pour les collisions les plus dissipatives, là où l'échange et le recouvrement entre noyaux incidents est considéré comme maximal (collisions donc essentiellement centrales).

### Fonction d'excitation pour le système $Ni + Au$

Nous comparons maintenant sur la figure 5.10 le même système, ici  $Ni + Au$ , à 2 énergies différentes (52A et 90A MeV). Nous observons que la distribution de charge et la multiplicité de particules légères chargées sont très différentes comme on pouvait s'y attendre ; en effet, l'énergie d'excitation mesurée (et comparée avec les prédictions *SMM*) montrent un écart de l'ordre de 1,5A MeV : on trouve  $E^*/A = 6,3$  MeV à 52A MeV et  $E^*/A = 7,5$  MeV à 90A MeV. Il est donc logique de trouver plus de particules et des charges de fragment plus faibles à 90A MeV. Par contre, le comportement observé pour la multiplicité de fragments  $M_{IMF}$  ( $Z > 2$ ) ainsi que pour les énergies cinétiques moyennes méritent quelques explications.

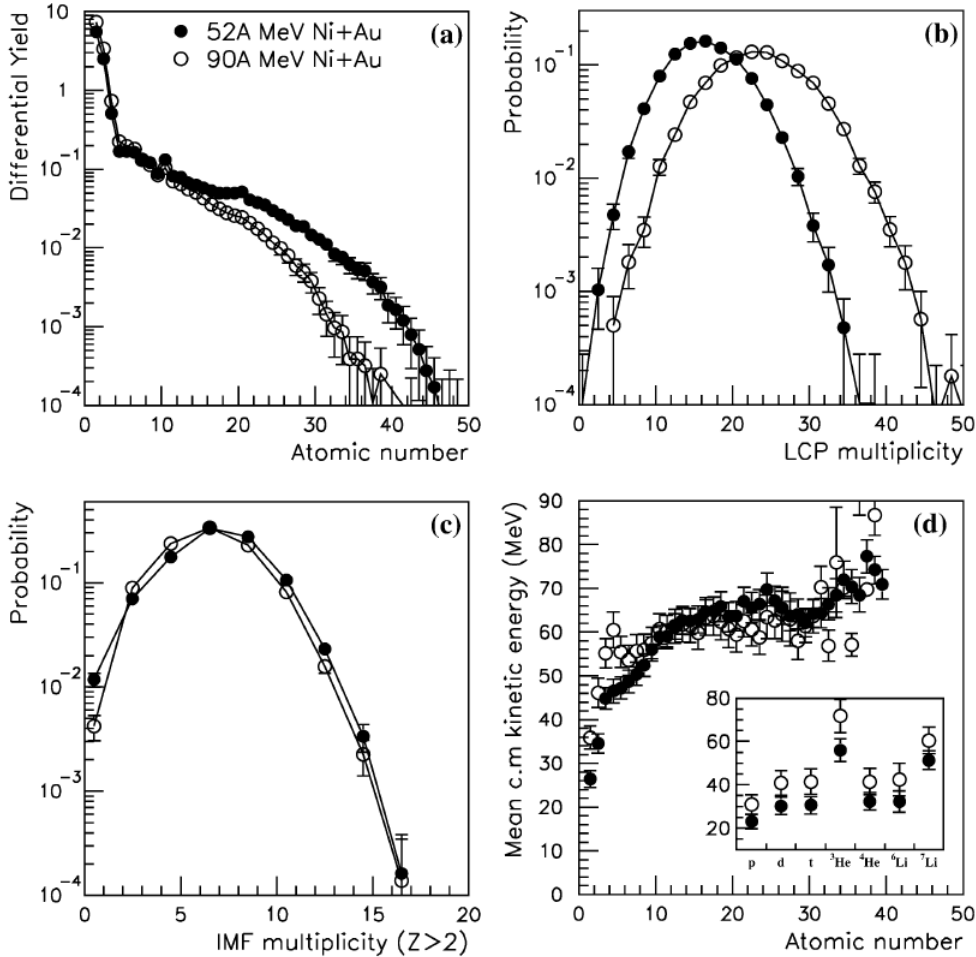


FIGURE 5.10 – Comparaison entre les données expérimentales INDRA sélectionnés par la double ACP pour le système  $Ni + Au$  à 52A et 90A MeV. Extrait de [BEL02].

Pour  $M_{IMF}$ , les distributions identiques indiquent que nous avons déjà atteint le régime de fragmentation maximale, à savoir que la différence entre 52A et 90A MeV provient uniquement du fait que la taille des fragments diminue, pas leur nombre. Ce phénomène a déjà été observé par l'équipe *ALADIN*, cependant pour des valeurs plus élevées d'énergie incidente de l'ordre de 100A MeV [REI97]. Ici, pour le système  $Ni + Au$ , il semble que l'on atteigne ce seuil maximal dès 50A MeV. Ceci peut s'expliquer par la fait que le seuil de fragmentation diffère selon le type de mécanisme de réaction observé. Nous avons sélectionné dans cette étude des collisions très dissipatives, dont on peut considérer qu'elles sont représentatives d'un mécanisme de fusion incomplète [RIV98]. Pour *ALADIN*, les mécanismes observés (et surtout sélectionnés) sont plutôt liés à un scénario de type participant-spectateur [REI97, SIS01]. Dans ce cadre, il faut avoir une énergie incidente plus grande pour atteindre le seuil de fragmentation maximale qui doit correspondre à une énergie d'excitation thermique de l'ordre de 6 à 7 MeV par nucléon.

Pour les énergies cinétiques moyennes, l'invariance observée concernant les 2 spectres peut être expliquée de la manière suivante ; l'énergie cinétique dans le centre de masse résulte principalement de l'énergie coulombienne sentie par les fragments au *freeze-out*, et de manière marginale de l'énergie d'



excitation (température), ceci en l'absence de composante radiale. Les partitions primaires au *freeze-out* sont relativement comparables pour les fragments (le nombre de fragments est quasiment le même, voir commentaire précédent) et donc les énergies cinétiques moyennes sont alors comparables à l'infini pour ces mêmes fragments. La situation est différente pour les particules légères, les spectres d'énergie cinétique reflètent alors les caractéristiques liées à l'énergie incidente supérieure pour le système  $Ni + Au$ . On constate donc que les caractéristiques cinématiques des particules légères (jusqu'à  $Z = 3$ ) sont différentes de celles des fragments plus lourds ( $Z > 3$ ); les différences observées dépendent soit de la dynamique de la collision et de la voie d'entrée (particules légères), soit des caractéristiques des systèmes nucléaires formés (fragments). Nous voyons ici que le mode de production des particules légères et celui des fragments diffèrent donc fortement. Nous revenons sur ce point dans d'autres chapitres, notamment ceux consacrés au degré de liberté en isospin (chap. 8) et au pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire (chap. 9).

### 5.3 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, nous pouvons affirmer que, d'un point de vue expérimental, il est indispensable d'analyser *simultanément* les caractéristiques statiques (partitions) et cinématiques (vecteurs vitesse) si l'on veut apporter des informations complètes concernant l'étude des phénomènes à l'origine de la production des particules et des fragments. Ceci nécessite, et motive, l'emploi de multidétecteurs de grande acceptance, comme le sont les détecteurs *INDRA* et *CHIMERA* employés dans le domaine des réactions nucléaires entre  $10A$  et  $100A$   $MeV$ , ainsi que l'utilisation de modèles dynamiques intégrant les aspects temporels liés à la collision et statistiques liés à la fragmentation. D'un point de vue analyse de données, nous avons vu que l'analyse multidimensionnelle, ici l'*ACP*, permet d'opérer des sélections performantes et surtout plus représentatives du lot d'événements que l'on souhaite étudier. Nous verrons dans le chapitre 10 que l'*ACP* combinée avec la procédure de *backtracing* peut se révéler très puissante.

En ce qui concerne les résultats obtenus dans l'étude présentée ci-dessus, nous avons pu montrer que le modèle statistique *SMM*, dans lequel il existe un découplage entre l'énergie d'excitation thermique et la composante d'énergie radiale, est parfaitement capable de reproduire les caractéristiques des produits de la réaction, aussi bien en terme de partitions, multiplicités, que d'énergies cinétiques. Ceci semble indiquer que la fragmentation observée dans les collisions centrales des systèmes  $Xe + Sn$  et  $Ni + Au$  est essentiellement conditionnée par l'énergie d'excitation thermique. Par contre, les caractéristiques cinématiques des particules légères chargées sont très sensibles à la voie d'entrée, notamment à l'énergie incidente; ceci suggère que la production des particules et des fragments ne soient donc pas corrélés et correspondent à des phénomènes différents. Cet aspect concernant les caractéristiques particulières des particules légères est d'ailleurs étudié plus en détail dans le chapitre 9.

## 6 Bimodalités dans les noyaux

**A savoir** Dans ce chapitre, nous allons aborder une étude du phénomène de bimodalité que j'ai entreprise notamment avec l'aide de *D. Lacroix (GANIL)*, *F. Gulminelli (LPCC)* et *M.F. Rivet (IPN Orsay)*. Les résultats présentés ici font ainsi appel à plusieurs travaux publiés auxquels j'ai contribué. En voici la liste :

[LOP05] : **O. Lopez**, D. Lacroix, and E. Vient, *Bimodality as a Signal of a Liquid-Gas Phase Transition in Nuclei ?*, Physical Review Letters **95** (2005) 242701

[PIC06] : M. Pichon , B. Tamain, R. Bougault , F. Gulminelli, **O. Lopez**, *et al.* (INDRA-ALADIN collaboration), *Bimodality : A possible experimental signature of the liquid-gas phase transition of nuclear matter*, Nuclear Physics A **779** (2006) 267-296

[LOP06] : **O. Lopez** and M.F. Rivet, *Bimodalities : A survey of experimental data and models*, European Physical Journal A **30** (2006) 263-274

**Contexte** L'étude de l'équation d'état de la matière nucléaire permet la détermination du diagramme des phases comme nous l'avons vu dans le chapitre 2. Du fait de l'analogie de l'interaction nucléaire avec l'interaction de *van der Waals* (interaction à courte portée comme les interactions entre molécules), les physiciens ont construit un diagramme des phases de la matière nucléaire similaire à celui associé aux fluides décrits par l'interaction de *van der Waals*. Une représentation schématique en est donnée sur la figure 6.1.

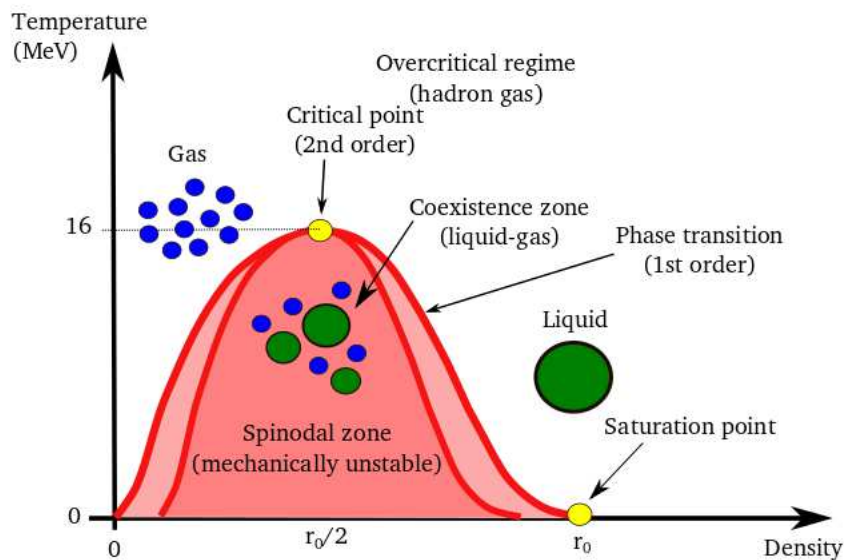


FIGURE 6.1 – Diagramme des phases dans le plan densité-température de la matière nucléaire.

L'un des buts de la thermodynamique nucléaire est ainsi de caractériser ce diagramme des phases, et notamment de voir s'il possède les phases attendues par la comparaison avec celui des fluides réels. Le diagramme des phases peut ainsi se décrire par la définition de plusieurs *phases* associées à des caractéristiques différentes de la matière nucléaire :

- - La phase liquide. Elle correspond à la matière nucléaire associée aux propriétés de volume des noyaux (*bulk*). Elle correspond à la matière nucléaire à haute densité, et faible température.

- - La phase gazeuse. Celle-ci est associée à la matière nucléaire à faible densité, pour laquelle on peut considérer le système comme composée de particules sans interaction (gaz parfait). Elle correspond ainsi à la zone basse densité du diagramme des phases.
- - La phase surcritique. Cette phase est associée à la matière nucléaire portée au-delà du point critique, pour lequel la distinction entre liquide et gaz n'a plus de sens. Cette phase correspond alors à la région haute température du diagramme des phases ( $T > 15 \text{ MeV}$ ).
- - La zone de coexistence liquide-gaz. Entre les régions définissant les phases liquide et gaz de la matière nucléaire existe une zone appelée coexistence. Celle-ci se caractérise par le fait que la matière nucléaire peut alors se décrire comme un *mélange* de liquide et de gaz. Elle est située dans la partie intermédiaire en terme de densité, entre les faibles densités ( $\rho < \rho_0/5$ ) et les densités autour de la densité de saturation  $\rho_0$ , en dessous du point critique. On note qu'à l'intérieur de cette région se trouve la zone spinodale, une zone caractérisée par l'apparition d'instabilités d'origine mécanique. Nous reviendrons en détail sur ce point dans le chapitre 7 consacré à la zone spinodale.

## 6.1 Signaux de transitions de phase

La caractérisation du diagramme des phases passe alors par la détermination des zones de transition, et l'observation des signaux délivrés lors du passage d'une phase à l'autre.

**Transition du premier ordre** La ligne de transition du premier ordre de la figure 6.1 encadre la zone de coexistence et correspond au passage de la phase liquide à la phase de coexistence liquide-gaz (apparition de particules) ou de la phase de coexistence liquide-gaz à la phase gazeuse (disparition des fragments). On a donc pour une isotherme donnée, le passage par 2 transitions de phase du premier ordre, l'une à basse énergie (passage liquide-coexistence), l'autre à plus haute énergie (passage coexistence-gaz). La différence en énergie entre ces 2 transitions définit la *chaleur latente* de passage de la phase liquide à la phase gazeuse ; elle dépend de l' isotherme considérée et devient nulle lorsque la température du système atteint la température critique  $T_c$ . La transition est du *premier ordre* car elle possède justement une chaleur latente non nulle contrairement à la transition du *second ordre*, qui est alors souvent nommée transition *continue*. L'observation d'une transition de phase du premier ordre a été notamment reportée par la collaboration *INDRA* lors de l'étude de la désexcitation du quasi-projectile dans les collisions  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  de  $60A$  à  $100A \text{ MeV}$  [BON09]. Une estimation de la chaleur latente associée  $L = 8.1 \pm 1.6 \text{ MeV}$  a ainsi été déterminée expérimentalement.

**Point critique et transition du second ordre** Le point critique caractérise le sommet de la zone de coexistence et correspond à une valeur estimée à  $T_c = 16 \text{ MeV}$  pour la matière nucléaire infinie comme le montre la figure 6.1. Dans le cas de la matière finie (noyaux), la situation est moins claire et dépend des modélisations. Cependant, la valeur souvent retenue correspond à l'intervalle  $T_c = 8 - 12 \text{ MeV}$ . Elle est réduite du fait de l'introduction d'un terme de surface ainsi que d'un terme coulombien, ce qui se manifeste par une pression interne associée tendant à déstabiliser le système. Ceci tend à fragiliser le système fini comparé au cas infini et explique ainsi la réduction prévue théoriquement. La transition associée est du second ordre, ce qui veut dire qu'elle correspond à une chaleur latente nulle ; on peut donc concevoir un chemin thermodynamique sans apport ou retrait d'énergie (chaleur latente) qui permette de passer de la phase liquide à la phase gazeuse et réciproquement. C'est pourquoi on l'appelle souvent transition de phase continue par opposition à la transition de phase du premier ordre. Cette phase est aussi caractérisée par des comportements en lois de puissance de variables physiques du système comme la chaleur spécifique, le potentiel chimique, la pression, etc. Ces lois de puissance sont gouvernées par une série d'*exposants critiques*, dont la caractéristique principale est qu'ils sont indépendants de l'interaction considérée pour le système ; ils ne dépendent que de la *dimensionnalité* du problème. On rappelle également qu'au point critique la *longueur de corrélation* du système diverge, signifiant que des phénomènes similaires à l'opalescence critique observée dans les fluides peuvent apparaître.

## 6.2 La bimodalité

La *bimodalité* est liée à l'existence dans une même classe d'événements, caractérisée par des valeurs équivalentes des variables intensives la caractérisant (température  $T$  par exemple), de 2 lots d'événements associés à des partitions de fragments et particules différentes. Dans un cas, il s'agit d'un fragment de grande taille (liquide) associé à des particules légères (gaz), dans l'autre de fragments de taille équivalente

et de particules légères. La différence de taille entre la phase liquide ( $A_{liq}$ ) et la phase gazeuse ( $A_{gaz}$ ) comporte alors 2 zones, l'une à grande valeur associée à la première réalisation, l'autre à faible valeur correspondant à la seconde réalisation.

Il a été montré théoriquement que la bimodalité (présence de 2 composantes) dans la distribution en taille des fragments est attendue lors du passage dans la zone de coexistence liquide-gaz [CHO03, CHO04, GUL04]. En fait, il est démontré qu'une transition de phase du *premier ordre* est caractérisée par une distribution bimodale dans la distribution du paramètre d'ordre de la transition [YAN52]; dans le cas de la transition liquide-gaz, le paramètre d'ordre est la différence de densité entre les phases liquide et gazeuse  $\rho_{liq} - \rho_g$  (dans le cas de la transition ferromagnétique c'est l'aimantation  $M$ ) [CHO01]. Cette différence est ainsi – indirectement – reliée à la différence de taille entre fragments dans les événements. La figure 6.2 montre ainsi la relation entre la phase de coexistence, dans laquelle on observe une courbure anormale (négative) de l'entropie (panel du haut) en fonction d'un paramètre d'ordre  $X$  extensif de la transition, et les liens avec l'observation d'une distribution bimodale de ce même paramètre ainsi que de fluctuations anormales pour la variable intensive  $\lambda$  associée à  $X$  [CHO04]. Il existe ainsi un lien entre fluctuations anormales et bimodalité [YAN52, BOR08], bien que l'observation de ces 2 signaux requièrent de se placer soit dans l'ensemble microcanonique (pour les fluctuations anormales) soit dans l'ensemble canonique (pour la bimodalité) [LOP06].

### 6.2.1 La bimodalité dans les données expérimentales

L'observation de la bimodalité a été faite sur un grand nombre de systèmes et d'énergies incidentes dans le domaine de Fermi au cours des années 2000 [BOR02, SOU02, LAU05, MA05, PIC06, SFI07, BRU08], mais signalons toutefois que la première observation expérimentale de la bimodalité dans les données nucléaires a été faite dans l'article de N. Bellaize *et al.* [BEL02] dont on peut voir ici la figure 6.3 présentant le signal dans les collisions les plus violentes du système  $^{58}Ni + ^{197}Au$  de  $32A$  à  $90A MeV$ .

Dans cette étude, c'est l'asymétrie de charge définie comme  $\Delta Z = Z_1 - 3(Z_2 + Z_3)$  qui a été utilisée; en effet, dans un cadre de description statistique de la multifragmentation, on peut considérer la distribution de taille des fragments comme un paramètre d'ordre du système car reliée à la différence entre la densité de la phase liquide (fragments) et de la phase gazeuse (particules) [LOP06].

Dans l'étude menée dans l'article [PIC06], une bimodalité est également observée dans la distribution d'asymétrie en charge des 2 plus gros fragments définie par :

$$\eta_Z = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (6.1)$$

où  $Z_1$  et  $Z_2$  sont respectivement les charges du premier et second plus gros fragment de l'événement. Sur la figure 6.4, on observe en effet la présence de 2 composantes en  $\eta_Z$  (noté  $Z_{asym}$  sur la figure) pour le panel en haut à droite, correspondant ici à un intervalle d'énergie transverse  $E_{t12}^{QT} = 200 - 300 MeV$ . Le signal de bimodalité en charge a également été observé dans les collisions binaires dissipatives du système  $Au + Au$  entre  $35A$  et  $100A MeV$  mesurées avec *INDRA* [BON09] et avec *MULTICS* [BRU08].

### 6.2.2 Interprétation alternative de la bimodalité

La bimodalité dans les distributions de charge peut également s'expliquer en faisant appel à la théorie des bifurcations et notamment celle des transitions de *Jacobi* [SCH80] observées dans la décroissance de certains noyaux à hauts spins [MAJ04]. Dans ce cas, la bimodalité reste un signal lié à une transition de phase, mais cette fois non plus initiée par la température mais par le spin. Il est important de noter que la transition de *Jacobi* est une transition du *second ordre* donc *continue* et sans chaleur latente.

Afin d'essayer d'apporter une réponse quant à l'origine de la bimodalité observée dans les données expérimentales, nous avons étudié dans l'article [LOP05] les données issues de collisions entre noyaux telles que simulées par le modèle phénoménologique *HIPSE* pour le système  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à  $50A MeV$ . Sur la figure 6.5, nous avons représenté la corrélation entre  $\eta_Z$  et la charge du plus gros fragment  $Z_1$  pour les fragments issus du quasi-projectile de xénon. Les différents panels correspondent à un tri en énergie transverse  $E_{t12}^{QT}$  calculée avec les particules légères chargées ( $Z = 1 - 2$ ) de la quasi-cible; ce tri doit permettre de sélectionner une gamme restreinte de températures ainsi que d'éviter une possible *auto-corrélation* entre le quasi-projectile et la quasi-cible [PIC06].

La bimodalité, présente ici dans la sélection  $E_{t12}^{QT} = 120 - 180 MeV$ , correspond donc à 2 types de réalisations en terme de partitions pour le système considéré (il s'agit ici d'un quasi-projectile de xénon dans la réaction  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à  $50A MeV$ ) : présence d'un résidu accompagné de quelques particules

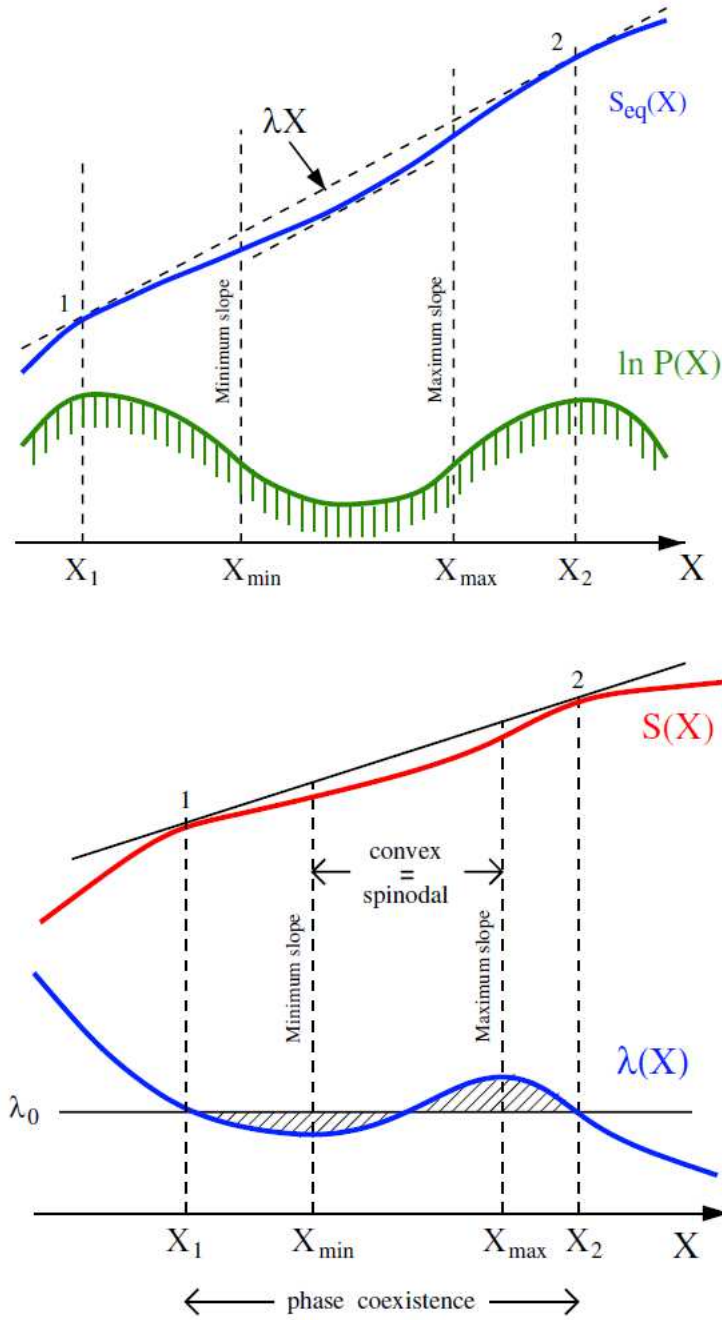


FIGURE 6.2 – En haut, entropie  $S$  en fonction du paramètre d'ordre  $X$  de la transition et le lien avec la distribution bimodale de ce même paramètre  $X$ . En bas, lien avec l'apparition de fluctuations anormales de la variable intensive conjuguée  $\lambda$  associée au paramètre  $X$ . Extrait de [CHO04].

(composante pour  $\eta_Z > 0.8$  et  $Z_1 > 35$ ) ou bien production multiple de fragments (composante pour  $\eta_Z < 0, 2$ ). Dans ce cas, la multiplicité observée de fragments est de l'ordre de  $M_{IMF} \approx 3$  alors qu'elle est de l'ordre de  $M_{IMF} = 1, 3$  pour le premier cas [PIC06].

Une comparaison des données *INDRA* avec le modèle phénoménologique *HIPSE* a été conduite dans l'article [VAN04]. Il est apparu que le modèle est capable de rendre compte de manière correcte des caractéristiques des événements mesurés avec *INDRA* pour les systèmes symétriques ( $Ni + Ni$ ,  $Xe + Sn$  et  $Au + Au$ ), notamment les événements dissipatifs [VAN04]. Le modèle permet ainsi d'observer le signal de bimodalité, notamment dans les collisions dissipatives du système  $Xe + Sn$  à 32A et 50A MeV comme le montre la comparaison entre les figures 6.4 et 6.5. Nous avons donc cherché à comprendre d'où venait

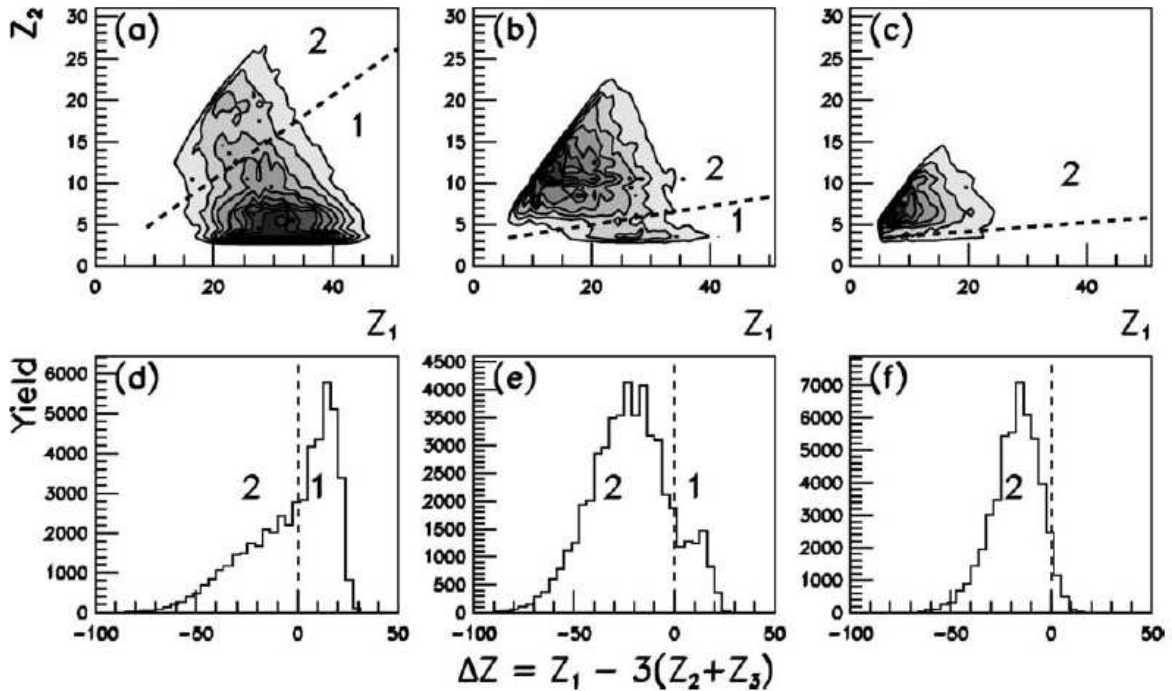


FIGURE 6.3 – Rangée du haut : corrélation entre les 2 plus grandes charges de fragment  $Z_1$  et  $Z_2$  pour les collisions dissipatives du système  $Ni + Au$  à  $32A$ ,  $50A$  et  $90A$  MeV . Rangée du bas : distributions en  $\Delta Z = Z_1 - 3(Z_2 + Z_3)$ . La ligne en tirets symbolise la séparation entre les 2 classes. Extrait de [BEL02].

dans *HIPSE* la bimodalité de l'asymétrie en taille des 2 plus gros fragments, car le modèle n'utilise pas de formalisme explicitement lié à la transition de phase liquide-gaz comme nous avons pu le voir dans le paragraphe 3.3.2.

La figure 6.6 présente les caractéristiques en terme de charge, énergie d'excitation thermique et de spin des fragments *primaires* issus des collisions  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à  $50A$  MeV pour la zone exhibant la bimodalité. Les 2 colonnes font référence aux 2 régimes de d'asymétrie en charge observés dans la figure 6.5 ( $\eta_Z < 0,2$  et  $\eta_Z > 0,8$ ).

A noter qu'on ne prend ici que les particules et fragments situés à l'avant du centre de masse comme cela est fait dans les données expérimentales, afin de ne regarder que la désexcitation du quasi-projectile de xénon. On observe 2 différences importantes : dans le cas noté *ER* (colonne de gauche, correspondant à un régime de fragmentation du type résidu-évaporation), l'énergie d'excitation thermique est de l'ordre de 2 MeV/nucléon et le spin de l'ordre de  $30\hbar$  alors que dans le cas *MF* (régime de multifragmentation), les valeurs respectives sont de l'ordre de 4 MeV/nucléon et  $90\hbar$ . Il est donc important de connaître quel est l'effet dominant qui peut expliquer le comportement observé de bimodalité sur les distributions de charge des 2 plus gros fragments et de l'asymétrie  $\eta_Z$ . Nous allons évaluer ceci en effectuant des simulations pour différentes valeurs d'énergie d'excitation thermique  $E^*$  et de spin  $J$ . Puisqu'ici c'est simplement la réponse de la partie désexcitation qui nous intéresse, les calculs sont effectués sans voie d'entrée, à savoir en utilisant simplement le modèle statistique implémenté dans *HIPSE*, ici le code statistique *SIMON* [DUR92] avec les caractéristiques des fragments primaires de la figure 6.6.

Sur la figure 6.7, nous pouvons voir le résultat à l'issue de la désexcitation finale avec *SIMON* sur les distributions en asymétrie de taille  $\eta_Z$  pour différentes combinaisons d'énergie d'excitation thermique (colonnes  $E_{th}^*/A = 2, 4$  et  $6$  MeV) et de spin (lignes  $J = 0, 30, 60 - 70$  et  $90 \hbar$ ). On s'aperçoit ainsi que les événements *ER* pour lesquels on a  $\eta_Z > 0,8$  sont effectivement compatibles avec les valeurs  $E_{th}^*/A = 2$  MeV et  $J = 30 \hbar$ , et les événements *MF* pour  $\eta_Z < 0,2$  sont quant à eux compatibles avec  $E_{th}^*/A = 4$  MeV et  $J = 90 \hbar$ . On peut également noter que le seul paramètre permettant l'obtention d'une bimodalité en asymétrie de charge est ici le spin, non l'énergie d'excitation thermique. La valeur de transition où le phénomène est observé est ici de l'ordre de  $J = 60 - 70 \hbar$ .

Comparons enfin les corrélations entre les 2 plus gros fragments de l'événement obtenues à l'aide de

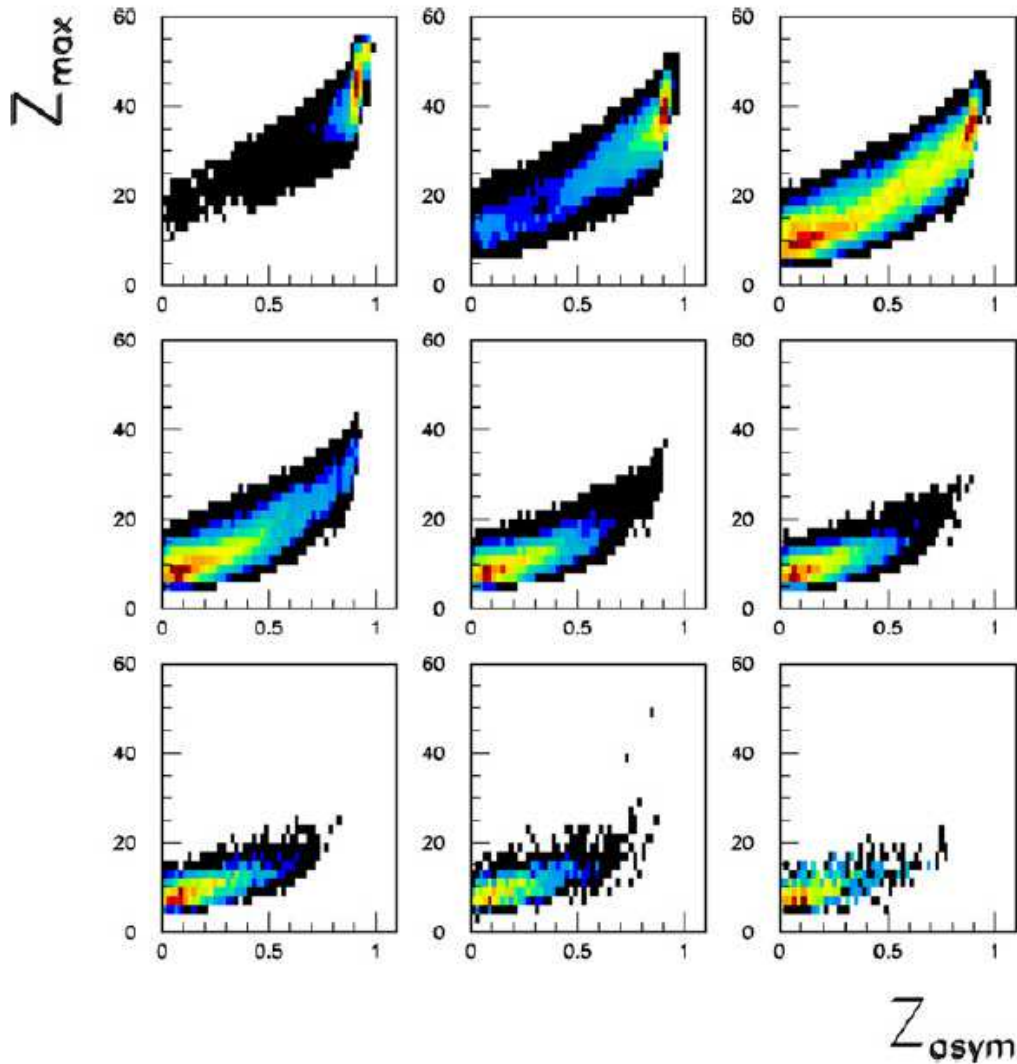


FIGURE 6.4 – Corrélations entre la charge du plus gros fragment notée ici  $Z_{max}$  et l'asymétrie en charge  $\eta_Z$  (notée ici  $Z_{asym}$ ) du quasi-projectile pour différents intervalles d'énergie transverse de la quasi-cible et pour le système  $Xe + Sn$  à  $80A$  MeV mesurées avec INDRA. Extrait de [PIC06].

*HIPSE* et du modèle statistique *SMM* sur la figure 6.8. Nous observons 2 corrélations identiques, indiquant que le régime de bimodalité est atteint de manière équivalente dans les 2 cas.

On arrive ainsi à la conclusion que le signal de bimodalité observé dans les collisions binaires dissipatives du système  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à  $50A$  MeV n'est pas relié de *manière unique* à la transition de phase liquide-gaz, mais peut également provenir de la quantité de moment angulaire transféré au quasi-projectile lors de la réaction binaire avec la quasi-cible ; on peut toujours parler de transition de phase, mais une transition de phase liée au spin et à la déformation du système et non pas à l'excursion en température/densité du système comme prédit dans la transition liquide-gaz. Ce type de transition est déjà connu sous le nom de transition de *Jacobi*, et a déjà été observée pour les noyaux faiblement excités [MAJ04], dans lesquels l'instabilité de forme initiée par le moment angulaire est responsable de la cassure binaire du système ; c'est la notion de moment angulaire critique associé à la disparition de la barrière de fission. Ce moment angulaire peut être estimé à partir des valeurs de barrière de fission données par le modèle de la goutte liquide et correspond pour des noyaux de charge autour de  $Z = 50$  à une valeur de  $J = 60 - 70\hbar$ . Ceci reste donc tout à fait cohérent avec le scénario proposé par *HIPSE*.



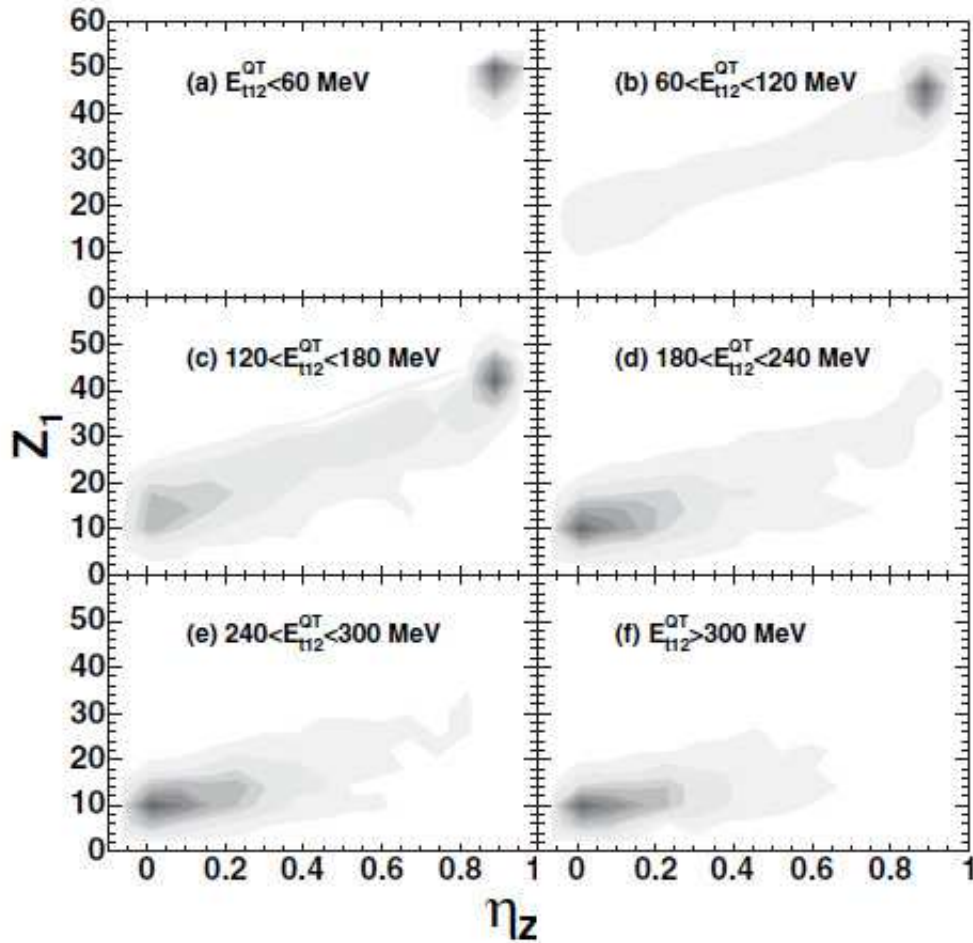


FIGURE 6.5 – Corrélations entre la charge du plus gros fragment de l'événement  $Z_1$  et l'asymétrie de charge  $\eta_z$  pour les fragments issus du quasi-projectile. Les différents panels correspondent à des sélections croissantes en intervalles d'énergie transverse de la quasi-cible  $E_{t12}^{OT}$  simulées avec le modèle HIPSE. Extrait de [LOP05].

### 6.3 Conclusion

A l'heure actuelle, il convient de rappeler que le signal de bimodalité en charge a été observé pour un nombre relativement important de systèmes [BOR08, LOP08]. L'existence d'un tel signal semble donc fermement établi d'un point de vue expérimental. Cependant, le lien avec une interprétation théorique fondée sur la transition liquide-gaz dans les systèmes finis semble encore incertain, au vu notamment des résultats que nous venons de voir ; je pense donc qu'aucune conclusion définitive ne peut être donnée à l'heure actuelle concernant l'origine de la bimodalité. Le fait que celle-ci n'ait pas été observée jusqu'à présent dans les collisions centrales est par exemple en accord avec l'explication liée au moment angulaire exposée dans le paragraphe 6.2.2. Une exception existe cependant pour des systèmes fortement asymétriques en terme de taille de voie d'entrée comme par exemple le système  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  que nous avons décrit précédemment. On peut supposer que les collisions définies comme centrales dans l'analyse présentée dans le paragraphe 6.2.1 correspondent en fait à une large gamme en paramètre d'impact, et donc à un moment angulaire transféré qui peut être relativement important [LEF09]. Il apparaît donc important d'apporter des éléments expérimentaux nouveaux concernant la bimodalité afin de pouvoir progresser sur ce sujet. J'entrevois à l'heure actuelle 2 pistes intéressantes.

**Particules chargées et fragments de fission** Une piste serait de mesurer précisément le spin transféré lors des collisions dissipatives comme cela a été fait avec le multidétecteur *NAUTILUS* [COL95] ou bien encore *INDRA* [STE01] ; dans les 2 cas, on a mesuré l'asymétrie d'émission des particules chargées dans et hors plan de réaction afin de déterminer le spin (apparent) transféré ainsi que dans le cas *NAUTILUS*



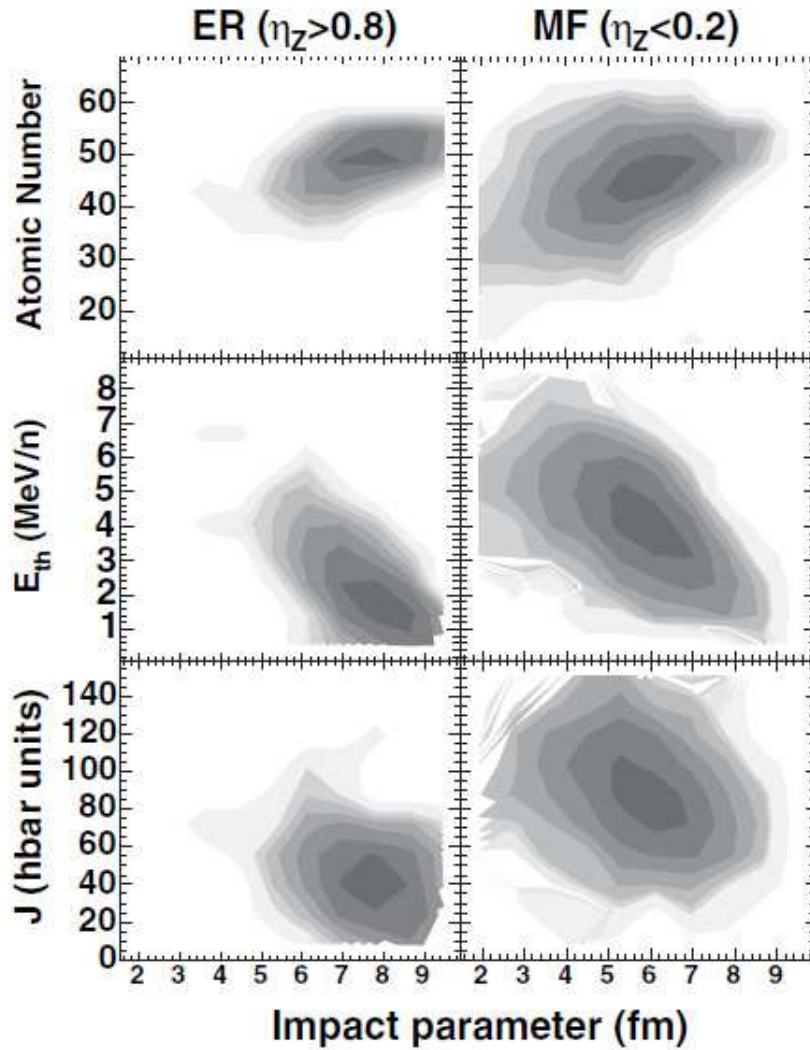


FIGURE 6.6 – Corrélations entre la charge (haut), l'énergie d'excitation thermique (milieu), le spin (bas) et le paramètre d'impact pour les collisions  $Xe + Sn$  à  $50A$  MeV simulées avec le modèle HIPSE. Il s'agit ici des caractéristiques des fragments primaires avant désexcitation secondaire. Les 2 colonnes correspondent aux 2 modes d'asymétrie observée ( $\eta_Z > 0.8$  et  $\eta_Z < 0.2$ ) dans la figure 6.5-(c). Extrait de [LOP05].

l'asymétrie d'émission pour la fission du quasi-projectile et de la quasi-cible. Les moments angulaires apparents transférés sont de l'ordre de  $40 - 70\hbar$ , indiquant un transfert qui peut être relativement important pour les collisions dissipatives autour de l'énergie de Fermi. Ces analyses nécessitent une excellente couverture angulaire, ainsi qu'une mesure précise des vecteurs vitesses associés aux produits de réaction, donc une excellente résolution en terme d'énergie bien sûr mais également en terme d'angles. D'un point de vue expérimental, un détecteur avec une granularité élevée ainsi qu'une large dynamique de détection en terme de charge, masse et énergie est donc requis. A l'heure actuelle, le multidétecteur *INDRA* remplit un certain nombre de ces critères en terme de détection en charge ainsi que dynamique en énergie mais pas en terme de masse (pour les fragments  $Z > 3$ ) ou encore d'angles (résolution angulaire de 2 degrés à l'avant dans le meilleur des cas); c'est pourquoi le projet *FAZIA* semble prometteur de ce point de vue puisqu'il pourrait permettre d'accéder à une excellente résolution en masse en plus de la charge, et d'augmenter d'un facteur deux la résolution angulaire.

**Des  $\gamma$  en coïncidence** Une autre piste consisterait à mesurer en coïncidence les produits (chargés) de la réaction ainsi que les gammas comme cela est envisagé dans le projet de détecteur de photons gamma *PARIS* [PAR14] en couplage avec d'autres multidétecteurs comme le spectromètre  $\gamma$  haute résolution *AGATA* [AGA14], le mur de neutrons *NEDA* [NED14], ou encore le multidétecteur de particules chargées

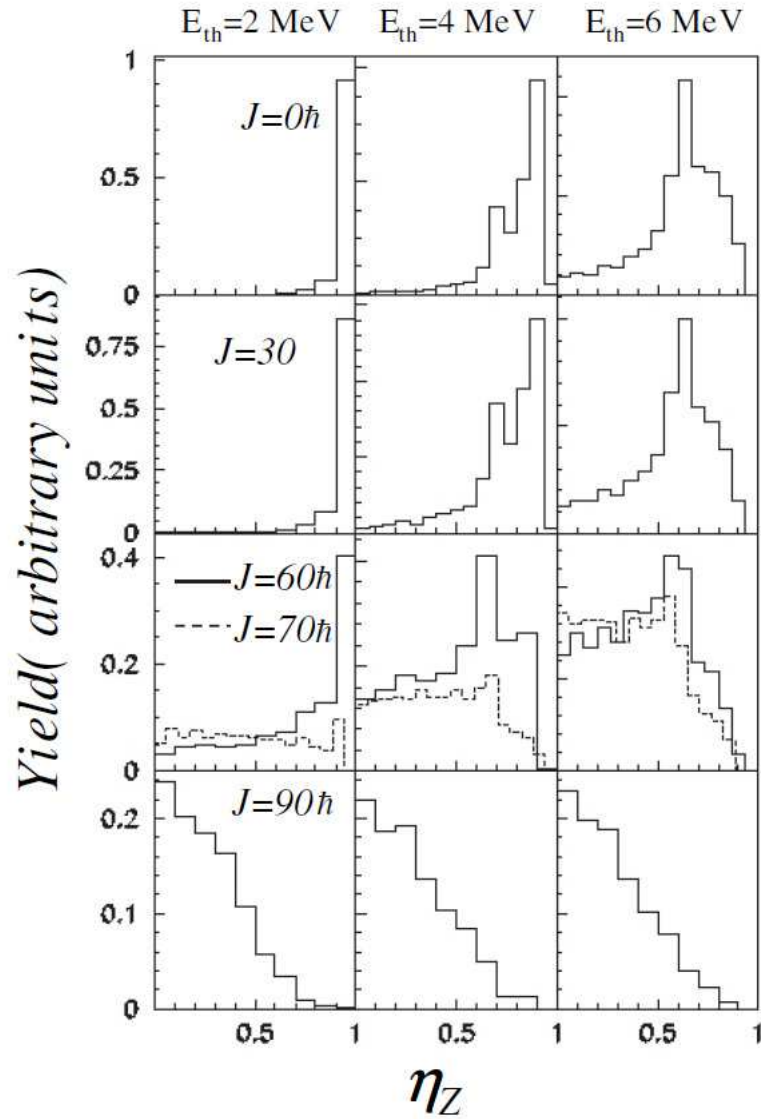


FIGURE 6.7 – Distributions de l'asymétrie de charge  $\eta_Z$  pour des valeurs différentes de l'énergie d'excitation thermique (colonnes) et de spin (rangées) à l'issue de la désexcitation dans SIMON. Extrait de [LOP05].

GASPARD [GAS14] destiné notamment à fonctionner auprès de l'installation SPIRAL 2 au GANIL.

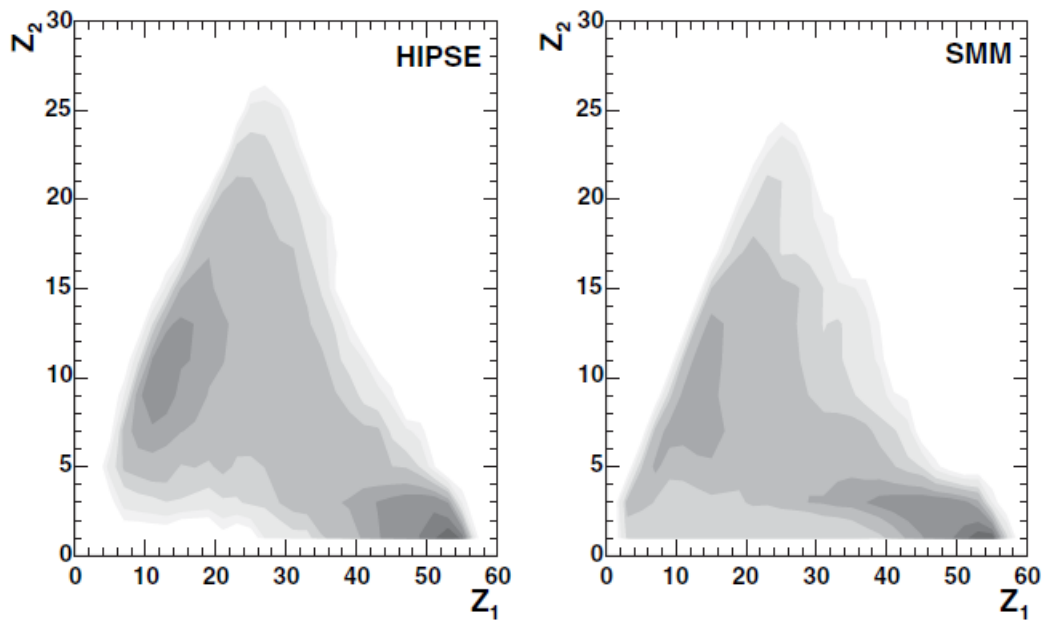


FIGURE 6.8 – Corrélations entre les 2 plus grandes charges  $Z_1$  et  $Z_2$  obtenues lors de la désexcitation avec le modèle HIPSE (à gauche) et SMM (à droite). Les 2 modèles utilisent les mêmes caractéristiques de sources, ici données par la voie d'entrée de HIPSE. Extrait de [LOP05].

## 7 Étude de la zone spinodale

**A savoir** Ce chapitre détaille les études faites sur la détermination expérimentale du phénomène de décomposition spinodale, qui pourrait être à l'origine de la création des fragments dans les collisions très dissipatives, notamment de la multifragmentation. Les résultats sont ici tirés de 2 publications :

[BOR01] : B. Borderie, G. Tabacaru, Ph. Chomaz, M. Colonna, A. Guarnera, M. Pârlog, M. F. Rivet, G. Auger, Ch. O. Bacri, N. Bellaize, R. Bougault, B. Bouriquet, R. Brou, P. Buchet, A. Chbihi, J. Colin, A. Demeyer, E. Galichet, E. Gerlic, D. Guinet, S. Hudan, P. Lantesse, F. Lavaud, J. L. Laville, J. F. Lecolley, C. Leduc, R. Legrain, N. Le Neindre, **O. Lopez**, M. Louvel, A. M. Maskay, J. Normand, P. Pawłowski, E. Rosato, F. Saint-Laurent, J. C. Steckmeyer, B. Tamain, L. Tassan-Got, E. Vient, and J. P. Wieleczko (INDRA collaboration), *Evidence for Spinodal Decomposition in Nuclear Multifragmentation*, Physical Review Letters **86** (2001) 3252-3255

[CHA04] : J.-L. Charvet, R. Dayras, D. Durand, **O. Lopez**, D. Cussol, D. Doré, L. Nalpas, A. Van Lauwe, and C. Volant, *New approach of fragment charge correlations in  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  central collisions*, Nuclear Physics A **730** (2004) 431-447

Il est à remarquer que les 2 publications ont conclu à des résultats contradictoires. Je vais par la suite expliquer pourquoi les résultats sont différents et quelles sont les leçons à en tirer afin de poursuivre ce type d'études.

**Contexte** Dans le diagramme des phases de la matière nucléaire, il existe une zone située au cœur de la zone de coexistence liquide-gaz qui se caractérise par des instabilités de volume qui s'expriment par le fait que toute fluctuation en densité est mécaniquement amplifiée car la dérivée de la pression par rapport à la densité est négative [BER83] ; toute variation de densité est alors caractérisée par une variation de pression opposée qui va tendre à amplifier le phénomène . C'est un régime d'instabilités mécaniques que l'on appelle *spinodales* [FRA01b]. L'un des signaux attendus pour caractériser cette zone est la création de fragments de taille identique qui correspondent à un développement de fluctuations de densité de longueur d'onde définie, associée à une taille de fragment de masse (charge) autour de 20 (10) [AYI95]. Lors de l'évolution ultérieure du système, la taille des fragments évolue sous l'effet de l'énergie d'excitation qu'ils ont pu emmagasiner (désexcitation secondaire). D'autre part, la taille finie des systèmes nucléaires perturbent également l'amplification de longueurs d'onde privilégiées [JAC96] ; c'est donc un signal relativement faible que l'on attend et que l'on peut qualifier de signal « fossile », car ayant pu survivre jusqu'au moment de la détection des fragments à des temps infinis. Ce type de phénomène a été observé dans les simulations de type champ moyen stochastique, dans lequel on introduit un terme fluctuant de type *Langevin*.

### 7.1 Corrélation en charge

Dans l'article [BOR01], une analyse sur des fonctions de corrélation en charge a été menée afin d'étudier le mécanisme de production des fragments dans les collisions entre noyaux autour de l'énergie de Fermi et d'apporter des éléments de réponse par rapport à la prédiction des modèles de champ moyen stochastique concernant la zone spinodale. Pour cela, l'écart-type  $\Delta Z$  entre charge des fragments a été déterminé pour les collisions conduisant à une source de quasi-fusion (collisions centrales sélectionnées par  $\theta_{\text{f}ot} > 60$  deg et complétude à 80% [RIV98, FRA01a] du système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à  $32\text{AMeV}$ .  $\Delta Z$  est ainsi défini comme :

$$\Delta Z = \frac{1}{M} \sqrt{\sum_i^M (Z_i - \langle Z \rangle)^2}$$

où  $M$  représente la multiplicité de fragments ( $Z > 4$ ) de l'événement,  $Z_i$  la charge du fragment  $i$  de l'événement et  $\langle Z \rangle$  la charge moyenne par événement calculée sur ces mêmes fragments.

Une fonction de corrélation en charge  $R$  est alors construite en prenant la distribution  $Y$  en  $\Delta Z$  pour chaque multiplicité  $M$  de fragments et en la divisant par une distribution  $Y'$  en  $\Delta Z$  construite en prenant des fragments décorrélés provenant d'événements différents, soit :

$$R(\Delta Z) = \frac{Y(\Delta Z)}{Y'(\Delta Z)}$$

On doit ainsi construire un « fond »  $Y'$  décorrélé qui servira de référence à la distribution  $Y(\Delta Z)$  corrélée. Ainsi, on obtient une fonction de corrélation  $R$  qui présente un pic ou un creux de corrélation différent de 1 si la distribution corrélée diffère de la distribution décorrélée (dans le cas où la statistique du fond est la même que celle de la distribution corrélée). La figure 7.1 montre les résultats expérimentaux obtenus. On observe effectivement un pic de corrélation pour  $\Delta Z = 0 - 1$  soit un surplus d'événements ayant des fragments de charge identique ou quasiment identique. On voit également que la fonction de corrélation n'est pas plate sur tout le domaine en  $\Delta Z$ . Cette observation peut être quantifiée en additionnant les informations pour chaque multiplicité  $M$  et en estimant la contribution du fond par une estimation de la variation de la fonction de corrélation depuis  $\Delta Z = 7 - 8$  jusqu'à  $\Delta Z = 2$ . Celle-ci est trouvée exponentielle et permet alors d'extrapoler les valeurs attendues de la fonction de corrélation à  $\Delta Z = 0 - 1$ . On peut alors déterminer le nombre d'événements en surplus pour cet intervalle par rapport à l'estimation extrapolée de la fonction de corrélation, considérée comme un fond statistique irréductible.

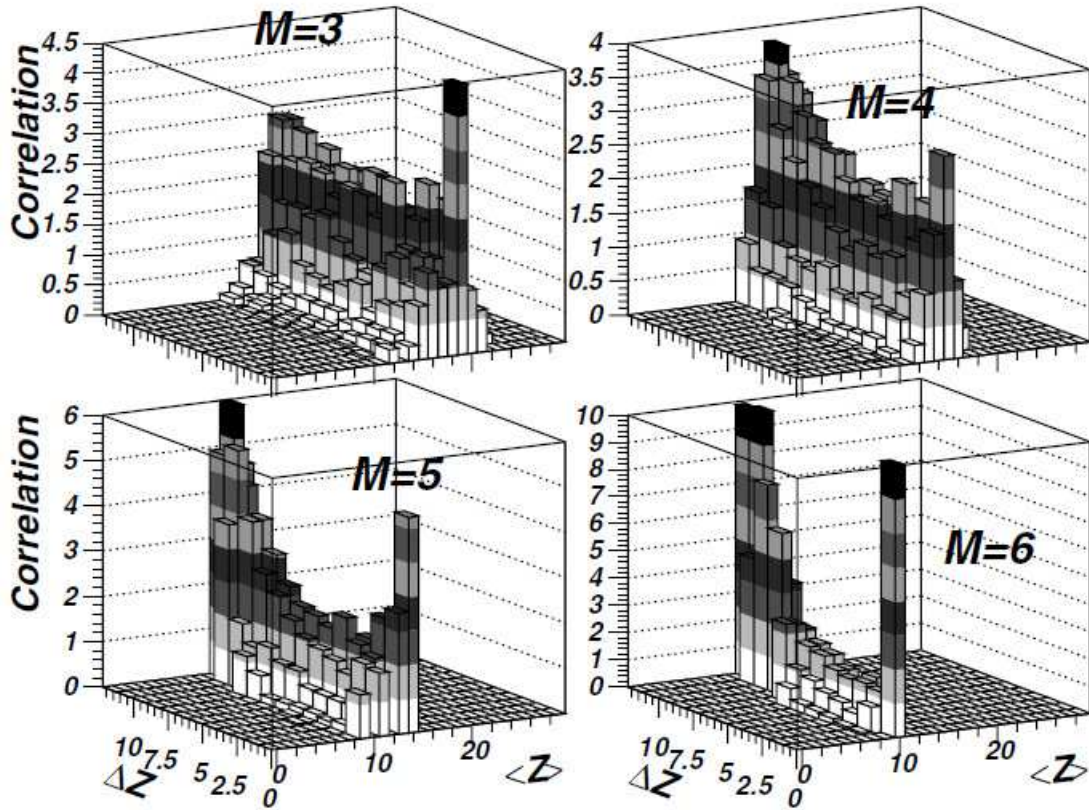


FIGURE 7.1 – Fonctions de corrélation  $R$  en fonction de l'asymétrie en charge  $\Delta Z$  et de la charge moyenne  $\langle Z \rangle$  pour 4 multiplicités de fragments  $M$  pour le système  $Xe + Sn$  à  $32A$  MeV. Extrait de [BOR01].

Les résultats sont présentés sur la figure 7.2 sur le panel du haut avec les symboles noirs en fonction de la charge totale sous forme de fragments  $Z_{bound}$  [KRE93]. Les prédictions du modèle de champ moyen stochastique  $BOB$  [CHO94] pour des collisions centrales ( $b = 0$ ) sont également présentées dans le panel du bas. Nous rappelons que dans ce type de modèle, le système passe une zone d'instabilités de type spinodal. On observe une grande similitude entre les 2 lots d'événements. Les courbes en trait plein et

tirets présente le fond estimé et extrapolé pour  $\Delta Z = 0 - 1$ . Ceci semble démontrer que la présence d'instabilités de volume caractérisées par la création d'un surplus de fragments de taille identique est lié au passage du système nucléaire par la zone spinodale. Cependant, il convient d'être prudent et considérer que le surplus d'événements dont nous parlons ici est de l'ordre de 0,1% de l'ensemble des événements *INDRA* sélectionnés ; la question de la signification statistique se pose donc ici bien qu'une étude théorique semble valider l'hypothèse avancée ici [DES02].

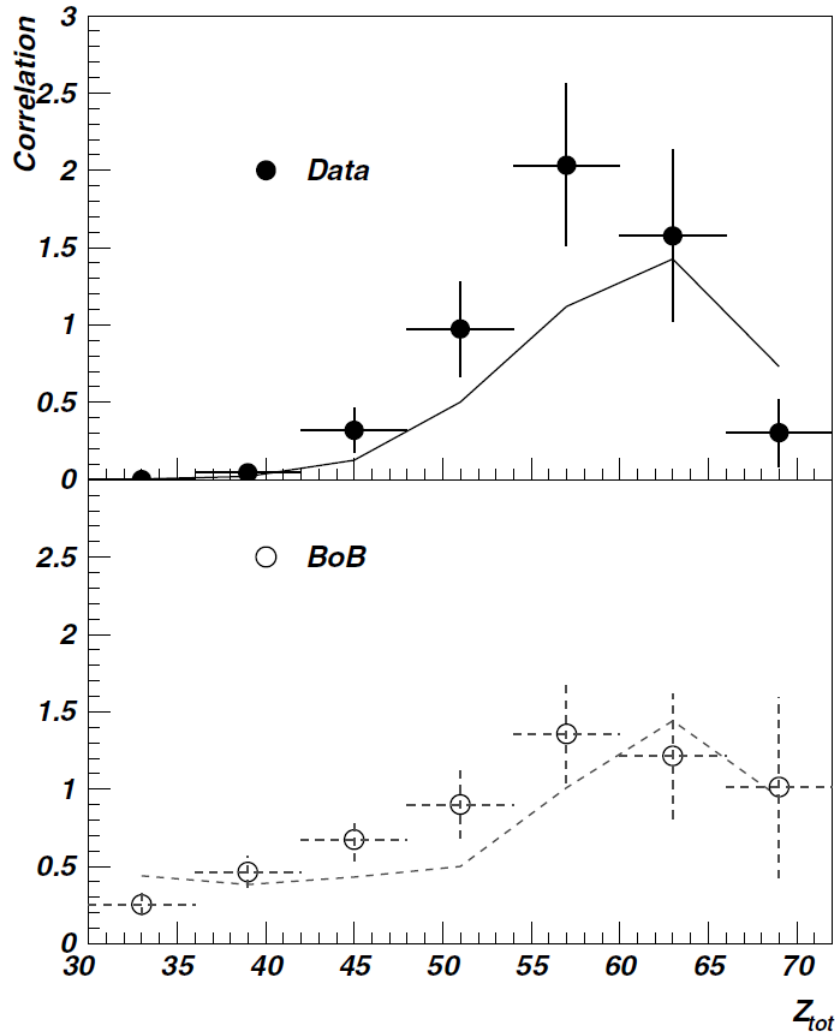


FIGURE 7.2 – Fonction de corrélation en fonction de la charge totale sous forme de fragment  $Z_{bound}$  pour le système  $Xe + Sn$  dans les données expérimentales (haut) et dans la simulation de champ moyen stochastique BOB (bas). La courbe en trait plein indique le fond calculé par la méthode [BOR01]. Les symboles représentent les résultats obtenus avec les données issues des collisions centrales sélectionnés avec  $\cos(\theta_{f_{tot}}) > 0.5$ . Extrait de [BOR01].

## 7.2 Avoir un bon fond

Une autre étude a été menée [CHA04] et a conduit à des conclusions qui ne sont pas les mêmes concernant la mise en évidence de la création de fragment par le mécanisme de la zone spinodale. Dans cette seconde étude sur les corrélations en charge, les auteurs ont utilisé une simulation *Monte Carlo* dans laquelle les fragments sont produits par une cassure aléatoire d'un noyau de taille donnée pour une multiplicité de fragment  $M$  fixée («random breakup»). Pour déterminer la taille du noyau initial dans la simulation, les auteurs se sont servis de la distribution expérimentale en charge totale des fragments ( $Z_{bound}$ ) mesurée dans les collisions sélectionnées de la même manière que précédemment. L'estimation

du « fond » décorrélaté est fait également de la manière équivalente, soit en extrapolant l'évolution de la fonction de corrélation déterminée de  $\Delta Z = 7 - 8$  jusqu'à  $\Delta Z = 2$  pour les valeurs de  $\Delta Z = 0 - 1$ . La figure 7.3 présente les résultats de la simulation avec l'estimation du « fond » associé.

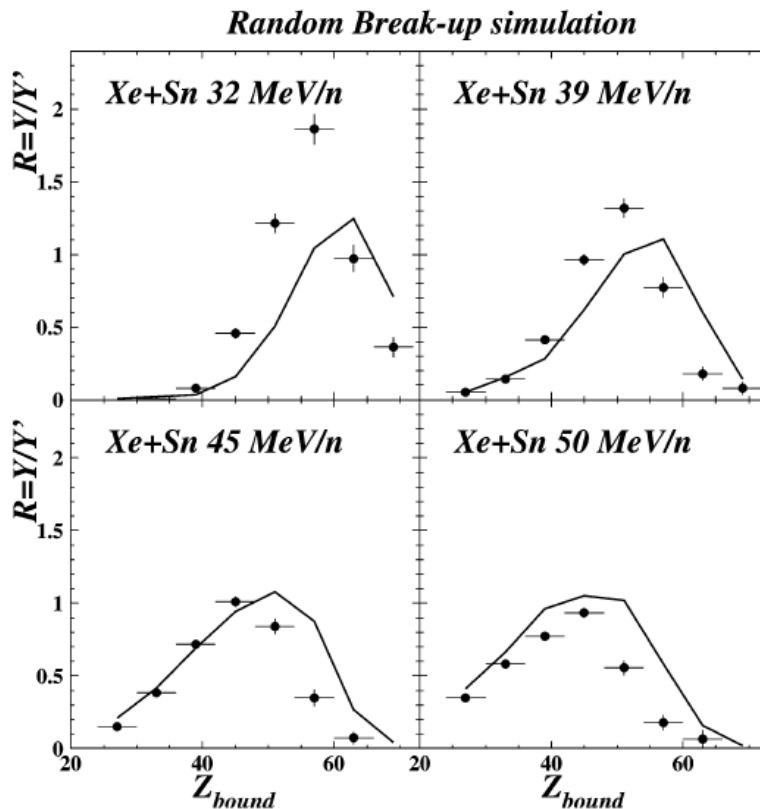


FIGURE 7.3 – Fonctions de corrélation en fonction de la charge totale sous forme de fragment  $Z_{bound}$ . La courbe en trait plein indique le fond calculé par la méthode [BOR01]. Les symboles représentent les résultats obtenus avec la simulation de cassure aléatoire. Extrait de [CHA04].

Il est surprenant de noter que l'on obtient le même résultat, à savoir que l'on observe un surplus de production d'événements présentant des fragments de charge identique pour le système  $Xe + Sn$  à 32A et 39A MeV. La situation est moins claire pour les systèmes à 45A et 50A MeV, dans lesquels on peut considérer que statistiquement parlant aucun surplus significatif n'est observé.

Si l'on regarde plus attentivement comme cela est présenté sur la figure 7.4 l'évolution de la fonction de corrélation  $R$  en fonction de  $\Delta Z$  pour différentes sélections en  $Z_{bound}$  pour les données à 32A MeV, on conclut que l'excès observé pour  $\Delta Z = 0 - 1$  dépend fortement de celui-ci; on observe ainsi un excès important pour  $Z_{bound} = 40 - 55$ , ce qui correspond à la zone dans laquelle l'excès de fragments est significatif au niveau statistique sur la figure 7.4. Dans le cadre de cette étude, nous pouvons conclure que la procédure consistant à extrapoler le fond décorrélaté à petit  $\Delta Z$  peut conduire à un résultat erroné concernant le surplus d'événements à  $\Delta Z = 0, 1$ .

## 7.3 Conclusion

**Un signal à confirmer** Ceci nous amène donc à considérer que le signal de corrélation de charge observé reste fragile et qu'il y a un besoin clair de statistique pour augmenter la signification du phénomène observé. C'est le but de la 5<sup>e</sup> campagne de mesure *INDRA* effectuée en 2001, qui propose d'étudier le système  $Xe + Sn$  dans la gamme d'énergie incidente 27A – 45A MeV, avec notamment un facteur 10 en terme de statistique d'événements détectés. Avec ce nombre beaucoup plus important d'événements, des informations statistiquement fiables pourront alors certainement être extraites sur le signal lié aux corrélations de charge, notamment grâce aux fonctions de corrélation montrées plus haut et à l'utilisation conjointe de la technique *IPM* (*Intrinsic Probability Method*) pour calculer le fond décorrélaté, méthode développée par P. Désesquelles dans les références [DES02].

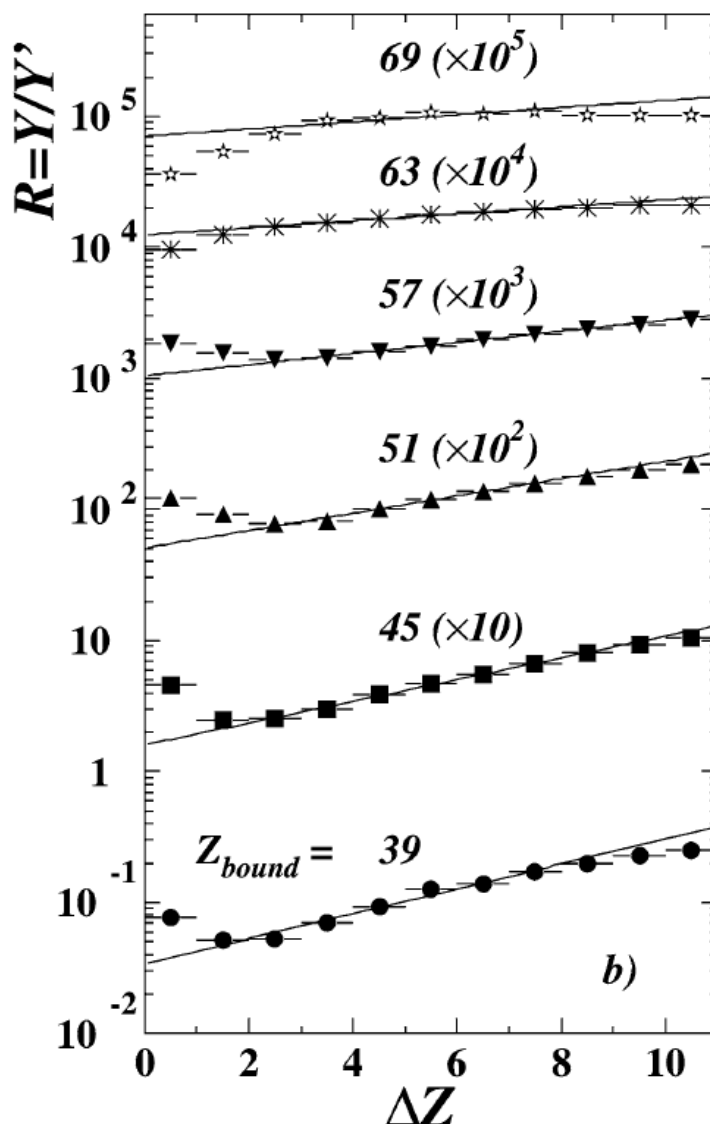


FIGURE 7.4 – Fonctions de corrélation en fonction de l'asymétrie en charge  $\Delta Z$  pour différentes valeurs de  $Z_{bound}$ . Les courbes indiquent l'ajustement exponentiel fait de  $\Delta Z = 2$  à  $\Delta Z = 10$ . Extrait de [CHA04].

**Corrélations de masse** Dans l'avenir, les mesures réalisées avec le dispositif *FAZIA* permettront également d'apporter des éléments de réponse à la problématique de la zone spinodale en regardant non plus seulement les corrélations en charge mais les corrélations en masse ; on peut imaginer en effet que le pic de corrélation en masse soit en effet plus robuste car plus directement lié aux oscillations de densité prédites dans la zone spinodale. Enfin, une information également manquante actuellement pourra être apportée si l'on regarde la *corrélation* entre les 2 signaux (charge et masse), ainsi que les effets liés à l'isospin [ADE14].





## 8 Le degré de liberté en isospin

**A savoir** Ce chapitre présente une étude théorique réalisée par *G. Lehaut* entre 2006 et 2009 dans le cadre de sa thèse, avec la collaboration de *F. Gulminelli* (LPC Caen). A cette époque, j'étais co-encadreur (*R. Bougault* étant le directeur de thèse officiel). J'ai donc suivi l'ensemble de l'étude et participé à l'établissement des résultats. Ceux-ci sont extraits de plusieurs publications dont voici la liste :

[LEH09] : G. Lehaut, *Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi*, Thèse de l'Université de Caen, LPC Caen (2009)

[LEH10a] G. Lehaut, F. Gulminelli and **O. Lopez**, *Phase diagram of the charged lattice-gas model with two types of particles*, Physical Review E **81** (2010) 051104

[LEH10b] G. Lehaut, F. Gulminelli and **O. Lopez**, *Isoscaling as a Measure of Symmetry Energy in the Lattice Gas Model*, Physical Review Letter **102** (2010) 142503

**Contexte** Dans ce qui suit, nous abordons l'effet lié à l'isospin en ce qui concerne les propriétés thermodynamiques de la matière nucléaire. Cette étude est théorique et passe par une modélisation de type gaz sur réseau. Celle-ci peut alors permettre d'apporter des informations très intéressantes sur la mesure de l'énergie de symétrie nucléaire.

### 8.1 Modèle de gaz sur réseau

Dans l'article [LEH10a], nous avons construit un modèle thermodynamique de gaz sur réseau classique dans lequel nous avons introduit une interaction tenant compte explicitement du terme isovectoriel de l'hamiltonien nucléaire par l'intermédiaire d'une interaction à courte portée à 2 corps différente suivant l'isospin des particules (proton et/ou neutron) ainsi que d'une contribution coulombienne à longue portée pour les protons. Les calculs ont été menés à différentes conditions thermodynamiques pour un noyau de xénon 129 ( $Z = 54$  et  $N = 75$ ), notamment en terme de pression et température. Cette approche permet de décrire le diagramme de phase associé à ce type de modélisation et permet la détermination du point critique du système.

Sur la figure 8.1, on peut voir la dépendance en température (normalisée à la constante de couplage  $\epsilon$ ) des variances obtenues pour l'énergie interne du système  $\sigma(E_{int})$  et la charge du plus gros fragment  $\sigma(A_{max})$  ici à une pression correspondant au régime sous-critique  $P = 0,3P_c$ .

#### 8.1.1 Une nouvelle transition

Les trois colonnes correspondent aux calculs effectués avec un Hamiltonien sans isospin et sans contribution coulombienne ( $H_{scalar}$ ) à gauche, un Hamiltonien intégrant la part isovectorielle et sans contribution coulombienne ( $H_{iso}$ ) au milieu, enfin à droite un Hamiltonien intégrant les 2 contributions (isovectoriel+coulombien, noté  $H_{tot}$ ). Pour  $H_{scalar}$ , on note le pic de variance observé pour  $T_c = 0,56\epsilon$  aussi bien pour l'énergie interne  $E_{int}$  que pour la taille du plus gros fragment  $A_{max}$ ; ceci correspond au signal de bimodalité caractéristique de la transition de phase liquide-gaz du premier ordre ici car nous sommes en-dessous du point critique en terme de pression et température. L'inclusion de la dépendance en isospin de l'interaction ne change pas fondamentalement les distributions et on continue d'observer une transition de type liquide-gaz, cependant à une température légèrement plus basse, ici  $T = 0,49\epsilon$ . Par contre, l'inclusion de l'interaction à longue distance coulombienne modifie singulièrement les fluctuations; on observe toujours un pic corrélé en  $E_{int}$  et  $A_{max}$  situé à la température  $T_t = 0,41\epsilon$  signant la transition de phase de type liquide-gaz, mais également 2 autres pics seulement en  $A_{max}$  à des valeurs de température notées ici  $T_a$  et  $T_b$ . La présence de ces 2 pics est complètement inattendue et n'est pas liée à une transition de phase de type liquide-gaz dans laquelle l'énergie interne est un paramètre d'ordre.

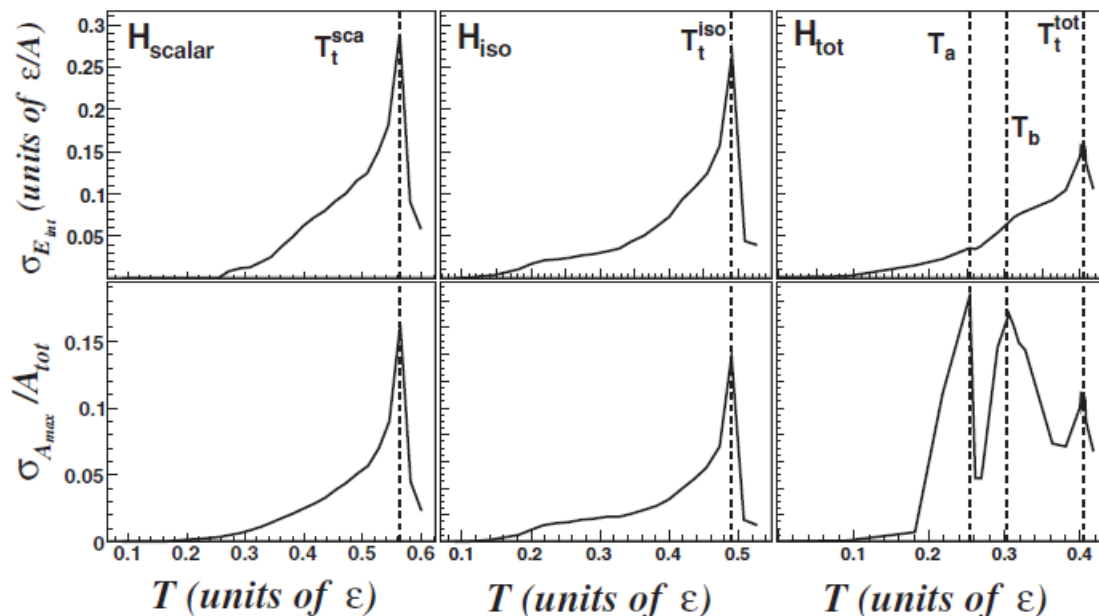


FIGURE 8.1 – Fluctuations en énergie interne (haut) et taille du plus gros fragment (bas) en fonction de la température (en unités de la constante de couplage) pour un noyau de  $^{120}\text{Xe}$ . Les 3 colonnes correspondent respectivement aux 3 types d’Hamiltonien étudiés : scalaire, scalaire+isovectoriel et scalaire+isovectoriel+coulomb. Extrait de [LEH10a].

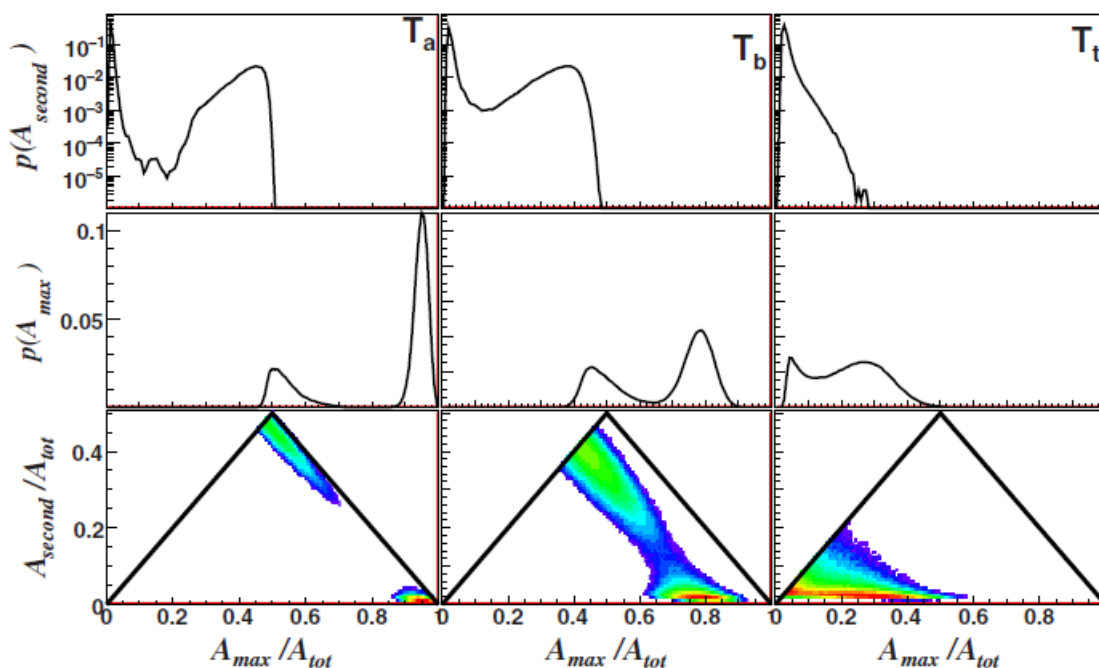


FIGURE 8.2 – Distribution en masse des 2 plus gros fragments ( $A_{\max}$  et  $A_{\text{second}}$ ). La rangée du bas donne les corrélations entre ces 2 observables. Les différentes colonnes correspondent à des régimes différents de température (voir texte). Extrait de [LEH10a].

Les caractéristiques de ces 3 transitions ( $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_t$ ) en terme de taille sont données dans la figure 8.2. On observe que les transitions  $T_a$  et  $T_b$  sont associées à 2 modes de fragmentation conduisant à la création soit d’un gros fragment et de quelques particules, soit à la création de 2 fragments de taille relativement comparable. C’est un mode qui est identique à la fission, qu’on peut qualifier de fission à haute température car  $T$  est ici relativement grand comparé à la température de transition  $T_t$ . La troisième

colonne montre les corrélations et distributions observées à la température de transition  $T_t$  (transition liquide-gaz). On remarque que l'on observe la présence de la bimodalité dans la distribution en  $A_{max}$ , entre des réalisations dans lesquelles on a la présence d'un gros fragment et de quelques particules ( $A_{max}$  grand) et la présence de petits fragments ( $A_{max}$  petit) et particules. Il est donc intéressant de noter que l'inclusion d'un Hamiltonien à 2 corps plus réaliste (isospin+coulomb) enrichit considérablement le diagramme des phases des noyaux décrits par cette approche (classique) de gaz sur réseau. Ceci est représenté sur la figure 8.3 qui montre le diagramme des phases obtenu dans le plan pression  $P$  – température  $T$  (ici normalisés aux valeurs critiques  $P_c$  et  $T_c$ ). Avec un hamiltonien sans terme coulombien, on n'observe que la ligne en trait pleins correspondant à la transition liquide-gaz ( $L-G$ ). L'inclusion du terme coulombien fait apparaître la seconde région notée  $F$  et délimitée par la courbe en pointillés et correspondant à ce nouveau mode de fission à "haute" température. Ce nouveau mode, lié au jeu croisé entre le terme en isospin et le terme coulombien de l'Hamiltonien, n'a jamais été vu jusqu'à présent [LEH10a] dans ce type d'approches et mérite certainement une étude comparée avec des données expérimentales.

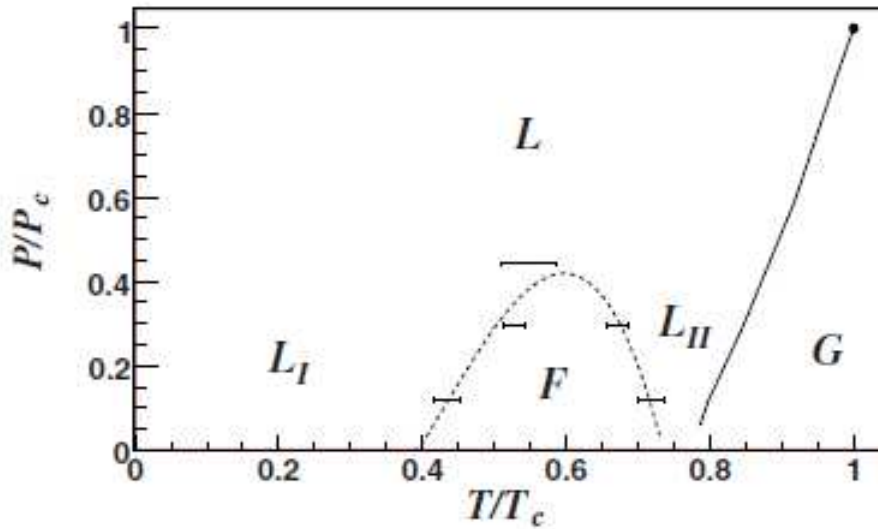


FIGURE 8.3 – Diagramme de phase Pression - Température pour un système composé de 75 neutrons et 54 protons ( $^{129}\text{Xe}$ ) interagissant via un Hamiltonien isovectoriel +Coulomb. La ligne continue figure la transition entre liquide ( $L$ ) et gaz ( $G$ ). La courbe en tirets représente la transition entre liquide ( $L$ ) et le régime de fission ( $F$ ). Extrait de [LEH10a].

Il est d'ailleurs intéressant de noter que cette nouvelle transition pourrait tout à fait fournir une explication alternative à la bimodalité observée lors de la décroissance de quasi-projectiles lourds et excités dans les systèmes  $Au + Au$  de  $60A$  à  $100A$  MeV [BON09]. Dans ce cadre, la bimodalité ne serait plus forcément liée à la transition de phase de type liquide-gaz mais pourrait être initiée par un autre type de transition de phase, quant à elle liée à un phénomène de *frustration coulombienne* résultant de l'interaction entre la force nucléaire à courte portée et la force coulombienne à longue portée [LEH10a].

### 8.1.2 Fonctionnelle en densité

Tenant de poursuivre avec les calculs de gaz sur réseau, nous avons effectué une paramétrisation de type goutte liquide de l'énergie interne déduite des calculs pour toute une série de noyaux avec des nombres de protons et neutrons différents. Cette opération peut être vue comme une simple paramétrisation en terme de fonctionnelle de la densité  $\rho$  et de l'asymétrie en charge  $\delta = (N - Z)/A$  telle que l'énergie interne  $E_{int}$  puisse s'écrire :

$$E_{int}^{LD}(\rho, \delta) = [a_v(\rho) + c_{sym}^v(\rho)\delta^2]A + [a_s(\rho) + a_{sym}^s(\rho)\delta^2]A^{2/3} + \alpha_c(\rho)Z^2 \quad (8.1)$$

dans laquelle  $a_v$ ,  $c_{sym}^v$ ,  $a_s$  et  $\alpha_c$  sont respectivement les coefficients de volume, de symétrie (terme de volume  $V \propto A$  et de surface  $S \propto A^{2/3}$ ), de surface et coulombien. Le label  $LD$  fait ici référence à la fonctionnelle utilisée de type *Liquid Drop*. Les résultats obtenus sont visibles sur la figure suivante 8.4.

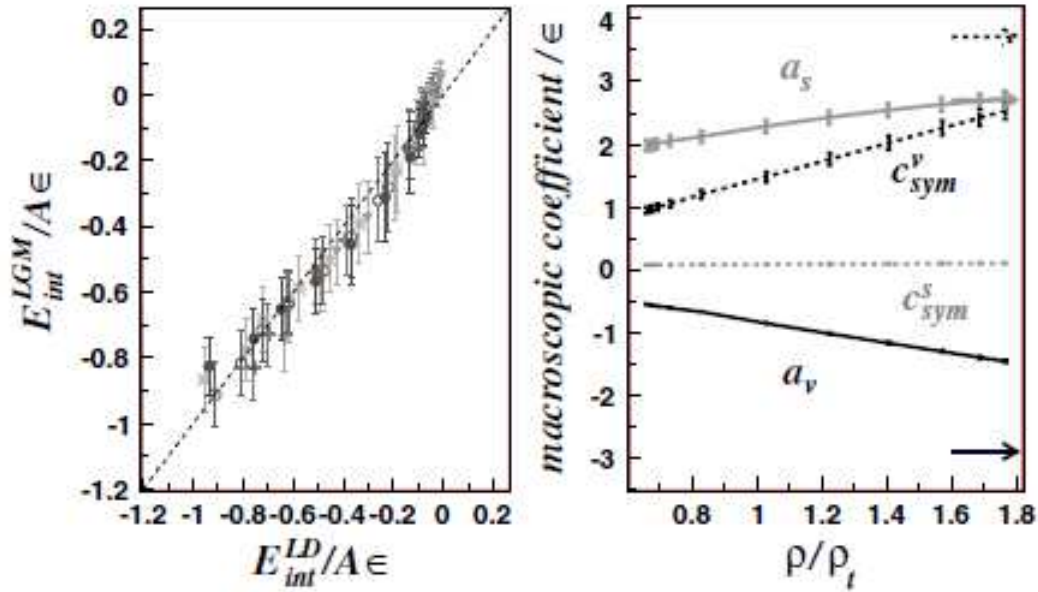


FIGURE 8.4 – A gauche, le meilleur fit ( $\chi^2/NDF = 5$ ) obtenu avec la paramétrisation de type fonctionnelle de la densité versus l'énergie moyenne exacte à différents volumes et températures. A droite, évolution des coefficients macroscopiques avec la densité moyenne du système. Extrait de [LEH10a].

La figure de gauche montre l'excellent accord obtenu avec la paramétrisation de l'équation (8.1) comparée à la vraie valeur  $E^{LGM}$  pour 11 noyaux de masse  $A = 150$  avec  $\delta$  variant de  $-1/3$  à  $+1/3$ , et des températures  $T$  variant de  $0,8T_t$  à  $1,2T_t$  encadrant la température de transition  $T_t$ . La dépendance des paramètres  $a_v$ ,  $a_s$ ,  $c_{sym}^s$  et  $c_{sym}^v$  en fonction de la densité moyenne  $\rho$  du noyau (normalisée à la valeur de transition) est présentée à droite. Les flèches indiquent les valeurs obtenues pour  $a_v$  (trait plein) et  $c_{sym}^v$  (trait pointillé) pour la densité de saturation. On observe que  $a_v$  et  $a_s$  deviennent de plus en plus importants en valeur absolue quand la densité augmente, que  $c_{sym}^s$  est pratiquement nul et que  $c_{sym}^v$  croît fortement en fonction de la densité. On note donc que la contribution de surface au coefficient de symétrie est inexistante et peut ici être négligée ; ceci n'est pas forcément vrai pour un calcul plus complet tenant compte d'effets quantiques ignorés ici.

## 8.2 Dépendance en densité et isoscaling

### 8.2.1 Définition

Un signal a été proposé afin d'évaluer le coefficient de l'énergie de symétrie  $c_{sym}$ . Ce signal repose sur l'observation expérimentale d'une loi d'échelle qui apparaît lorsque l'on compare les taux de production  $Y_i(Z, N)$  obtenu pour un noyau  $(Z, N)$  dans des collisions de 2 systèmes de masse totale  $A$  équivalente, mais d'isospin  $N/Z$  et  $N'/Z'$  différents noté (1) et (2) [XU00, TSA01, SOU03, GER04, LEF05]. Cette loi d'échelle, appelée *isoscaling* est une loi de puissance permettant d'écrire le rapport de production  $R_{21}(Z, N)$  pour un noyau de charge  $Z$  et de nombre de neutrons  $N$  donnée comme :

$$R_{21}(Z, N) = \frac{Y_2(Z, N)}{Y_1(Z, N)} \propto \exp(\beta Z + \alpha N) \quad (8.2)$$

dans laquelle  $\alpha$  et  $\beta$  sont les 2 paramètres d'isoscaling respectivement associés au nombre de neutrons  $N$  et au nombre de protons  $Z$ . Ceci se caractérise alors par l'observation d'un réseau de *lignes parallèles* en représentation logarithmique en fonction de  $N$  ou  $Z$  comme il est montré sur la figure 8.5 à gauche.

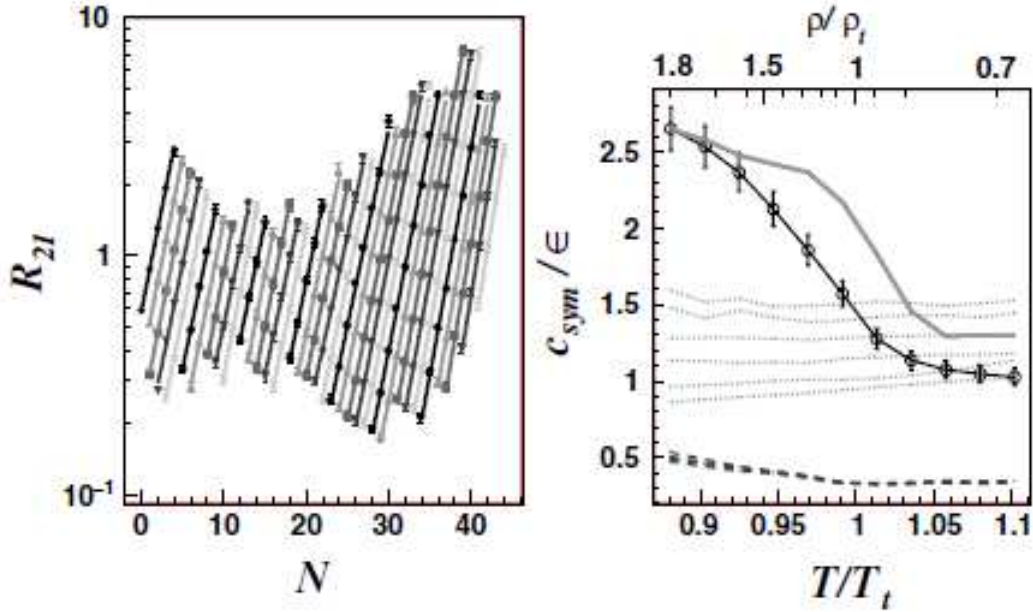


FIGURE 8.5 – *A gauche, double rapport  $R_{21}$  en fonction du nombre de neutrons  $N$  pour des noyaux compris entre  $Z = 1$  et  $Z = 36$ . A droite, estimation du coefficient d'énergie de symétrie  $c_{sym}$  par différentes méthodes. Extrait de [LEH10a].*

### 8.2.2 Paramétrisations théoriques de l'isoscaling

Il a été proposé théoriquement de relier ces paramètres au coefficient d'énergie de symétrie  $c_{sym}$  par différentes paramétrisations telle que celles visibles sur la figure 8.5 (à droite) par les différentes courbes. Les courbes en tirets représente la paramétrisation proposée dans le cadre du modèle statistique dans l'approche grand-canonique [BOT02] et correspondent à  $c_{sym}$  déterminé par l'équation suivante :

$$c_{sym}(Z) = \frac{\alpha(Z)T}{4(Z_2^2/A_2^2 - Z_1^2/A_1^2)} \quad (8.3)$$

où  $Z_1, A_1$  et  $Z_2, A_2$  sont les charges et masses des 2 systèmes distincts en isospin,  $T$  est la température associée et  $\alpha(Z)$  le coefficient d'isoscaling pour un noyau de charge  $Z$ . On note que les courbes déduites pour  $c_{sym}$  à l'aide de cette formule sont incapables de reproduire les "vraies" valeurs représentées ici par la courbe noire en trait plein avec les ronds sur la figure 8.5 (droite). Ceci peut s'expliquer par le fait que les fragments utilisés ici pour la détermination de  $c_{sym}$  sont des fragments légers, de charge comprise entre  $Z = 2$  et  $Z = 8$ . La raison pour laquelle nous nous sommes limités à cette gamme en  $Z$  est d'origine expérimentale ; dans la totalité des données expérimentales utilisées pour les études sur l'isoscaling, l'identification isotopique des fragments ne concerne que les fragments légers, typiquement de  $Z = 1$  à  $Z = 8$ . Pour ces fragments, il a été montré que les effets de combinatoire lors de la production peuvent masquer la réelle dépendance en fonction du coefficient de symétrie [DAS08]. D'autre part, les effets liés à la désexcitation secondaire sont ignorés ici, or d'autres études ont montrés qu'ils peuvent être importants voire rédhibitoires [TSA06]. Enfin, d'un point de vue plus théorique, l'équation 8.3 détermine, de par la formulation dans le cadre grand-canonique, le coefficient de symétrie pour l'énergie libre et non pas pour l'énergie interne. Celui-ci intègre alors la composante non nulle liée à l'entropie. L'égalité entre énergie interne et énergie libre ne peut en effet se faire que lorsque  $T \rightarrow 0$ .

Une seconde paramétrisation, valable dans le régime de fragmentation (au-delà de la température de transition) et proposée dans le cadre du modèle microscopique AMD [ONO04], a également été proposée et peut s'écrire :

$$c_{sym}(Z) = \frac{\alpha(Z)T}{4(Z^2 / \langle A_1 \rangle^2 - Z^2 / \langle A_2 \rangle^2)} \quad (8.4)$$

où cette fois on considère le nombre moyen de nucléons  $\langle A_i \rangle$  d'un noyau de charge  $Z$  dans la réaction ( $i$ ). Les résultats sont montrés par les courbes en pointillés clairs pour différents  $Z$ , pour la même gamme

de  $Z$  que précédemment. On remarque que les valeurs obtenues au-dessus de la densité/température de transition sont relativement correctes, ce qui semble logique puisque l'équation 8.4 a été dérivée dans ce domaine de température. Par contre les valeurs en deçà de la température/densité de transition sont fausses. Ceci illustre toute la difficulté de remonter à une estimation du coefficient d'énergie de symétrie à partir de l'isocaling basée sur les fragments légers.

### 8.2.3 Isocaling du plus gros fragment

Essayant de répondre aux objections précédentes concernant l'isocaling sur les fragments légers, nous nous sommes donc intéressés aux caractéristiques du plus gros fragment de l'événement. En effet, celui-ci est à même de garder une certaine mémoire des conditions thermodynamiques conduisant à la fragmentation du système [RIC01]. Dans ce qui suit, nous avons donc seulement regardé les caractéristiques d'isocaling (paramètre  $\alpha$ ) issues du taux de production du plus gros fragment de l'événement [LEH10b]. La courbe correspondante est présentée en trait gris et permet de reproduire très correctement, bien que de manière qualitative, la dépendance observée du coefficient d'énergie de symétrie  $c_{sym}$ . Il est important de noter que les résultats obtenus à l'aide du modèle de gaz sur réseau concernant le plus gros fragment ne sont pas concernés par les effets liés à la désexcitation secondaire; en fait, dans ce modèle, les fragments sont produits comme étant *liés* par construction [RIC01, SAT03]. Dans ce cadre, les distributions isotopiques obtenus pour le gros fragment de l'événement sont les distributions *asymptotiques* (fragments froids) telles que celles qui peuvent être détectées expérimentalement.

## 8.3 Conclusion

Nous pouvons conclure de ce chapitre qu'une observable intéressante pour évaluer la dépendance en densité du coefficient d'énergie de symétrie est certainement la mesure des charge *et* masse du plus gros fragment dans les collisions entre ions lourds autour de l'énergie de Fermi, domaine dans lequel on s'attend (entre autres) à une transition de phase de type liquide-gaz. Bien sûr, cette conclusion repose ici sur la modélisation de type *gaz sur réseau*, essentiellement classique, des systèmes nucléaires autour de la température de transition liquide-gaz. Un calcul plus complet et certainement plus réaliste semble nécessaire pour étayer cette conclusion [NAP13]. Néanmoins, on peut légitimement considérer que la mesure simultanée de la charge et de la masse du fragment le plus lourd permettra d'apporter des éléments probants dans la description de la dépendance en densité de l'énergie de symétrie. De ce point de vue, les expériences couplant un multidétecteur de grande acceptance avec un spectromètre de recul sont prometteuses; c'est notamment le cas des expériences menées à Texas A&M à l'aide du multidétecteur *NIMROD* couplé au spectromètre *MARS* [SOU06] et au *GANIL* à l'aide du multidétecteur *INDRA* couplé au spectromètre de grande acceptance *VAMOS* [CHB07]. D'autres dispositifs expérimentaux permettent également d'envisager la mesure des caractéristiques isotopiques du gros fragment. Nous en verrons un exemple dans le chapitre 11 concernant le projet *FAZIA*.

# 9 Propriétés de transport de la matière nucléaire

**A savoir** Le chapitre à venir traite des propriétés de transport de la matière nucléaire dans le contexte des collisions entre ions lourds autour de l'énergie de Fermi. Cette étude a été initiée par D. Durand (LPC Caen) en 2005, puis reprise par G. Lehaut (LPC Caen) dans le cadre de sa thèse. J'ai participé à l'établissement des résultats ainsi que contribué de manière plus détaillée à la poursuite de cette étude comme on le verra dans la section 9.3. Voici les références ayant servi de base à ce chapitre :

[LEH09] G. Lehaut, *Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi*, Thèse de l'Université de Caen, LPC Caen (2009)

[LEH10c] G. Lehaut, D. Durand, **O. Lopez**, E. Vient, A. Chbihi, J. D. Frankland, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, E. Galichet, D. Guinet, Ph. Lantesse, N. Le Neindre, P. Napolitani, M. Pârlog, M. F. Rivet, and E. Rosato (INDRA collaboration), *Study of Nuclear Stopping in Central Collisions at Intermediate Energies*, Physical Review Letters **104** (2010) 232701

[LOP14] **O. Lopez** *et al.* (INDRA collaboration), *In-medium effects for nuclear matter in the Fermi energy range*, ArXiv : nucl-ex/1409.0735, soumis à Physical Review C en September 2014

**Contexte** Le pouvoir d'arrêt (*stopping*) est lié aux propriétés de transport de la matière nucléaire [DUR06]. Ces propriétés sont importantes dans la description de l'effondrement des super novæ et la formation des étoiles à neutrons [LAT01]. Elles gouvernent la manière dont s'effectue la dissipation en énergie dans les collisions nucléaires, la mise en place et la dynamique des mouvements de grande amplitude (expansion, déformation, ...) ainsi que la compétition entre les différents mécanismes de réaction tels que la diffusion profondément inélastique, la fusion, ou encore l'émission au col. La comparaison avec des données expérimentales sur le pouvoir d'arrêt devrait permettre de mieux contraindre les modèles microscopiques de transport et d'apporter des informations sur les propriétés fondamentales de la matière nucléaire comme l'équation d'état nucléaire et l'interaction nucléon-nucléon dans le milieu [DUR06].

## 9.1 Données *INDRA*

Nous avons utilisé les données issues du multidétecteur *INDRA* afin d'exploiter le jeu unique de données disponibles avec cet appareillage de détection dans le domaine en énergie incidente encadrant l'énergie de Fermi. En effet, nous avons constitué avec *INDRA* au fil des différentes campagnes de mesures menées en 1993 (*GANIL*), 1994 (*GANIL*), 1997 (*GANIL*), 1998-99 (*GSI*), 2001 (*GANIL*), 2006 (*GANIL/SPIRAL*), 2007 (*GANIL/SPIRAL*) et plus récemment encore 2011 (*GANIL*) une base de données expérimentales unique dans le domaine de la Physique Nucléaire. Dans ce qui suit, nous allons étudier les données issues des systèmes symétriques ou quasi-symétriques en voie d'entrée tels que listés dans le tableau 9.1. Ils correspondent à une couverture complète du domaine en énergie incidente autour de l'énergie de Fermi entre  $10A$  et  $100A$  *MeV*, en terme de taille des systèmes de  $A_{tot} = 72$  jusqu'à  $A_{tot} = 476$  et enfin en terme d'isospin  $\delta_{tot} = (N_{tot} - Z_{tot})/A_{tot}$  entre 0 et 0.23.

### 9.1.1 Sélection des collisions dissipatives

Nous nous sommes intéressés à l'étude des collisions les plus dissipatives (violentes), c'est-à-dire celles conduisant aux multiplicités de particules les plus élevées. La sélection pour les données *INDRA* se fait donc naturellement sur la multiplicité totale de particules chargées par événement  $N_{ch}$ . Une autre raison permet d'expliquer le choix de la sélection en  $N_{ch}$  ; cette variable globale est directement construite à partir des données expérimentales sans passer par une élaboration forcément plus complexe. D'autre part, une autre sélection comme par exemple l'énergie transverse ou l'angle de flot (2 sélections communément



Système	$E_{inc}/A$ (MeV)	Nombre	Asymétrie	$A_{tot}$	Isospin
			$\frac{ A_{proj}-A_{cib} }{A_{proj}+A_{cib}}$		$\delta = (\frac{N-Z}{A})_{tot}$
$^{36}Ar + KCl$	32-74	4	0	72	0
$^{36}Ar + ^{58}Ni$	32-95	7	0.24	95	0.02
$^{58}Ni + ^{58}Ni$	32-90	7	0	117	0.04
$^{124}Xe + ^{112}Sn$	32,45,100	3	0.06	236	0.12
$^{129}Xe + ^{nat}Sn$	12-100	16	0.04	248	0.16
$^{136}Xe + ^{112}Sn$	32,45,100	3	0.10	248	0.16
$^{136}Xe + ^{124}Sn$	32,45	2	0.05	260	0.20
$^{155}Gd + ^{238}U$	36	1	0.21	393	0.21
$^{181}Ta + ^{197}Au$	33,40	2	0.04	378	0.20
$^{197}Au + ^{197}Au$	40-100	4	0	394	0.20
$^{238}U + ^{238}U$	24	1	0	476	0.23

TABLE 9.1 – Liste des systèmes symétriques et quasi-symétriques étudiés avec le multidétecteur INDRA pour le stopping.  $A_{tot}$  et  $\delta = ((N - Z)/A)_{tot}$  représentent la masse et l'asymétrie en isospin totales des systèmes en collisions centrales.

utilisées pour la sélection des collisions centrales [MAR95, LUK97]) nous apporterait des auto-corrélations et donc un biais systématique pour l'analyse envisagée. La sélection en  $N_{ch}$  nous assure ainsi d'avoir accès à une sélection que nous considérerons comme de *biais minimum* par rapport à l'analyse du pouvoir d'arrêt proposée par la suite.

Pour qualifier le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire, nous allons utiliser le rapport d'isotropie en énergie  $R_E$ , ce rapport s'écrivant comme le rapport entre la composante transverse et la composante longitudinale de l'énergie totale dans le centre de masse des particules chargées et fragments de l'événement. Plus concrètement,  $R_E$  se définit comme :

$$R_E = \frac{1}{2} \frac{\sum_i E_i^\perp}{\sum_i E_i^{\parallel}} \quad (9.1)$$

La somme sur l'indice  $i$  est faite sur l'ensemble des particules chargées mesurées sur  $4\pi$  par INDRA. Le facteur 2 au dénominateur permet d'obtenir  $R_E = 1$  pour une émission isotrope dans le centre de masse. Un rapport  $R_E < 1$  correspond à une émission privilégiée selon l'axe du faisceau donc un certain degré de mémoire de la voie d'entrée alors que  $R_E > 1$  qualifie une émission privilégiée dans le plan transverse à la direction du faisceau (*squeeze-out*).

La figure 9.1 montre à gauche la distribution en multiplicité totale  $N_{ch}$  pour le système  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à  $50A MeV$ . La figure à droite présente la corrélation entre  $N_{ch}$  et le rapport d'isotropie en énergie  $R_E$ . On note une augmentation de  $R_E$  en fonction de  $N_{ch}$  jusqu'à atteindre une valeur limite pour les valeurs les plus élevées autour de  $N_{ch} > 38$  (zone rouge dans la distribution en multiplicité). On peut se poser la question de savoir si la sélection en multiplicité est vraiment justifiée puisque l'on atteint des valeurs très importantes proches voire supérieures à  $R_E = 1$  pour des multiplicités inférieures à  $N_{ch} = 38$ , plutôt autour de  $N_{ch} = 25 - 40$ . C'est pourquoi nous présentons la même corrélation entre  $N_{ch}$  et  $R_E$  mais cette fois en normalisant les événements pour chaque valeur de multiplicité à la même valeur ; ceci revient donc à rendre équivalente en terme de nombre de coups la distribution en  $N_{ch}$  décrite plus haut et donner le même poids statistique à chacune des valeurs de multiplicité totale. Ce faisant, nous pouvons observer que l'essentiel des grandes fluctuations en  $R_E$  autour de  $N_{ch} = 25 - 40$  ont disparues et que les valeurs moyennes de  $R_E$  atteignent le même palier que précédemment, indiquant que la valeur obtenue pour  $N_{ch} > 38$  est bien la valeur asymptotique maximale du rapport d'isotropie  $R_E$ , indépendamment de tout effet statistique. La figure du bas à gauche donne alors la distribution en  $R_E$  obtenue pour la sélection  $N_{ch} > 38$ . Cette sélection retient en terme de section efficace de l'ordre de  $50 mb$ , correspondant à un domaine équivalent en paramètre d'impact de  $b < 1 fm$  dans le cadre d'une hypothèse de coupure franche. Il est important de noter que cette valeur est typique de celles mesurées avec les autres systèmes présentés dans l'analyse et que la phénoménologie observée concernant la corrélation  $R_E \otimes N_{ch}$  reste la même, bien que les valeurs de coupure concernant la sélection des événements changent bien évidemment [LEH09].

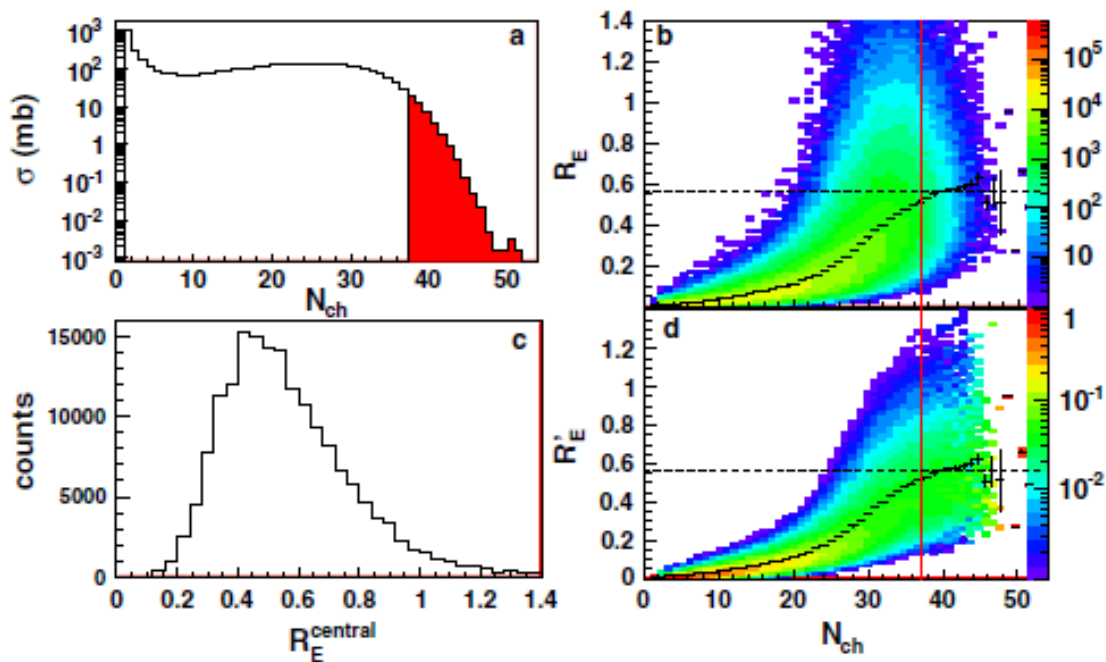


FIGURE 9.1 – Distributions de multiplicité de particules chargées  $N_{ch}$  (en haut à gauche), corrélation entre le rapport d'isotropie  $R_E$  et  $N_{ch}$  (en haut à droite), distribution obtenue pour le rapport d'isotropie lors de la sélection des collisions correspondant à la zone en rouge sur la distribution de multiplicité. En bas à droite, corrélation entre  $R_E$  et  $N_{ch}$  normalisée en nombre de coups (voir texte). Extrait de [LEH10c].

### 9.1.2 Fonction d'excitation du rapport d'isotropie

Appliquant ce protocole de sélection en  $N_{ch}$  à l'ensemble des systèmes *INDRA* disponibles dans cette étude, nous pouvons présenter sur la figure 9.2 la dépendance du rapport d'isotropie  $R_E$  en fonction de l'énergie incidente pour les collisions sélectionnées avec la méthode présentée précédemment (coupure  $N_{ch}$ ). On peut noter que seul le système  $Xe + Sn$  dispose de données inférieures à  $E_{inc} = 32A \text{ MeV}$  (symboles noirs).

Si l'on regarde l'évolution de  $\langle R_E \rangle$  sur toute la gamme disponible en énergie incidente, de  $10A$  à  $100A \text{ MeV}$ , on note 2 régimes distincts :

- entre  $10A$  et  $35A \text{ MeV}$ , on observe une baisse importante du rapport d'isotropie, passant de  $R_E = 1$  à  $12A \text{ MeV}$  à une valeur proche de  $R_E = 0,55$  pour  $32A \text{ MeV}$ .
- au-delà de  $35A \text{ MeV}$ , on observe une saturation voire une légère remontée de  $R_E$ .

Ces 2 régimes s'expliquent comme l'effet dégressif de la *dissipation à 1 corps* due au champ moyen à basse énergie et au contraire l'apparition des effets liés à la *dissipation à 2 corps* (collisions  $NN$ ) à plus haute énergie à cause de l'ouverture graduelle de l'espace des phases accessible pour les nucléons. La transition se situe légèrement au-dessous de l'énergie de Fermi soit  $30A - 35A \text{ MeV}$ . Si l'on s'intéresse maintenant à l'évolution observée des valeurs moyennes pour les différents systèmes, on peut remarquer une hiérarchie en terme de masse apparaissant à haute énergie ( $E_{inc} > 50A \text{ MeV}$ ); celle-ci s'explique par le nombre plus important de collisions  $NN$  pour un même paramètre d'impact pour les systèmes les plus lourds. Cette tendance tend à s'annuler autour et possiblement en-dessous de l'énergie de Fermi au fur et à mesure que le champ moyen prend l'avantage. La courbe en pointillés (« entrance channel ») représente les valeurs attendues en l'absence de toute dissipation. Celles-ci ont été obtenues par un simple calcul de recouvrement de 2 sphères de Fermi distantes de la vitesse relative de la voie d'entrée. Bien que les données soient toujours supérieures à cette limite extrême, on peut constater que les valeurs de  $R_E$  sont cohérentes avec le fait que la dissipation observée est *incomplète* au-delà de  $40A \text{ MeV}$ , la valeur de saturation à haute énergie étant de l'ordre de  $R_E = 0,6$ . La distance entre cette courbe et les données donne ainsi une mesure

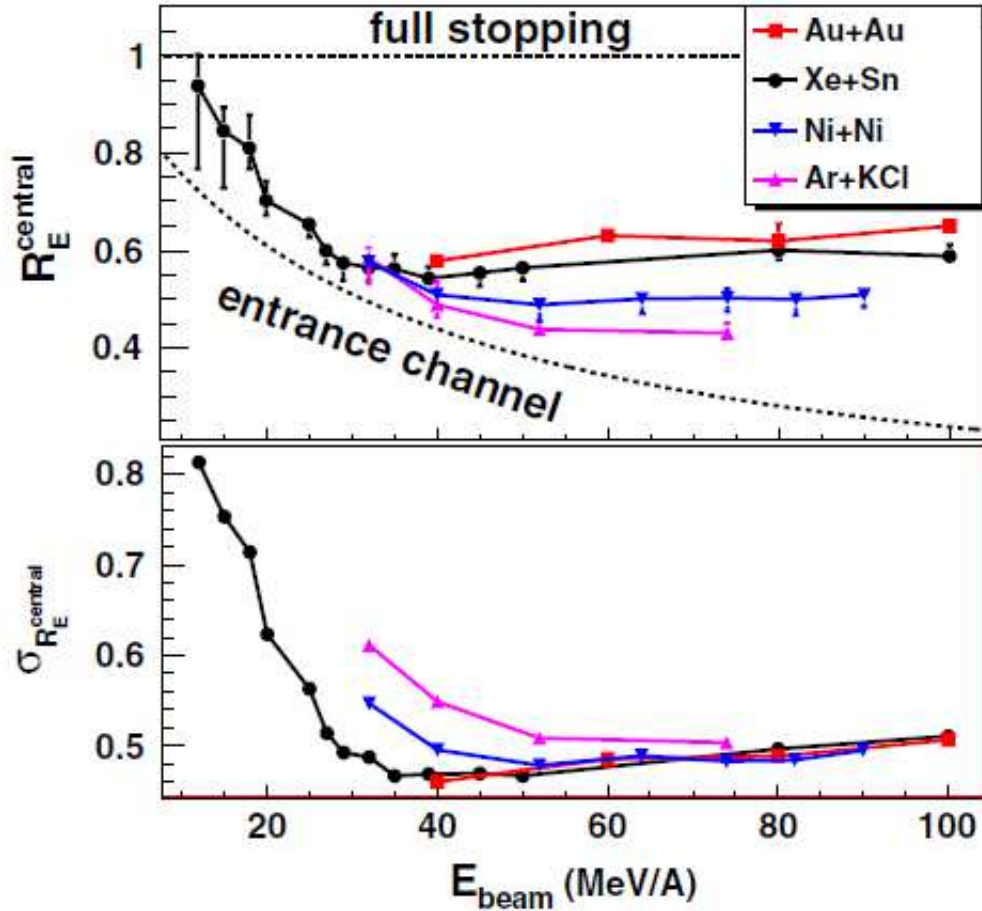


FIGURE 9.2 – Evolution du rapport d’isotropie moyen  $\langle R_E \rangle$  et de l’écart-type associé  $\sigma_{R_E}$  en fonction de l’énergie incidente pour les collisions sélectionnées en multiplicité et correspondant aux collisions les plus dissipatives. Extrait de [LEH10c].

de la dissipation obtenue dans les données en collisions centrales. En ce qui concerne les écart-types, on note au contraire des fluctuations plus importantes à basse énergie et d’autant plus importantes que le système est léger ; ceci peut s’expliquer par les fluctuations statistiques dues au nombre de particules, qui est plus faible pour les petits systèmes. A plus haute énergie ( $E_{\text{inc}} > 60A \text{ MeV}$ ), les fluctuations deviennent équivalentes car le nombre de particules augmente, y compris pour les petits systèmes. Enfin, on peut également noter que l’énergie incidente à laquelle la transition entre les 2 régimes de pouvoir d’arrêt se produit (en dessous de l’énergie de Fermi) correspond à l’apparition du flot radial comme constaté expérimentalement [DUR98]. On peut alors conclure que l’arrêt complet n’est pas observé dans les données des collisions les plus centrales autour et au-delà de l’énergie de Fermi. Si l’on parle en terme de libre parcours moyen, la saturation observée autour et au-delà de l’énergie de Fermi ( $40A - 100A \text{ MeV}$ ) montre que le libre parcours moyen  $\lambda_{NN}$  reste constant dans ce domaine en énergie et que les valeurs éloignées de l’arrêt complet plaide en faveur d’un libre parcours moyen relativement grand par rapport à la quantité de matière nucléaire traversée. Nous reviendrons sur cette affirmation dans la suite de l’étude.

### 9.1.3 Comparaison avec IQMD

Le modèle *IQMD*, modèle de dynamique moléculaire quantique avec inclusion du degré de liberté en isospin [LIU01a] est comparé avec les données expérimentales *INDRA* en ce qui concerne le rapport d’isotropie en impulsion  $R_p$ . Ce rapport d’isotropie conduit aux mêmes conclusions que précédemment et est utilisé ici uniquement pour des raisons de comparaison avec les prédictions du modèle *IQMD*. Ce modèle est en effet le seul qui puisse fournir à l’heure actuelle des calculs sur le rapport d’isotropie que l’on puisse comparer aux données *INDRA* sur une grande gamme d’énergie incidente, ici comprise entre

20A et 150A MeV pour des collisions centrales ( $b < 1 fm$ ) du système très proche ( $^{124}Sn + ^{124}Sn$ ) de  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$ . Le modèle *IQMD* utilise ici un hamiltonien isoscalaire (indépendant de l'impulsion) avec un coefficient de compressibilité « soft »  $K = 216 MeV$ . Le terme de symétrie de l'Hamiltonien est pris directement proportionnel à la densité :  $U_s^{sym} = \frac{\rho}{\rho_0}$ . Deux implémentations de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu ont été faites, l'une dépendant de l'isospin ( $\sigma_{iso}$ ) et l'autre non ( $\sigma_{noiso}$ ) [LIU01b]. La principale conclusion de l'étude sur *IQMD* [LIU01a] est que le rapport d'isotropie n'est pas sensible à la dépendance en densité de l'énergie de symétrie mais plutôt à la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu.

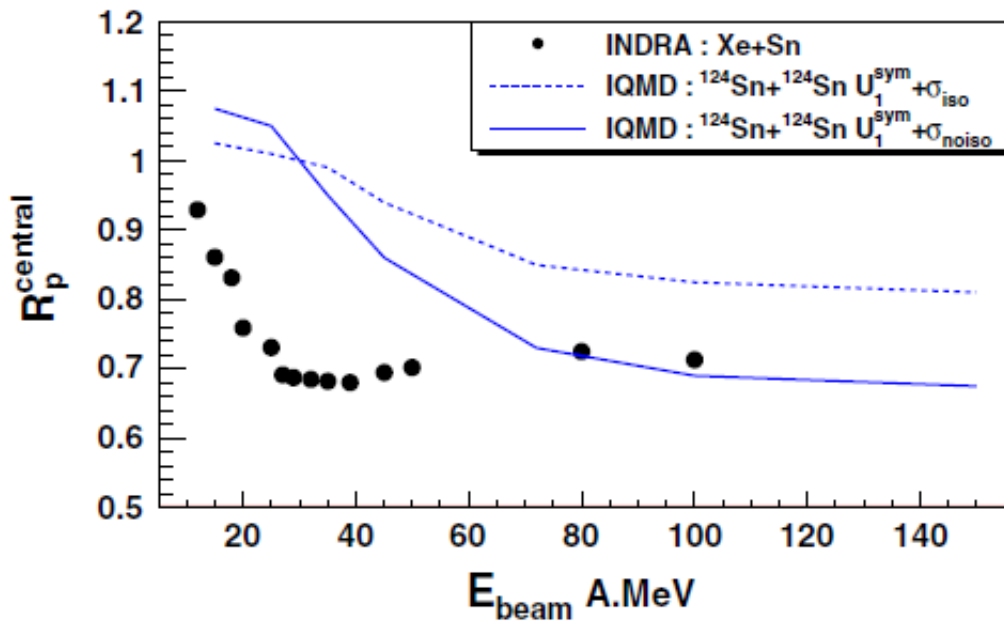


FIGURE 9.3 – Rapport d'isotropie en impulsion  $R_p$  en fonction de l'énergie incidente. Les données INDRA sont représentées par les symboles noirs (sans les barres d'erreur), la simulation IQMD (pour  $b < 1 fm$ ) par les courbes en trait plein pour  $\sigma_{noiso}$  et tirets pour  $\sigma_{iso}$ . Extrait de [LEH10c].

La figure 9.3 superpose les données INDRA en collisions centrales du système  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  avec les prédictions du modèle *IQMD* avec  $\sigma_{noiso}$  (courbe en tirets) et  $\sigma_{iso}$  (courbe en traits pleins). Le modèle donne des valeurs correctes à 80A et 100 MeV pour  $\sigma_{noiso}$ , c'est-à-dire une section efficace nucléon-nucléon dans le milieu identique pour les différents canaux en isospin ( $nn, np$  et  $pp$ ). Ceci semble surprenant mais il faut noter que le modèle échoue complètement à reproduire les données à plus basse énergie. Les hypothèses prises en ce qui concerne l'Hamiltonien (pas de dépendance en impulsion), ou encore sur l'énergie de symétrie et la section efficace nucléon-nucléon peuvent tout à fait expliquer ceci. En tout cas, ceci démontre clairement le besoin d'effectuer ce type de comparaison avec des modèles de transport afin d'apporter des contraintes sur la définition des sections efficaces nucléon-nucléon dans le milieu, voire de la dépendance en densité de l'énergie de symétrie. Nous pouvons également noter que le rapport d'isotropie dans le modèle *IQMD* est calculé en prenant uniquement les distributions des nucléons issues de la collision, aucun algorithme de *clusterisation* pour former les fragments n'a été employé ; nous verrons par la suite que ceci est très important.

### 9.1.4 Influence du degré de liberté en isospin

Pour clore cette partie, nous avons utilisé les systèmes INDRA présentant une certaine excursion en isospin et mesurés lors des campagnes réalisées en 1998-99 au *GSI* et en 2001 au *GANIL*. Les systèmes considérés (ainsi que les valeurs de rapport du nombre total de neutrons sur le nombre total de protons  $N/Z$ ) sont listés dans le tableau 9.1 pour les 3 énergies incidentes disponibles (32A, 45A et 100A MeV). Les valeurs indiquées dans le tableau 9.2 correspondent au rapport d'isotropie  $R_E$  moyen pour les données en collisions centrales sélectionnées de la même manière que précédemment grâce à la multiplicité totale

$N_{ch}$ . Les écart-types sont ici évalués en prenant en compte non seulement les erreurs statistiques mais aussi systématiques ; pour cela, on a fait varier la valeur de coupure en multiplicité de 2 unités autour de la valeur prescrite [LEH09]. On remarque que les valeurs restent très proches des valeurs mesurées précédemment, et bien que l'excursion en isospin atteigne 20% , aucun effet significatif sur  $R_E$  n'est clairement démontré. On note une légère baisse de  $\langle R_E \rangle$  en fonction de l'asymétrie totale  $\delta_{tot}$  à 32A MeV (mais qui reste tout de même comprise dans les barres d'erreurs) alors que les valeurs à 45A MeV et 100A MeV sont stables ; ceci peut donner une contrainte supplémentaire que les modèles de transport doivent intégrer et montre par ailleurs qu'une définition cohérente du terme de champ moyen et de la section efficace  $NN$  dans le milieu est nécessaire afin de pouvoir établir des comparaisons pertinentes avec les données expérimentales.

Système	$\delta = \frac{(N_{tot} - Z_{tot})}{A_{tot}}$	32A MeV	45A MeV	100A MeV
$^{124}Xe + ^{112}Sn$	0.119	0.54±0.04	0.53±0.04	0.58±0.05
$^{129}Xe + ^{112}Sn$	0.137	-	-	0.60±0.05
$^{124}Xe + ^{124}Sn$	0.161	0.54±0.04	-	0.56±0.04
$^{129}Xe + ^{nat}Sn$	0.161	0.55±0.03	0.53±0.04	-
$^{136}Xe + ^{112}Sn$	0.161	0.50±0.03	0.54±0.04	-
$^{129}Xe + ^{124}Sn$	0.178	-	-	0.59 ±0.05
$^{136}Xe + ^{124}Sn$	0.200	0.49±0.03	0.52±0.05	-

TABLE 9.2 – Valeurs moyennes et écart-types pour  $R_E$  obtenues pour les collisions centrales.

## 9.2 Lois d'échelle pour la dissipation en énergie

A partir de l'étude systématique du rapport d'isotropie dans les collisions les plus dissipatives sur les systèmes symétriques mesurées avec *INDRA*, il est possible de quantifier de manière plus précise le degré de *stopping* atteint dans les lots d'événements sélectionnés (ici les multiplicités de particules les plus élevées).

### 9.2.1 Pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire

La figure suivante permet de montrer la distance moyenne réduite entre les données *INDRA* et le résultat donné par un calcul de voie d'entrée ; celui-ci suppose simplement que la voie d'entrée correspond dans l'espace des impulsions à 2 sphères de Fermi séparées d'une distance correspondant à l'impulsion relative entre les 2 noyaux incidents. Cela revient à supposer un scénario d'approximation soudaine, dans lequel les 2 distributions de nucléons n'ont pas le temps d'échanger de l'énergie (pas de dissipation à 1 corps) durant le temps de la collision. Cette hypothèse est certainement valide à grande énergie incidente (supérieure à 100 MeV par nucléon) mais devient caduque à basse énergie, notamment au-dessous de l'énergie de Fermi, pour laquelle le temps caractéristique de collision devient inférieur ou du même ordre de grandeur que le temps de relaxation lié au champ moyen, typiquement ici inférieur à 200 fm/c. Moyennant cette hypothèse, il est alors facile de calculer le rapport d'isotropie en énergie  $R_E$  attendu pour un ensemble de particules provenant de ces 2 sphères de Fermi séparées de l'impulsion  $p_{rel}$  et qui s'écrit comme :

$$R_E = \frac{1}{1 + 5\left(\frac{(1-\alpha)p_{rel}}{p_{Fermi}}\right)^2} \quad (9.2)$$

où  $p_{Fermi}$  est l'impulsion de Fermi à température nulle (ici on prendra  $p_{Fermi} = 270MeV/c$ ). Le paramètre  $\alpha$  exprime le pourcentage de dissipation (compris entre 0 et 100%) entre les 2 sphères :  $\alpha = 0$  correspond alors à la situation de la voie d'entrée sans dissipation alors que  $\alpha = 1$  correspond à la dissipation complète entre les 2 distributions de Fermi. On obtient alors la figure 9.4 en déterminant pour chaque valeur expérimentale moyenne de rapport d'isotropie le pourcentage de *stopping*  $S$  par :

$$S = \frac{R_E - R_E^0}{1 - R_E^0} \quad (9.3)$$

où  $R_E^0$  est le rapport d'isotropie calculé selon l'équation 9.2. La quantité  $S$  est toujours positive car  $R_E > R_E^0$  et est comprise ici entre 0 et 1. Une valeur proche de 0 signe une absence de *stopping* alors qu'une valeur proche de 1 (ou supérieure à 1) signe un *stopping* quasi-complet ou complet.

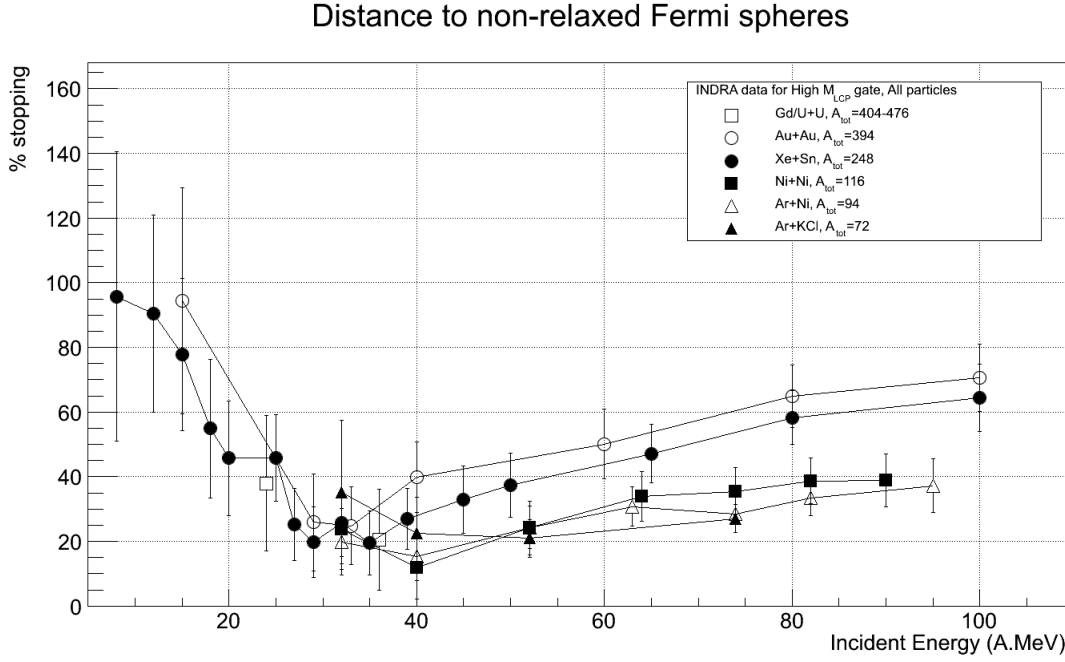


FIGURE 9.4 – Pourcentage de *stopping*  $S$  calculé selon l'équation 9.3 en fonction de l'énergie incidente pour l'ensemble des systèmes symétriques INDRA.

On observe le même résultat que celui observé sur la figure 9.2, à savoir un *stopping* minimal autour de  $30A - 35A$  MeV, avec 2 régimes distincts. Le premier est situé à basse énergie ( $E_{inc} < 30A$  MeV), pour lequel le *stopping* chute brutalement d'une valeur proche de 100% à une valeur minimale de l'ordre de 5 à 10%. Le second, à plus haute énergie ( $E_{inc} > 35A$  MeV), présente une remontée du *stopping*, avec une hiérarchie claire en fonction de la masse du système ; plus celle-ci est élevée, plus le *stopping* est grand. Cette hiérarchie n'est pas observée pour la partie basse énergie. On peut attribuer ceci au fait qu'à basse énergie c'est le champ moyen des noyaux qui gouverne le *stopping* via la dissipation à 1 corps. On accède alors plutôt aux propriétés de *bulk* de la matière nucléaire. L'effet du champ moyen tend à diminuer lorsque l'énergie incidente augmente. Ceci est confirmé par la disparition progressive de la fusion observée entre  $20A$  et  $35A$  MeV [EUD14]. Dans ce cadre, aucune influence importante ou visible ici du *stopping* en fonction de la masse n'est attendue ; c'est effectivement ce que l'on observe.

Par contre, à plus haute énergie incidente, le champ moyen n'est plus responsable de la dissipation et donc du *stopping* ; ce sont les collisions nucléon-nucléon qui prennent alors la relève car le blocage de *Pauli* devient de moins en moins présent au fur et à mesure que l'on augmente l'énergie incidente, notamment bien au-delà de l'énergie de Fermi ; ceci explique la remontée observée quel que soit le système considéré. Dans ce cas, on s'attend bien à avoir une influence de la taille du système sur le degré de *stopping* puisque le nombre de collisions  $NN$  est lié à la distance parcourue et donc directement au nombre de nucléons participants (nous supposons ici que le recouvrement entre noyaux est maximal, ce qui revient à dire que nous considérons les collisions comme centrales). La figure 9.5 présente le rapport d'isotropie normalisé à la taille caractéristique du système, prise ici comme proportionnelle à  $A^{1/3}$ .

On observe une convergence de la valeur de ce rapport normalisé  $R_E/A^{1/3}$  à haute énergie ( $E_{inc} > 80A$  MeV), là où l'effet du champ moyen devient nul. Ceci nous permet de conclure à ce stade que la hiérarchie en masse observée pour le rapport d'isotropie est relié au nombre de nucléons participants à la collision. C'est une indication forte que celui-ci est associé au nombre de collisions  $NN$  et donc au libre parcours moyen des nucléons dans le milieu nucléaire. Nous allons explorer cette piste en regardant maintenant les propriétés des particules légères ; en effet, il a été montré que les effets liés à la *clusterisation* des nucléons pour former des fragments affectent le rapport d'isotropie [ZHA11] car ils modifient l'espace des phases accessible et donc le rapport d'isotropie. C'est ce que montre la figure 9.6 à l'aide de simulations *IQMD* extraite de la référence [ZHA11].

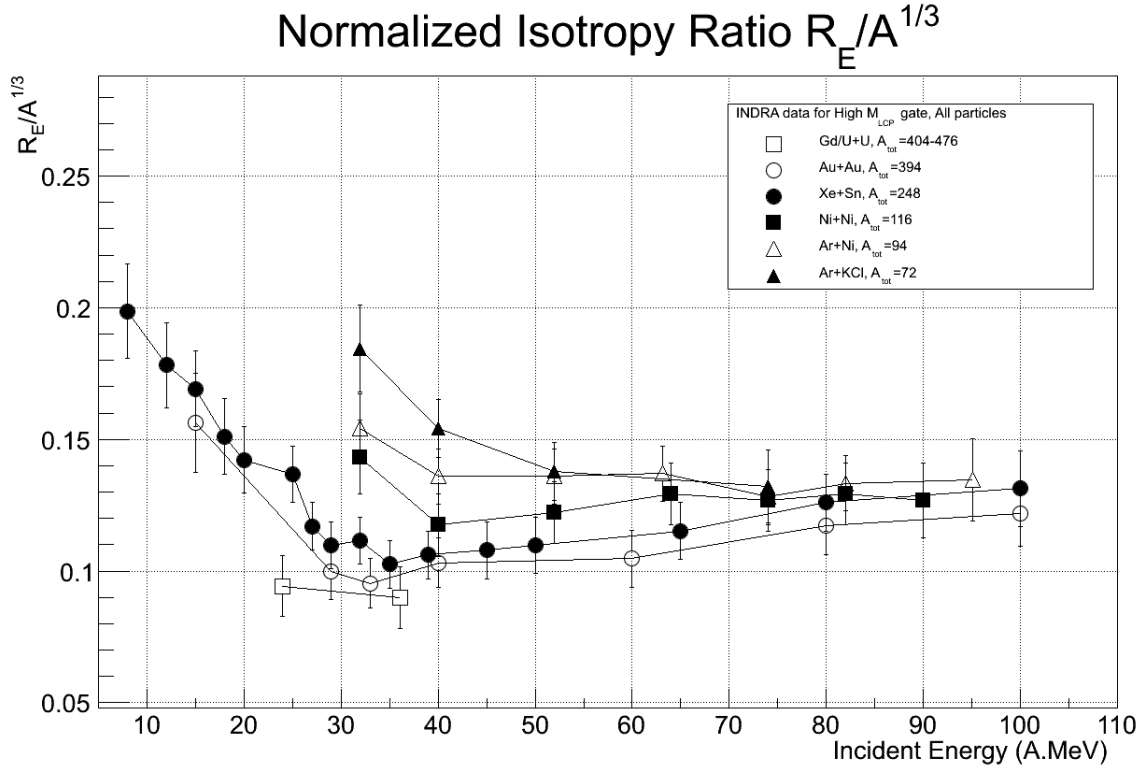


FIGURE 9.5 – Rapport d’isotropie  $R_E$  normalisé à la taille caractéristique des systèmes  $R = A^{1/3}$  en fonction de l’énergie incidente.

### 9.2.2 Stopping pour les protons

Dans les modèles de transport ainsi que les approches de type *Glauber* [GLA59], la connaissance du libre parcours moyen  $\lambda_{NN}$  et de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu  $\sigma_{NN}^{in-medium}$  sont indispensables [FIS74, FRA74, GLA06, MIL07]. Dans ce type d’approches, on décrit la collision comme le résultats des collisions nucléon-nucléon produites dans la zone participante (recouvrement) des 2 noyaux incidents dans le cadre de trajectoires rectilignes, c’est l’approximation *eikonale*. Dans l’hypothèse dite *eikonale*, on suppose implicitement que la longueur d’onde associée à la particule,  $\lambda$ , est petite vis-à-vis de la longueur caractéristique de l’interaction ici  $l_{NN} \approx 2 \text{ fm}$ . Un calcul simple montre que la condition  $\lambda \ll l_{NN}$  n’est vérifiée que pour des énergies incidentes supérieures à quelques centaines de MeV par nucléon; on trouve par exemple  $\lambda \approx 0.5 \text{ fm}$  pour  $E/A = 100 \text{ MeV}$ . Cependant, des études à plus basse énergie (notamment autour de la barrière coulombienne) ont pu montrer que cette hypothèse reste valide à condition que l’on tienne compte de la distorsion des trajectoires imposée par la répulsion coulombienne [CHA90]. Les approches de type *Glauber* peuvent donc être utiles dans le domaine de l’énergie de Fermi; c’est ce que nous allons voir par la suite. Dans ce contexte, il devient important de mesurer le libre parcours moyen d’un nucléon (et la section efficace associée) dans le milieu nucléaire.

Nous venons de voir que pour la partie haute énergie du jeu de données *INDRA* le *stopping*  $S$  (eq. 9.3) peut être une mesure du pourcentage de collisions et donc du libre parcours moyen des nucléons dans le milieu nucléaire. Dans le cadre d’une hypothèse de travail basée sur une approche de type *Glauber*, nous allons ici supposer que le pourcentage de *stopping*  $S$  est directement relié au pourcentage de collisions nucléon-nucléon (participants) lors de la réaction; ceci revient à supposer que le *stopping* est considéré comme le complément de la *transparence* de la collision [COL81, CHA83].

Afin de limiter l’effet lié à la *clusterisation*, nous allons maintenant étudier le rapport d’isotropie construit sur les particules légères uniquement; afin de se placer dans les meilleures conditions, nous avons ici sélectionné uniquement les protons. Le rapport d’isotropie est donc le même que celui défini dans l’équation 9.1, sauf que la somme ne porte plus sur l’ensemble des particules et fragments chargés de l’événement mais seulement sur les particules chargées telles que  $Z = 1, A = 1$ . Deux conséquences importantes découlent de ce nouveau rapport d’isotropie  $R_E^p$  :

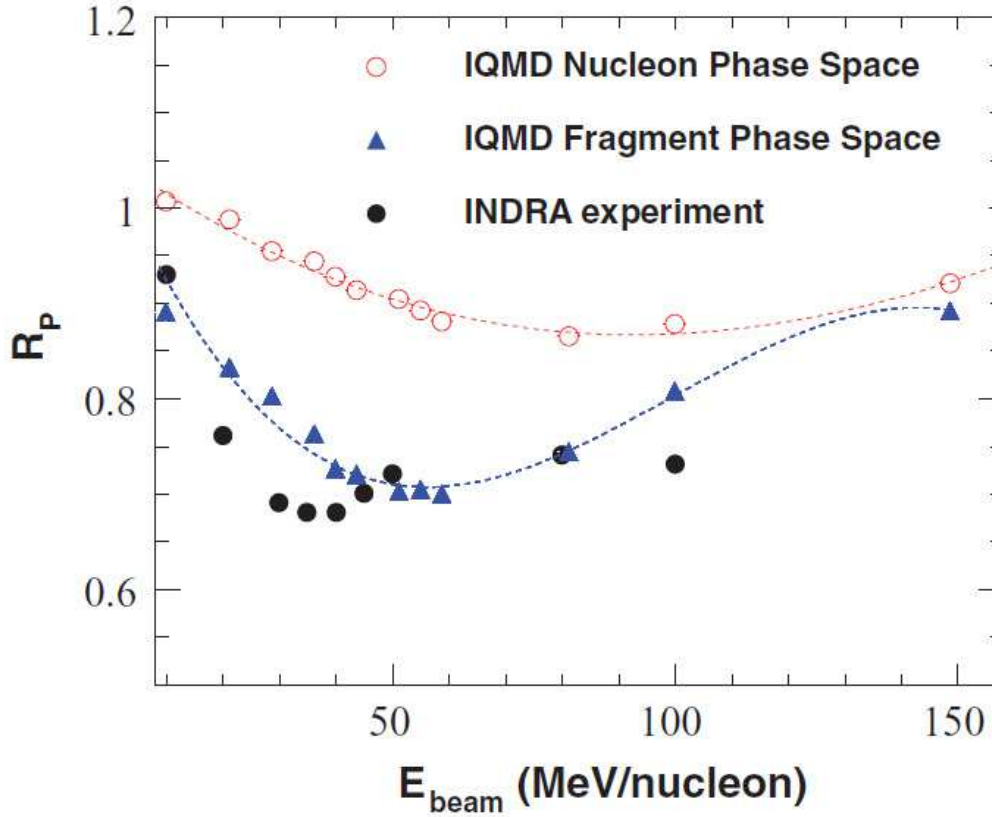


FIGURE 9.6 – Rapport d'isotropie  $R_p$  en impulsion en fonction de l'énergie incidente obtenu à l'aide de simulations IQMD. Extrait de [ZHA11].

- la multiplicité associée par événement est beaucoup plus petite, et donc les fluctuations statistiques associées seront plus grandes,
- la valeur du rapport d'isotropie pourra maintenant dépasser la valeur unité ( $R_E > 1$ ) car on n'évalue qu'une partie de l'isotropie en énergie. Il n'y a donc aucune raison d'être strictement limité à  $R_E^p = 1$ .

La figure 9.7 présente les valeurs moyennes de  $R_E^p$  en fonction de l'énergie incidente pour l'ensemble des systèmes symétriques et quasi-symétriques collectées avec *INDRA* pour les collisions hautement dissipatives. Le même type de comportement est observé qu'avec la figure 9.4, avec un changement de régime toujours observable autour de  $35A - 40A$  MeV. Nous pouvons à nouveau calculer le pourcentage moyen de *stopping*  $S$  en utilisant la formule 9.3.

### 9.2.3 Collisions nucléon-nucléon

Afin d'aller plus loin, nous allons chercher à définir quelle est l'influence de l'espace des phases accessible aux nucléons diffusés sur le pourcentage de *stopping*. Pour cela, nous développons une simulation *Monte Carlo* simple dans laquelle nous décrivons de manière semi-classique la collision entre 2 nucléons provenant de chacune des 2 sphères de Fermi associées au projectile et à la cible ; faisant cela, nous supposons alors que la distribution initiale des nucléons (distribution de Fermi-Dirac) dans les noyaux n'est pas modifiée par la collision, c'est donc un cadre d'*approximation soudaine* qui est ici utilisé. Nous verrons que cette hypothèse conduit à des résultats non physiques à basse énergie, typiquement pour des énergies incidentes inférieures à l'énergie de Fermi dans les noyaux soit de l'ordre de  $38A$  MeV. Nous réalisons la simulation pour 100000 collisions élastiques entre nucléons pris au hasard dans chacune des 2 sphères et effectuons une rotation aléatoire des impulsions associées dans le centre de masse des 2 nucléons. La collision n'est acceptée que si la rotation amène les 2 nucléons en dehors des 2 sphères de Fermi comme l'illustre la figure 9.8.



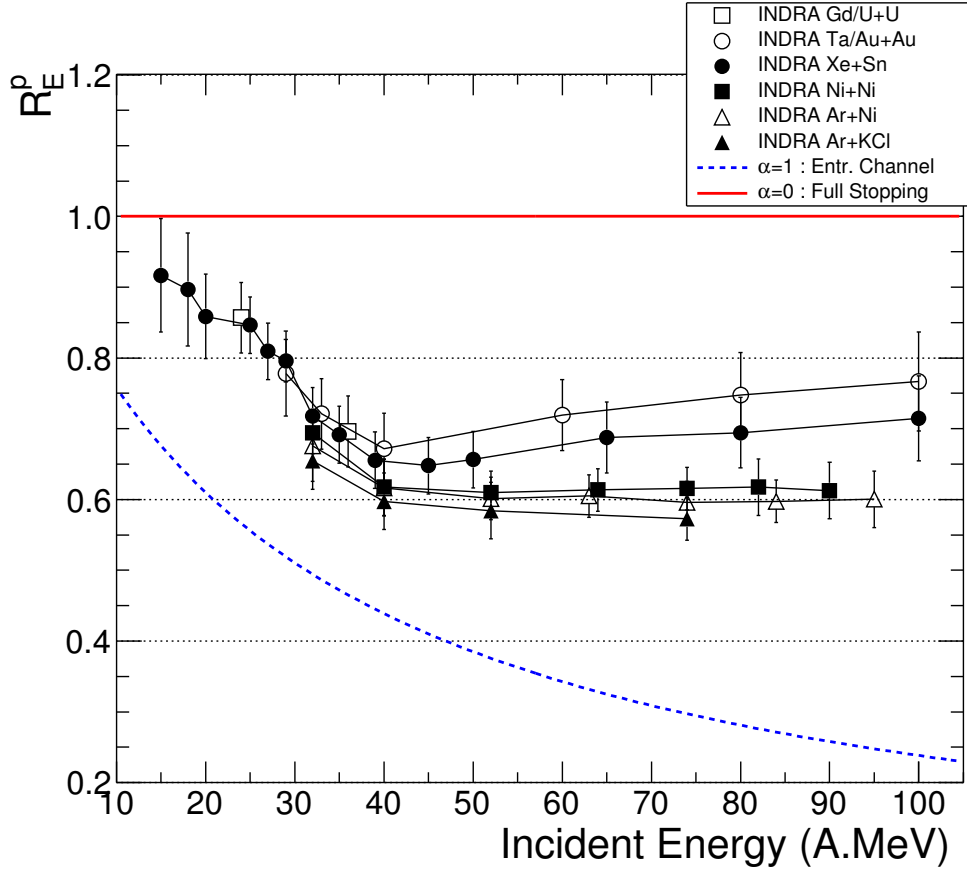


FIGURE 9.7 – Rapport d’isotropie en énergie  $R_E^p$  pour les protons en fonction de l’énergie incidente. La ligne pleine en rouge indique le stopping complet et la courbe bleue tiretée le calcul de la voie d’entrée. Extrait de [LOP14].

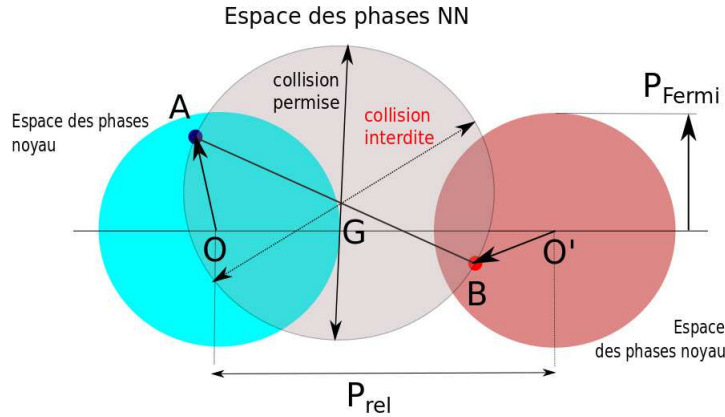


FIGURE 9.8 – Schéma décrivant le principe d’une collision élastique entre 2 nucléons (A) et (B) dans le cadre de l’approximation soudaine choisie ici. Les 2 sphères de Fermi en rouge et bleu représentent les 2 noyaux incidents séparés de l’impulsion relative  $P_{rel} = \sqrt{2m_n E_{rel}}$ , où  $m_n$  est la masse d’un nucléon et  $E_{rel}$  l’énergie relative incidente en MeV/nucléon.

Cette procédure permet de rendre compte du blocage de Pauli entre fermions et de peupler ainsi correctement l’espace des phases des nucléons diffusés. Nous pouvons alors calculer le pourcentage de stopping  $\mathcal{S}$  et le relier au pourcentage effectif de collisions acceptées  $\mathcal{C}$  dans le cadre de la simulation. Nous obtenons alors la figure 9.9 dans laquelle la corrélation entre  $\mathcal{C}$  et  $\mathcal{S}$  est présentée sous forme des symboles noirs pour différentes valeurs de l’énergie incidente relative entre les 2 sphères de Fermi, ici comprises entre 30A et 110A MeV.

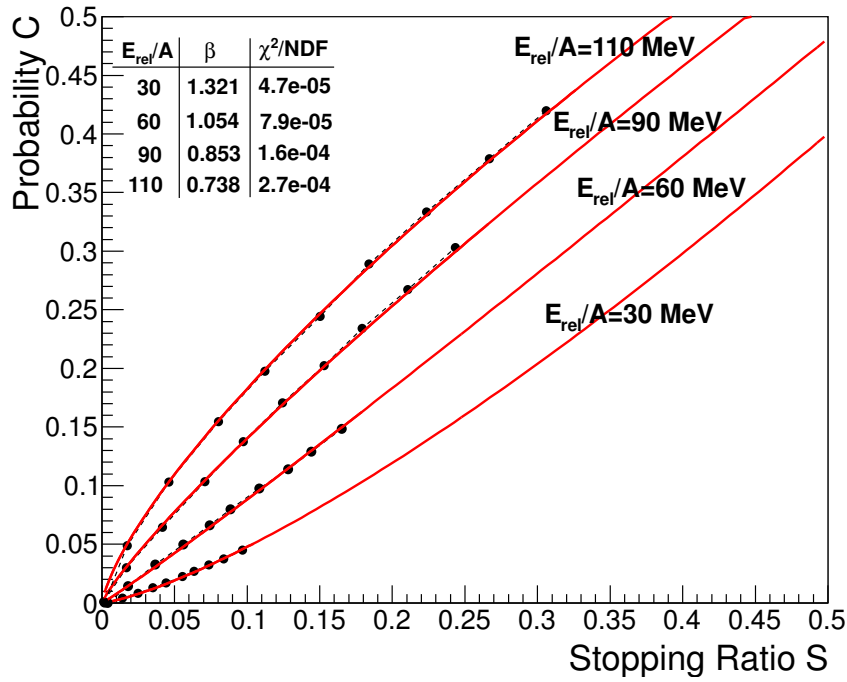


FIGURE 9.9 – Corrélation entre  $C$  et  $S$  obtenue avec la simulation Monte Carlo. Le tableau donne les valeurs de  $\beta$  et le  $\chi^2$  réduit de l'ajustement par la fonction définie par l'équation 9.4. Extrait de [LOP14].

Un ajustement est fait à l'aide d'une simple fonctionnelle du type :

$$C = S^\beta \quad (9.4)$$

où  $\beta$  est un exposant qui dépend de l'énergie incidente et est compris entre  $\beta = 1.32$  pour  $E_{inc}/A = 30 \text{ MeV}$  à  $\beta = 0.74$  pour  $E_{inc}/A = 110 \text{ MeV}$ . La qualité de l'ajustement est visible sur la figure 9.9 ainsi que par la valeur des  $\chi^2$  réduits associés donnés dans le tableau de cette même figure. Pour obtenir la corrélation présentée dans la figure 9.9, nous avons fait varier la probabilité avec laquelle nous acceptons la collision entre 0 (pas de collision) et 1 (collision acceptée dans tous les cas). Cette probabilité permet de mimer la situation que l'on peut rencontrer en ce qui concerne les collisions nucléon-nucléon dans le milieu, qui peuvent être réduites par l'effet de milieu justement. L'équation 9.4 peut être vue comme la dépendance fonctionnelle du pourcentage de collisions en fonction du pourcentage de *stopping*. Dans la suite, nous utiliserons donc cette dépendance afin de relier le pourcentage de *stopping* au nombre (pourcentage) de collisions et donc au libre parcours moyen [LOP14]. Les calculs de  $C$  dépendront alors de l'énergie incidente selon les valeurs données par la simulation *Monte Carlo*.

**Loi d'échelle** Nous pouvons maintenant vérifier que la quantité  $C$  définie par l'équation 9.4 obéit au même type de *scaling* que le rapport d'isotropie construit précédemment avec l'ensemble des particules et des fragments. Pour cela, nous prenons le nombre total de nucléons participants à la collision  $A_{tot}$  (collisions centrales) et nous cherchons à évaluer la qualité de la loi d'échelle que l'on peut construire en normalisant  $C$  par la quantité  $A_{tot}^\gamma$ , où nous avons fait varier l'exposant  $\gamma$  entre 0.25 et 0.66 comme le montre la figure 9.10.

Le meilleur accord est obtenu pour  $\gamma \approx 1/3$ ; ceci semble donc indiquer que l'ensemble des caractéristiques concernant le *stopping* peut être compris par la définition d'une grandeur caractéristique, ici homogène à une longueur. Cette longueur joue visiblement un rôle important dans la donnée du *stopping* et est alors associée à la notion de libre parcours moyen des nucléons dans la matière nucléaire.

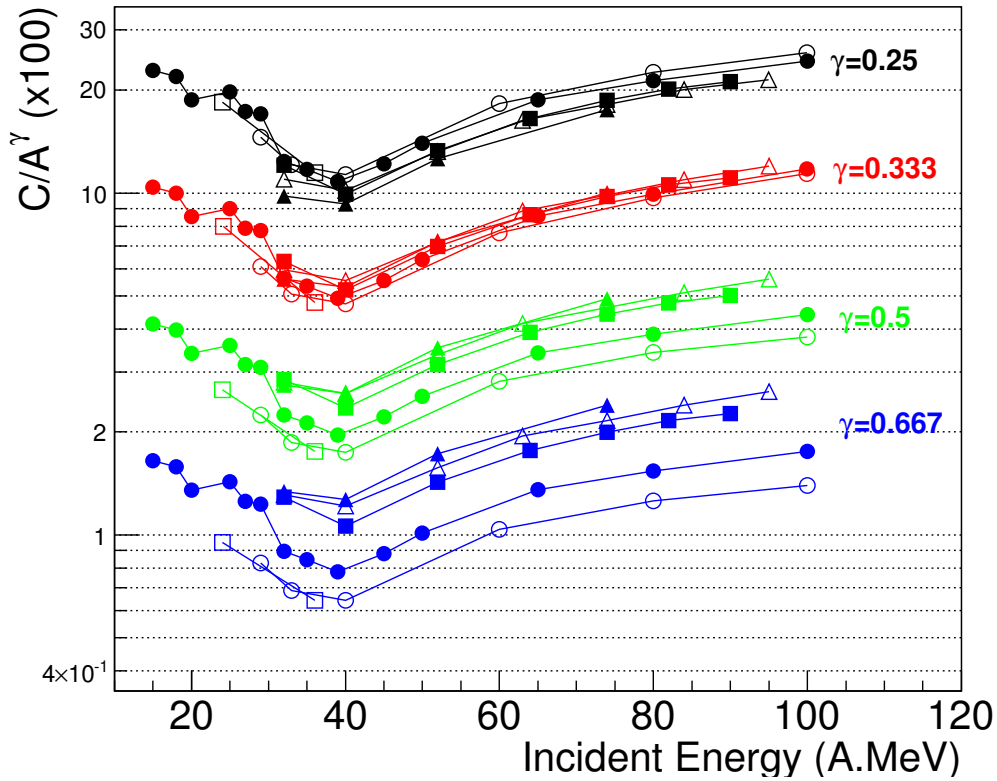


FIGURE 9.10 –  $C/A_{tot}^\gamma$  en fonction de l'énergie incidente pour les différents systèmes INDRA. Les symboles sont les mêmes que pour la figure 9.7. Extrait de [LOP14].

## 9.3 Propriétés des nucléons dans le milieu nucléaire

### 9.3.1 Libre parcours moyen

Arrivant aux mêmes conclusions que pour le cas particules+fragments en ce qui concerne l'existence d'une loi d'échelle en fonction de  $A_{tot}^{1/3}$ , nous faisons alors l'hypothèse que le libre parcours moyen  $\lambda_{NN}^{in-medium}$  est directement relié au pourcentage de *stopping*  $\mathcal{S}$  de telle manière que :

$$\lambda_{NN} \approx \frac{L}{\mathcal{S}} \quad (9.5)$$

où  $L$  est la dimension caractéristique du système considéré, ici prise telle que  $L \approx R \approx r_0 A^{1/3}$ , avec  $r_0 = 1.15 \text{ fm}$ . On fait donc l'hypothèse ici que la quantité  $L$  est reliée à la longueur traversée par un nucléon dans le cas d'une collision centrale dans laquelle les 2 noyaux sont en recouvrement maximal. La formulation 9.5, purement phénoménologique, permet alors d'obtenir :

- pour  $\mathcal{S} = 0$  (transparence complète), un libre parcours moyen  $\lambda_{NN}^{in-medium}$  qui tend vers l'infini,
- pour  $\mathcal{S} \geq 1$  (*stopping* complet), un libre parcours moyen  $\lambda_{NN}^{in-medium}$  inférieur ou égal à la distance parcourue par les nucléons participants, soit ici inférieure ou égal à la longueur caractéristique  $L$ .

Le libre parcours moyen  $\lambda_{NN}^{in-medium}$  que l'on obtient à l'aide de l'équation 9.5 est présenté sur la figure 9.11. Nous ne considérons ici que les valeurs supérieures à  $40A \text{ MeV}$  car nous avons vu précédemment que la validité des approximations faites précédemment n'est pas assurée à basse énergie, notamment celle qui concerne l'approximation soudaine et donc la référence de la voie d'entrée illustrée par la courbe bleue tiretée de la figure 9.7.

Au-dessus de  $40A \text{ MeV}$ , le libre parcours moyen varie entre  $9.5 \pm 2 \text{ fm}$  et  $4.5 \pm 1 \text{ fm}$  dans la gamme d'énergie incidente comprise entre  $40A$  et  $100A \text{ MeV}$ . La valeur à  $100A \text{ MeV}$  est compatible avec les

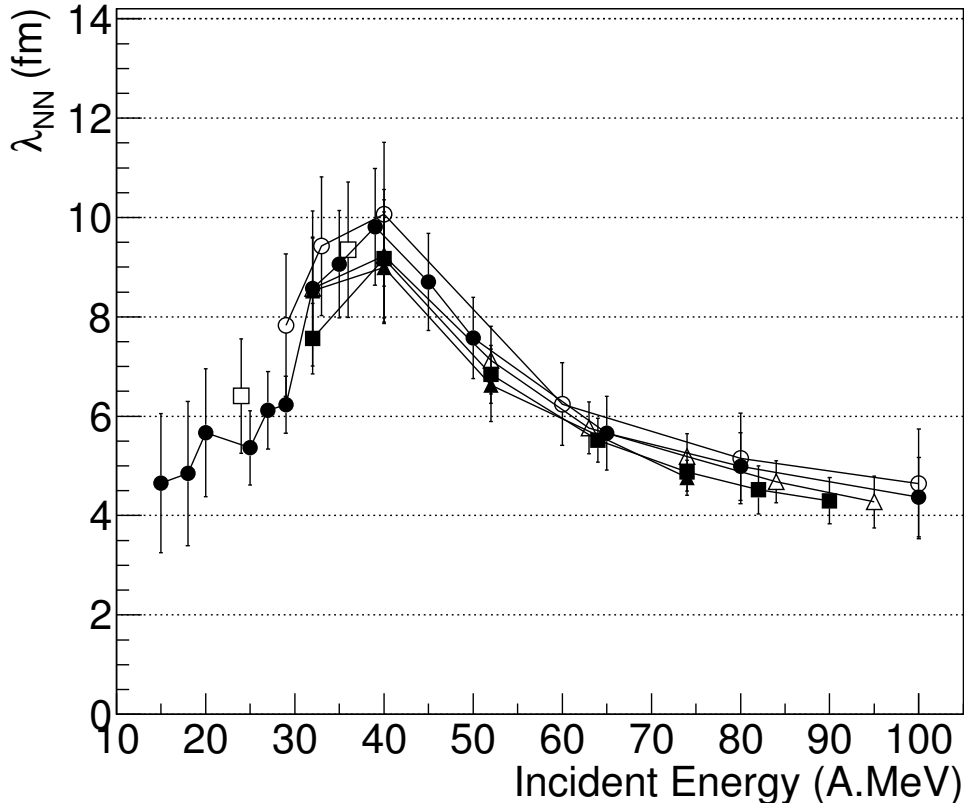


FIGURE 9.11 – Libre parcours moyen d'un nucléon dans le milieu nucléaire déterminé expérimentalement à partir de la formule 9.5 pour l'ensemble des systèmes INDRA. Les symboles sont les mêmes que pour la figure 9.7. Extrait de [LOP14].

résultats expérimentaux [REN72, NAD81] ainsi que les approches théoriques les plus récentes [RIO12]. Il faut également comparer les valeurs obtenues avec la dimension caractéristique (rayon) des noyaux considérés, ici comprise entre 3 et 5 fm ;  $\lambda_{NN}$  est généralement plus élevé que celle-ci, indiquant ainsi que la dissipation à 2 corps n'atteint pas encore un régime de saturation dans la zone d'énergie incidente considérée ici entre 40A et 100A MeV ; ceci semble indiquer que le degré de thermalisation (lié à la dissipation de l'énergie) n'est donc jamais complet pour le type de collisions étudiées (hautes multiplicités).

Ce résultat, certes dépendant des hypothèses faites ici, est cependant important pour qualifier la dissipation en énergie et le degré de thermalisation atteint dans ce type de "collisions centrales". On peut ainsi conclure à ce stade que l'on observe un degré de thermalisation qui est loin d'être complet, ceci non seulement à cause du blocage de Pauli mais aussi des effets de milieu.

### 9.3.2 Section efficace nucléon-nucléon dans le milieu

A partir du libre parcours moyen, il suffit d'utiliser la relation bien connue en théorie cinétique des gaz entre le libre parcours moyen  $\lambda$  et la section efficace  $\sigma$  associée stipulant que :

$$\sigma = \frac{1}{\rho\lambda} \quad (9.6)$$

où  $\rho$  est la densité du milieu, ici prise supérieure à la densité de saturation nucléaire et telle que  $\rho = 1.2\rho_0$  avec  $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ . Cette valeur permet en effet de tenir compte de la compression atteinte dans les collisions entre ions lourds en-dessous de 100A MeV [DUR06]. On obtient alors la dépendance de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire en fonction de l'énergie incidente donnée par la figure 9.12.

La section efficace présente des valeurs qui sont petites comparées aux valeurs attendues dans le vide. Pour comparaison,  $\sigma_{NN}$  est proche de 40 mb pour une énergie incidente supérieure à 100A MeV. La

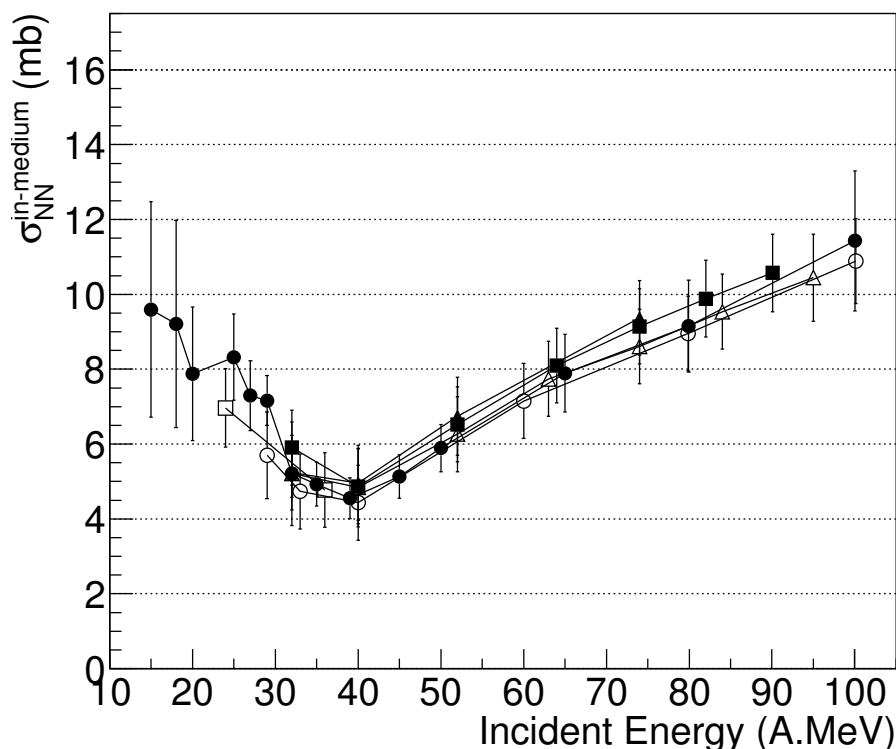


FIGURE 9.12 – Section efficace nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire en fonction de l'énergie incidente. Les symboles sont les mêmes que pour la figure 9.7. Extrait de [LOP14].

valeur obtenue à la plus haute énergie disponible est donc égale à environ 1/4 de cette valeur libre. L'effet de réduction lié au milieu nucléaire est donc très important. Il a 2 origines, l'une liée au principe de *Pauli* qui interdit les collisions *NN* à basse énergie, l'autre aux effets de milieu proprement dits (densité, corrélations à N-corps). Nous allons dans la suite essayer de séparer ces 2 contributions.

### 9.3.3 Facteur de *quenching* nucléaire

Nous présentons ici les résultats obtenus lorsque l'on corrige du facteur de réduction  $F_{Pauli}$  lié au blocage de *Pauli*; celui-ci est déterminé suivant le calcul analytique proposé dans la référence [KIK68]. Il est déterminé par un simple calcul de l'espace des phases accessible dans le cadre de collisions élastiques nucléon-nucléon *isotrope* dans 2 sphères de Fermi placées à une distance  $p_{rel}$  correspondant à l'impulsion relative entre les 2 noyaux en voie d'entrée comme le montre la figure 9.8.

Il est à noter qu'une formulation théorique plus sophistiquée existe [CHE13] mais nous nous restreignons ici à la première. Nous pouvons aussi rappeler ici que la section efficace nucléon-nucléon n'est pas isotrope, notamment à basse énergie et dépend également du canal en isospin (*nn*, *pp* et *np*) [HES58, LI93]. En prenant en compte toutes les restrictions précédentes, il semble clair que le facteur de réduction calculé ici est approximatif; ceci constitue certainement une amélioration à prendre en compte dans de futures études plus quantitatives. Nous supposons néanmoins que celui-ci constitue un estimateur correct du facteur attendu, notamment en ce qui concerne la dépendance en énergie.

La figure 9.13 présente la paramétrisation proposée par [KIK68] (courbe en rouge). En ce qui concerne les valeurs du facteur de réduction de *Pauli*, on voit qu'il est évidemment très important à basse énergie : 2/3 des collisions sont "bloquées" à 20A MeV, mais l'effet est toujours présent à 100A MeV où l'on trouve une réduction de l'ordre de 1/3. Ceci montre qu'il est primordial de prendre en compte cette correction dans la détermination de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. Ce facteur de correction sera utilisé par la suite pour corriger les sections efficaces estimées afin de prendre en compte l'effet du blocage de *Pauli*.

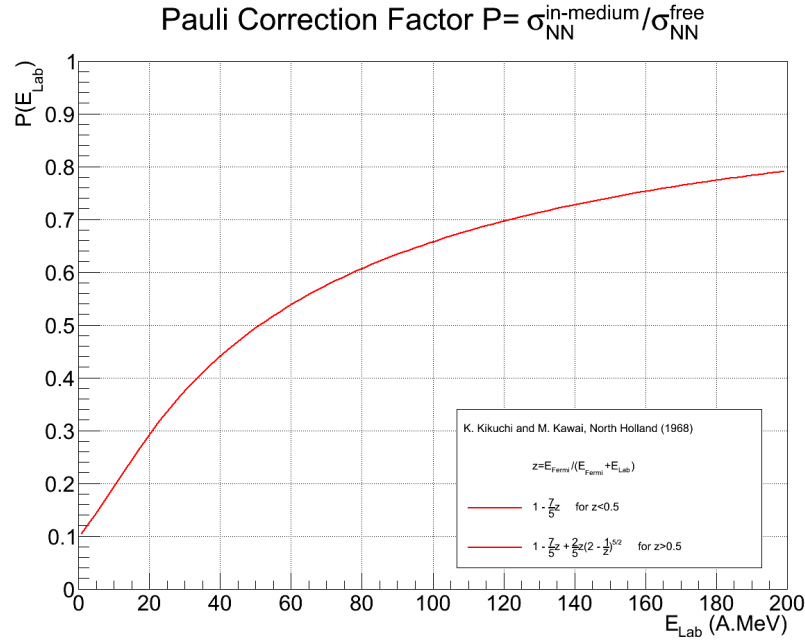


FIGURE 9.13 – Facteur de réduction  $F_{Pauli} = \sigma_{NN}^{in-medium} / \sigma_{NN}^{free}$  dans le milieu nucléaire calculé selon la référence [KIK68].

### 9.3.4 Section efficace nucléon-nucléon dans le milieu

La figure 9.14 donne les sections efficaces corrigées du blocage de Pauli. Les données estimées correspondent aux symboles, les valeurs dans le vide (libres) sont données par les différentes courbes et sont extraites des références [MET58, ALK77, CHA90]. Les courbes en rouge donne la section efficace nucléon-nucléon moyenne pour un noyau avec un rapport  $N/Z$  donné (ici on a pris  $N/Z = 1$  et  $N/Z = 1.38$ ). Les valeurs déterminées expérimentalement sont largement inférieures aux valeurs "libres", montrant ainsi que les sections efficaces dans le milieu sont fortement atténuées par rapport aux sections efficaces libres, démontrant ainsi l'effet dû au milieu nucléaire (densité).

Pour terminer cette étude, nous présentons les facteurs de réduction, ou *quenching*, que nous comparons à différentes prescriptions théoriques. Celles-ci correspondent à des calculs issus de calcul relativiste de type *Dirac-Bruckner-Hartree-Fock (DBHF)* faisant appel à une interaction nucléon-nucléon réaliste *Bonn-A* ou *Argonne-AV18* pour les courbes verte et bleue [LI93, SCHN98]. Les courbes en magenta et noir sont des paramétrisations issues de calculs de type *BUU* à haute énergie incidente ( $E_{inc} > 100A$  MeV) [KLA93, XIA98]. La courbe en rouge correspond à une paramétrisation *phénoménologique* proposée par *Danielewicz* dans les références [DAN02, COU11]. On observe que deux de ces courbes ([DAN02],[LI93]) convergent à haute énergie vers la même valeur, ici de l'ordre de  $F \approx 0.5$ . Toutes les paramétrisations possèdent une dépendance en densité, celle-ci ayant été prise telle que  $\rho = 1.2\rho_0$  afin d'être cohérent avec ce qui précède. Il faut d'ailleurs noter que si l'on fait varier la densité dans la gamme raisonnable attendue  $\rho = 1 - 1.5\rho_0$ , les résultats obtenus ne changent pas en valeurs relatives et le même accord est observé en ce qui concerne la figure 9.15.

Les valeurs obtenues expérimentalement correspondent ici remarquablement aux valeurs extraites de [DAN02]. Dans cette étude, on suppose que la section efficace dans le milieu  $\sigma_{NN}^{in-medium}$  ne peut pas dépasser la section efficace *géométrique*  $\sigma_0$  déduite de la distance entre 2 particules dans un noyau à la densité  $\rho$ . Elle s'écrit alors [DAN02] :

$$\sigma_{NN}^{in-medium} = \sigma_0 \tanh(\sigma_{NN}^{free} / \sigma_0) \quad (9.7)$$

$$\sigma_0 = 0.85\rho^{-2/3} \quad (9.8)$$

La formule assure l'obtention de la section efficace nucléon-nucléon libre  $\sigma_{NN}^{free}$  lorsque  $\rho \rightarrow 0$ . Cette dépendance fonctionnelle de la section efficace, qui est ici *phénoménologique*, permet ainsi de décrire de manière remarquable les valeurs estimées à partir des données expérimentales.

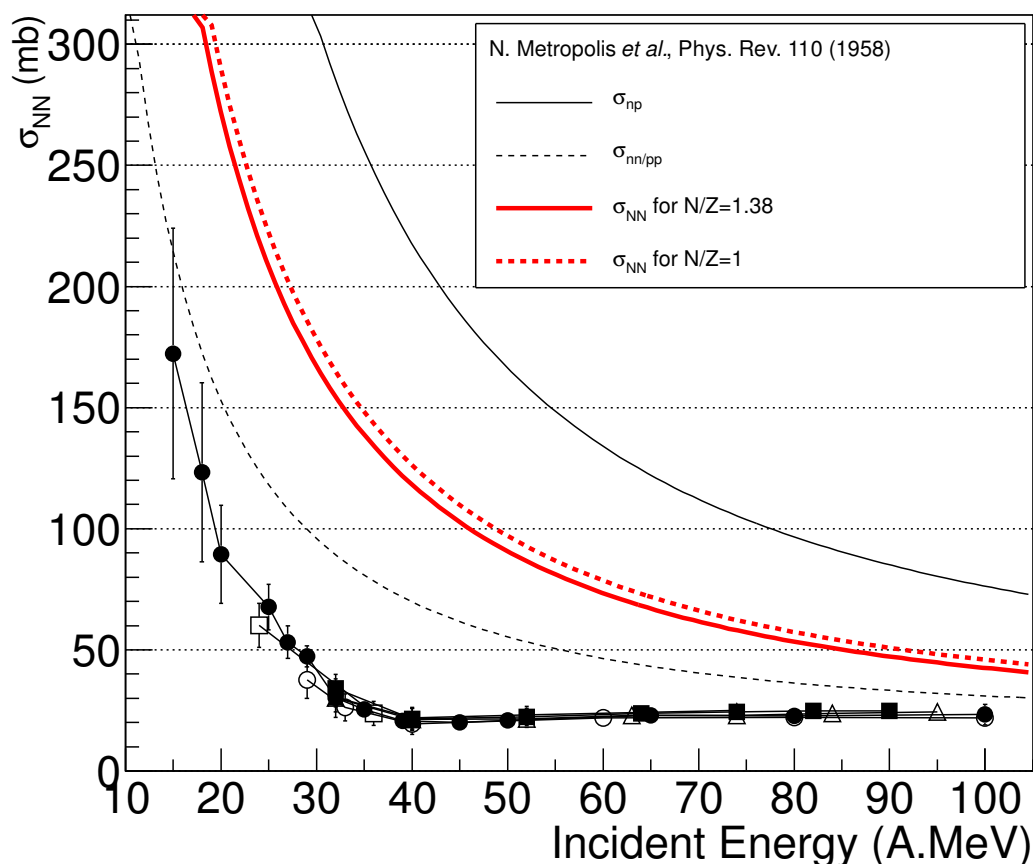


FIGURE 9.14 – Section efficace nucléon-nucléon corrigée du blocage de Pauli. Les différentes courbes donnent les sections efficaces nucléon-nucléon libres dans les différents canaux en isospin ( $nn/pp$  et  $np$ ). Les courbes en rouge donnent la section efficace  $NN$  pour deux rapports  $N/Z$  différents. Les symboles correspondant aux données expérimentales sont les mêmes que ceux de la figure 9.7. Extrait de [LOP14].

Sur la figure 9.15, on peut voir un facteur de réduction  $F$  variant entre 0.2 et 0.5 sur la gamme en énergie incidente  $30A - 100A$  MeV. Ceci est à comparer avec certaines paramétrisations prises dans les modèles de transport [ZHA11, ZHA12] et qui sont telles que :

$$\sigma_{NN}^{in-medium} = (1 - \alpha\rho/\rho_0)\sigma_{NN}^{free} \quad (9.9)$$

avec  $\alpha = 0.2$ . Ici,  $\sigma_{NN}^{free}$  correspond à la section efficace libre corrigée du facteur de blocage de Pauli. On conclut que la paramétrisation peut sembler raisonnable largement au-delà de  $E_{inc} = 100A$  MeV mais est invalide à plus basse énergie, notamment autour de l'énergie de Fermi où le facteur est (au moins) 2 fois plus petit. Les paramétrisations fournies par [SCHN98, LI93] semblent correctes à partir de  $90A - 100A$  MeV mais échouent également à plus basse énergie. Ces désaccords affectent évidemment le taux de collisions nucléon-nucléon et donc la façon dont la dissipation en énergie est prise en compte dans les modélisations des réactions nucléaires autour de l'énergie de Fermi avec de telles paramétrisations.

Il apparaît ainsi important d'utiliser une paramétrisation de  $\sigma_{NN}^{in-medium}$  qui soit la plus réaliste possible si l'on veut effectuer des comparaisons quantitatives entre données expérimentales et prédictions des modèles de transport. Cette étude expérimentale permet, pour la première fois dans le domaine de l'énergie de Fermi, d'apporter des contraintes significatives sur la teneur des effets de milieu en ce qui concerne la section efficace nucléon-nucléon. Il reste cependant un certain nombre d'hypothèses et de calculs à justifier de manière plus détaillée avant de pouvoir conclure de manière définitive sur ce sujet.

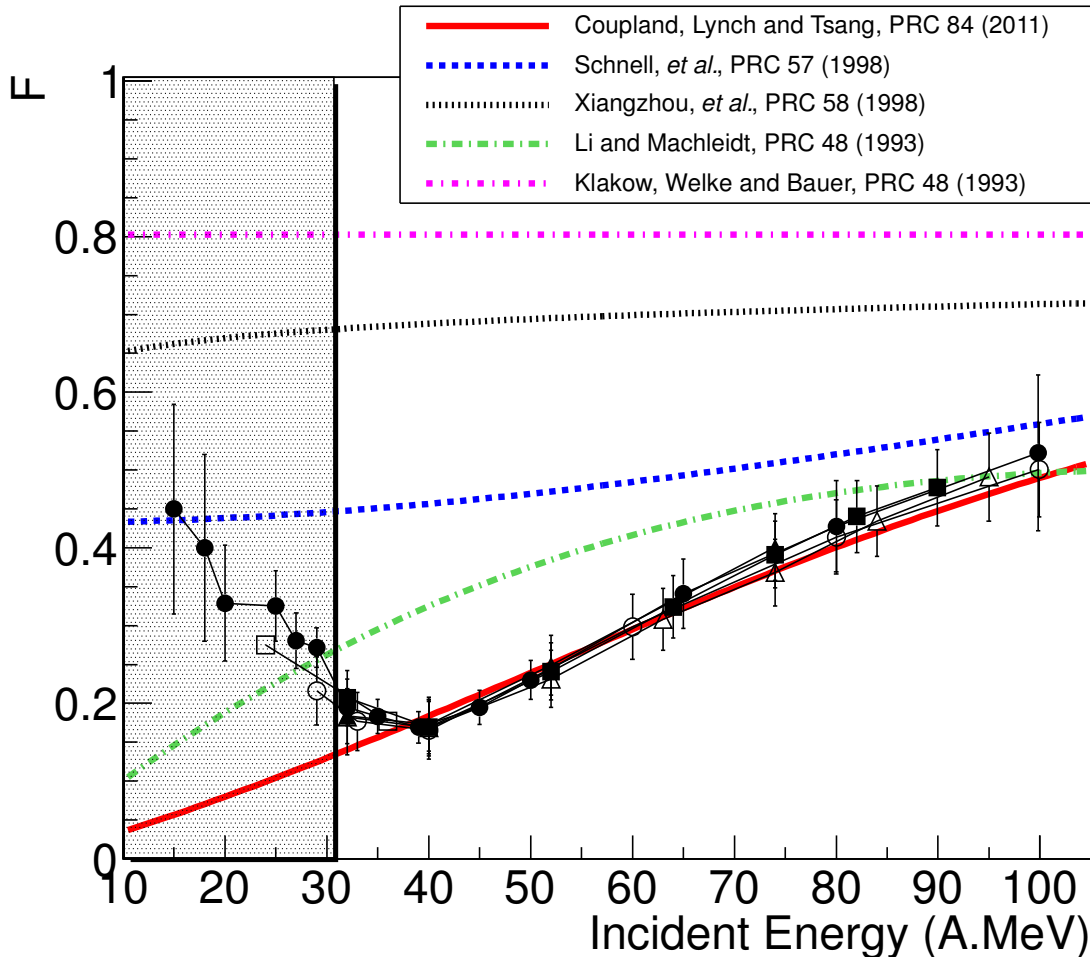


FIGURE 9.15 – Facteur de réduction (quenching) nucléaire de la section efficace nucléon-nucléon en fonction de l'énergie incidente. Les courbes correspondent à différentes paramétrisations théoriques (voir texte) et les symboles aux données expérimentales avec la même convention que pour la figure 9.7. Extrait de [LOP14].

## 9.4 Conclusion

**Changement de régime** Nous avons vu précédemment que l'on observe un changement de régime de dissipation entre champ moyen et collisions nucléoniques autour de l'énergie incidente  $E_{inc} = 35A \text{ MeV}$ . Il est intéressant de corrélérer ce phénomène avec le taux de production de fragments de masse intermédiaires (*IMF*, ici  $Z > 2$ ) pour les collisions les plus dissipatives sur les mêmes lots de données que ceux utilisés précédemment. La figure 9.16 donne les valeurs obtenues en ce qui concerne la multiplicité de fragments du système pour les collisions les plus dissipatives que nous avons ici normalisée au nombre de nucléons du système (participants).

On observe ainsi un maximum de production autour de  $35A - 50A \text{ MeV}$ , corrélé au changement de régime de dissipation observée précédemment sur la figure 9.7. Il est intéressant de noter que le même phénomène (changement de régime) a été observé lorsque l'on s'intéresse aux caractéristiques en taille ( $Z_{max}$ ) du plus gros fragment par une analyse en terme de fluctuations universelles dans plusieurs études [FRA05, GRU13]. Cette même énergie apparaît également dans les études liées à la détermination du flot radial observé dans les collisions centrales [DUR98, BOR08]. Il semble donc apparaître que les collisions entre ions lourds autour de l'énergie de Fermi présentent un *changement de mécanisme* dans la production des fragments pour les collisions les plus dissipatives que l'on pourrait attribuer au changement de régime dans la dissipation en l'énergie lors de la collision comme nous venons de le voir dans ce chapitre. La situation concernant la production de fragments est donc loin d'être parfaitement claire; certains aspects semblent en effet liés à la dynamique de la collision et plus particulièrement aux propriétés de transport de la matière nucléaire alors que d'autres semblent plutôt attachés aux propriétés statistiques et aux



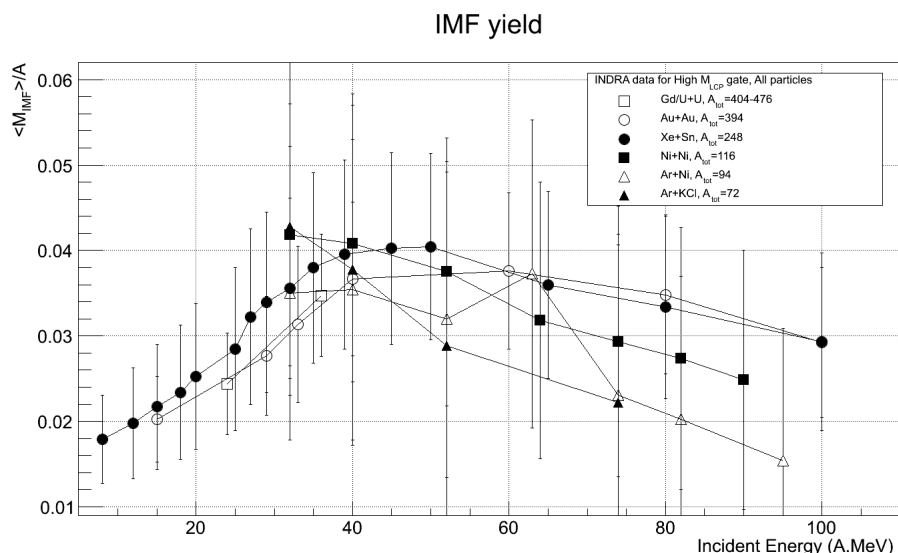


FIGURE 9.16 – Multiplicité de fragments de masse intermédiaires (IMF) normalisée au nombre de nucléons du système en fonction de l'énergie incidente pour les collisions les plus dissipatives.

conditions thermodynamiques afférentes.

**Vers une dissipation complète en énergie ?** La détermination du libre parcours moyen  $\lambda_{NN}$  dans le milieu nucléaire a mis en évidence le fait que la dissipation en énergie (*stopping*) est loin d'être complète ; les valeurs du libre parcours moyen sont en effet supérieures aux dimensions caractéristiques des noyaux traversés, ce qui accrédite le fait que la thermalisation, en terme de dissipation à 2 corps (collisions), peut être également partielle en moyenne, ceci pour le lot d'événements sélectionnés. Ceci pose un certain nombre de contraintes pour les modèles théoriques et il sera intéressant de tester cette hypothèse plus avant. Une étude sur ce problème a été proposée récemment ; il s'agit, entre autres, de la comparaison des données *INDRA* sur le *stopping* présentées dans ce chapitre avec le modèle de champ moyen stochastique *SMF* [BON14]. Les conclusions semblent montrer qu'un *stopping* complet est atteint dans les collisions centrales et que le fait d'observer un *stopping* incomplet dans les données expérimentales est lié au mode de sélection des collisions centrales, à savoir ici la multiplicité de particules. Ce type d'observation a d'ailleurs également été faite dans le cadre du modèle *QMD* [ZHA11]. On peut donc légitimement s'interroger sur la validité du résultat obtenu dans l'étude que je viens de présenter. Cependant, il convient de noter que le modèle *SMF* utilisé dans la référence [BON14] ne permet pas de reproduire de manière correcte les énergies cinétiques observées dans les données expérimentales (celles-ci sont largement sous-estimées) ; ceci incline à modérer les conclusions obtenues dans l'étude [BON14]. En tout cas, le débat semble loin d'être tranché à l'heure actuelle. Celui-ci nécessite indubitablement des développements et analyses théoriques permettant une meilleure reproduction des données expérimentales dans le domaine des modèles de transport autour de l'énergie de Fermi [NAP13] avant de pouvoir apporter des conclusions définitives sur le sujet.

# 10 Le *backtracing*

**A savoir** Le chapitre qui suit est dédié à la description du protocole de *backtracing* que j'ai développé depuis quelques années et qui apparaît en partie dans la référence [MAN08] (cf. chap. 4). Le travail exposé ici est basé sur les travaux originels de P. Désesquelles (IPN Orsay) réalisés durant les années 1995 [DES96, DES99] et largement inspirés de l'analyse statistique basée sur l'inférence bayésienne. La procédure reportée ici n'a pas encore fait l'objet de publication mais seulement de quelques communications orales lors d'ateliers ou réunions de travail. L'objectif serait donc de pouvoir publier un (ou plusieurs) article(s) d'ici quelques mois.

**Contexte** La confrontation entre données expérimentales et prédictions de modèles constitue bien souvent le cœur des études menées dans le domaine des réactions nucléaires et plus particulièrement des mesures exclusives provenant de multidétecteurs  $4\pi$ . La plupart du temps, c'est une démarche de type *heuristique* qui est employée ; on commence par sélectionner les événements dits d'intérêt dans l'ensemble des données récoltées (collisions périphériques, centrales, dissipatives, compactes dans l'espace des vitesses, etc...). Pour cela, on emploie des variables globales dont on considère qu'elles sont discriminantes pour la sélection des événements. Après cela, la comparaison avec un modèle, qu'il soit d'ailleurs dynamique (modèle de transport) ou bien statistique (fission, émission binaire séquentielle, multifragmentation ou autre), se réalise en faisant l'hypothèse de valeurs fixes, voire dans le meilleur des cas de distributions (simples) de valeurs, pour les inévitables paramètres du modèle. La comparaison se fait ainsi par une procédure *essai/erreur* qui se répète jusqu'au moment où l'on considère que la procédure ne permet plus d'améliorer l'accord. Cette technique s'avère sans aucun doute performante lorsque l'on sait à l'avance vers quelles régions de paramètres l'accord pourra être le meilleur. Cependant, le côté arbitraire de la comparaison et des valeurs ou distributions choisies pour les paramètres du modèle est évident ; de plus, dans le cas fréquent où un modèle requiert plusieurs paramètres (qui peuvent d'ailleurs être corrélés), l'espace à explorer devient important voire impossible à contraindre sans une procédure plus rigoureuse, à l'image des algorithmes de convergence de type *Metropolis* [MET53] dans les approches *Monte Carlo*.

Dans ce cadre, le *backtracing* peut être décrit comme un protocole de comparaison quantitatif permettant de valider ou de rejeter un modèle, au sens d'un *test d'hypothèse*, comme l'*hypothèse nulle* par exemple. En effet, le protocole de *backtracing* fera qu'un modèle, par la technique utilisée (décrite ci-dessous), sera alors "poussé" à son maximum de vraisemblance avec les données. Ceci donnera un véritable critère objectif sur l'adéquation entre données expérimentales et prédictions du modèle. Un second aspect plaide également en faveur de l'utilisation d'un tel protocole. En effet, le *backtracing* permet également de mettre en évidence les corrélations existant entre les paramètres du modèle, et ainsi de définir si certains d'entre eux sont fortement corrélés, ce qui pourrait indiquer qu'une réduction possible du nombre de degrés de liberté du modèle serait alors envisageable. De ce fait, le *backtracing* constitue un progrès indéniable dans les études effectuant des comparaisons entre modèles et données expérimentales.

## 10.1 Technique du *backtracing*

L'idée est ici de proposer une nouvelle technique de comparaison entre données expérimentales et modèles, qui ne soit plus "inclusive" dans la sélection des paramètres mais "exclusive", à l'image des données expérimentales issues d'un multidétecteur  $4\pi$  ; on s'assure ainsi d'optimiser les critères de sélection et de comparaison en utilisant le maximum de l'information disponible.

### 10.1.1 Choix des distributions de test

Pour choisir les distributions que nous utiliserons pour la procédure de convergence présentée par la suite, plusieurs possibilités existent ; afin d'éviter de choisir *a priori* les variables discriminantes, nous préférons faire appel aux concepts de l'analyse multidimensionnelle comme nous l'avons déjà fait dans le chapitre 5. Nous avons donc choisi l'Analyse en Composantes Principales (ACP) qui permet de synthétiser l'information statistique apportée par chaque variable. Nous construisons alors les composantes principales

sur les données expérimentales sélectionnées pour la comparaison avec le modèle. Nous utilisons ici le même nombre de variables globales qu'indiqué à la page 56.

### 10.1.2 Test statistique

Des procédures d'analyse discriminantes existent et ont permis d'obtenir d'excellents résultats [DES95, DES99]. Mais elles ont été bien souvent délaissées en Physique Nucléaire car considérées comme trop complexes et trop lourdes à mettre en œuvre. Dans ce chapitre, nous proposons de réhabiliter de telles techniques, en montrant leurs capacités sur des comparaisons concrètes avec des modèles statistiques ou dynamiques. Contrairement aux approches citées plus haut, qui font souvent appel à des approches bayésiennes (probabilités conditionnelles), nous allons ici travailler directement sur les comparaisons entre distributions expérimentales et modélisées. Cependant, nous verrons dans le paragraphe 10.1.4 que des liens très clairs existent.

Pour notre étude, nous utilisons le test statistique de *Kolmogorov-Smirnov* [KOL33, SMI48], permettant de définir la probabilité  $p$  (que l'on appelle souvent la "p-value") que 2 distributions soient issues de la même distribution (il s'agit donc ici du test à 2 échantillons). Le test est basé sur la comparaison de la distance la plus grande entre les fonctions de cumul des distributions comme l'illustre la figure 10.1.

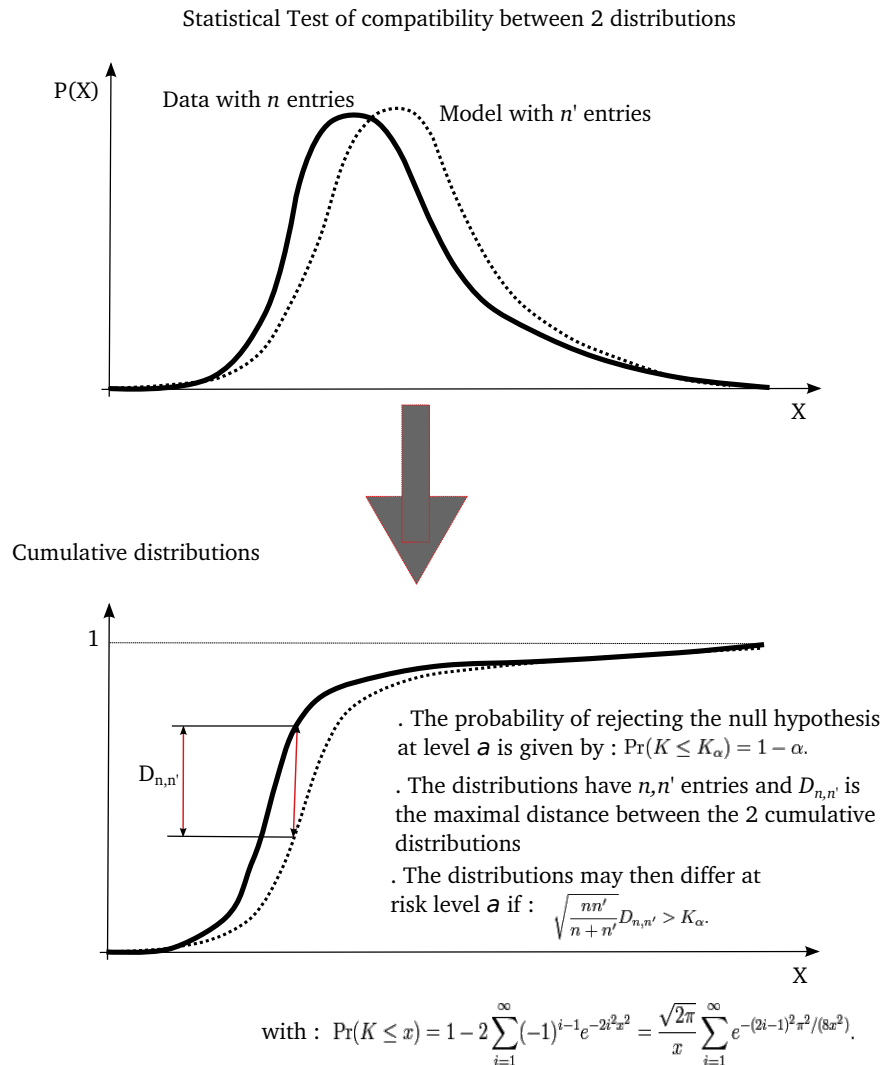


FIGURE 10.1 – Test d'hypothèse de Kolmogorov-Smirnov entre 2 distributions (données et modèle).

L'avantage d'un tel test d'hypothèse, comparé notamment au traditionnel test du  $\chi^2$ , est le fait qu'il est basé sur les fonctions de cumul et non pas sur les distributions elles-mêmes ; ceci assure une robustesse accrue du test vis-à-vis de la statistique des distributions. Ceci est particulièrement utile lorsque l'espace des paramètres de modèles est très grand, pour lequel des nombreuses simulations sont nécessaires.

Dans la pratique, nous utilisons donc les valeurs de  $p$ -value données par le test de *Kolmogorov-Smirnov* et cherchons à maximiser celles-ci. Pour cela, nous avons besoin de choisir un algorithme de convergence qui soit approprié ; il faut en effet que celui-ci soit suffisamment générique pour s'adapter à divers types de distributions de variables, de modèles, de nombre de paramètres.

### 10.1.3 Récursivité pondérée

Plusieurs types d'algorithmes sont possibles : exploration systématique, marche aléatoire pondérée, procédure récursive avec "feedback". Le type choisi ici est celui de la marche aléatoire pondérée. D'autres techniques ont été testées, mais la marche aléatoire pondérée s'est révélée la plus souple à utiliser avec différents modèles et a montré le critère de convergence le plus rapide. Il s'agit alors d'explorer l'espace possible des paramètres du modèle de manière aléatoire, mais en se basant sur les distributions de probabilités construites à chaque étape.

**Amorçage** De manière concrète, on démarre par des distributions équiprobables (plates) des paramètres. On génère un certain nombre d'événements (typiquement de l'ordre de quelques centaines, ce nombre dépend du type de modèle employé) pour des valeurs tirées au hasard de chacun des paramètres et l'on calcule la probabilité de *Kolmogorov-Smirnov* pour la ou les distributions de variables globales que l'on a choisi de tester. Dans le cas de plusieurs distributions, on effectue simplement le produit des probabilités, soit  $P = \prod_i p_i$ . Ceci est à rapprocher du calcul de la fonction de vraisemblance dans le cas où il existe plusieurs observables à contraindre. On accepte alors le lot d'événements si la probabilité déterminée  $P$  est supérieure à zéro.

Lorsque l'on passe au tirage aléatoire des paramètres suivants, le test est effectué en cumulant les distributions avec les distributions précédentes qui ont été acceptées ; le test de *Kolmogorov-Smirnov* est alors réalisé sur le cumul obtenu. On accepte le groupe d'événements si la probabilité  $P$  augmente. Dans le cas contraire, la configuration n'est pas retenue et on continue l'exploration aléatoire.

**Procédure itérative** Au bout d'un certain nombre d'essais, la probabilité n'évolue plus car aucune configuration n'est plus acceptée. Dans ce cas, on stoppe la recherche et on passe alors à l'itération suivante ; on remet à zéro les distributions à tester et on recommence le processus, cette fois en tirant de manière aléatoire les paramètres selon les distributions générées à l'itération précédente qui deviennent alors les densités de probabilités sur lequel l'algorithme se base. Au fil des itérations successives, on converge alors vers les distributions de paramètres permettant de maximiser les  $p$ -values issues du test de *Kolmogorov-Smirnov*. L'arrêt final de la procédure de convergence est décrété lorsque la probabilité calculée en fin d'itération n'évolue plus de manière significative d'une itération à l'autre ; on estime alors avoir atteint la compatibilité maximale entre données expérimentales et prédictions du modèles, bien sûr seulement sous la contrainte des distributions que nous avons utilisées.

### 10.1.4 Liens avec l'inférence bayésienne

Il est important de noter que la procédure choisie est analogue à la technique bien connue en analyse statistique de l'*inférence bayésienne* [LAP74, DES99]. En effet, en se basant sur la formule de *Bayes* décrivant la relation entre probabilités conditionnelles [BAY63], on peut montrer qu'à partir d'une densité de probabilité (distribution) de paramètres d'un modèle noté  $M$  (probabilité dite *a priori* ou encore *marginale*), on peut en déduire la distribution des paramètres décrivant au mieux une ou un groupe d'observables noté  $D$  (probabilité des paramètres du modèle  $M$  sous condition de décrire les données  $D$  ou  $P(M|D)$ ). La formule de *Bayes* s'écrit alors :

$$P(M|D) = P(D|M) \frac{P(M)}{P(D)} \quad (10.1)$$

L'inférence se base sur la fonction de vraisemblance (*likelihood*) pour connecter les probabilités conditionnelles  $P(M|D)$  et  $P(D|M)$  connaissant les probabilités *a priori* des données  $P(D)$  et du modèle  $P(M)$ . Le symbole "|" indique ici la conditionnalité telle que  $M|D$  signifie les paramètres du modèle  $M$  décrivant les données  $D$ , et bien sûr l'inverse pour  $D|M$ . La fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}$  est alors ici telle que  $\mathcal{L} \equiv P(D|M)$ . Dans la procédure décrite ci-dessus, on utilise ainsi comme fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}$  la  $p$ -value du test de *Kolmogorov-Smirnov*. La procédure itérative est donc la méthode de convergence qui permet à partir d'une distribution de probabilité des paramètres  $P(M)$  au départ d'obtenir celle

conditionnée par l'accord avec les données  $D$ , donc ici  $P(M|D)$ , connaissant les distributions de probabilité  $P(D)$  associées aux observables décrivant les données  $D$ . La convergence s'obtient alors lorsque l'on a atteint le maximum de vraisemblance.

## 10.2 Des premiers résultats

Nous allons maintenant montrer la puissance de la technique du *backtracing* en utilisant 2 jeux de données issus des données *INDRA* avec des caractéristiques complètement différentes :

- un jeu de données *inclusives* sans aucune sélection à part celle induite par le *trigger* de la prise de données *INDRA*, à savoir un seuil en multiplicité de particules chargées ( $M > 3$ ). Ce jeu de données sera comparé au modèle *HIPSE* qui permet d'accéder à l'ensemble de la gamme en paramètre d'impact. Les événements issus de *HIPSE* seront filtrés de manière à prendre en compte l'acceptance du détecteur *INDRA*, à l'aide du filtre standard utilisé par la communauté *INDRA*. Ce type de comparaison *globale* est à ma connaissance la première à être tentée, il est donc particulièrement intéressant d'étudier le résultat obtenu,
- un jeu de données *exclusives* avec une sélection des événements "centraux" pour lesquels on requiert une charge totale détectée  $Z_{tot}$  supérieure à 80% de la charge totale du système et un angle de flot supérieur à 60 degrés. Le terme "central" est ici à prendre avec précaution ; on ne prétend pas avoir sélectionné toutes les collisions centrales avec cette sélection mais seulement un lot d'événements dont la majorité est issue de réactions produisant un noyau de fusion incomplète [RIV98]. Les données sont appelées *inclusives* dans le sens qu'on n'effectuera les comparaisons que sur un sous-ensemble des particules de l'événement, dans le domaine angulaire compris entre 60 et 120 degrés dans le centre de masse de la réaction. Ce jeu de données sera comparé au modèle *SMM*, modèle permettant de décrire les événements de type multifragmentation, ce qui a déjà été effectué dans de nombreuses analyses *INDRA* [MAR95, RIV98, LEN99, BEL00, FRA01a].

### 10.2.1 Comparaison *inclusive* avec le modèle *HIPSE*

Les données sont ici celles du système  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  à  $32A\text{ MeV}$ , sélectionnées en prenant une multiplicité de particules correctement identifiées supérieure ou égale à 4, ce qui correspond au trigger *INDRA* utilisé lors de la prise de données au *GANIL*.

Les figures suivantes présentent les distributions obtenues à différentes itérations pour la multiplicité totale de particules  $M_{tot}$ , la charge totale sous forme de fragments  $Z_{bound}$ , le rapport d'isotropie en énergie  $R_{iso}$  et enfin la multiplicité de fragments de masse intermédiaire  $M_{IMF}$ . Il s'agit de la première et deuxième itération sur les figures 10.2 et 10.3 et enfin la 10<sup>e</sup> (dernière) itération sur la figure 10.4.

On observe la convergence progressive vers un meilleur accord entre données et simulation. La convergence est tout d'abord assez rapide comme le montrent les figures 10.2 et 10.3. Ensuite, lors des itérations suivantes, la convergence se réalise plus lentement pour atteindre ici le terme final à la dixième itération comme le montre la figure 10.4.

Ce fait est illustré sur la figure 10.5 dans laquelle est tracée la probabilité totale de *Kolmogorov-Smirnov* (appelée  $p$ -value sur la figure) en fonction du numéro de l'itération de 1 à 10. On observe que la convergence finale est donnée avec une probabilité totale  $p \approx 0.32$ , ce qui est loin d'être parfait mais tout de même acceptable compte tenu des nombreuses contraintes imposées et de la quantité de données à comparer ; nous rappelons ici qu'il s'agit d'une comparaison *inclusive*.

Nous montrons dans les figures suivantes l'accord global obtenu avec les données. La figure 10.6 montre la distribution de charge ainsi que les distributions isotopiques pour les fragments légers ( $Z = 1 - 4$ ). On peut noter l'excellent accord pour les charges, y compris  $Z = 1 - 2$ , alors qu'on observe des désaccords en ce qui concerne les taux de production isotopique à partir de l'Hélium 6. Les taux de production par élément ( $Z$ ) sont corrects mais la répartition sous forme d'isotopes ne l'est pas pour  $Z = 3, 4$ . On peut expliquer cela par le fait que le modèle *HIPSE* utilise le code de désexcitation *SIMON* [DUR92] pour la désexcitation des fragments primaires, code pour lequel les résultats de *benchmark* avec d'autres modèles statistiques ont montré qu'il n'était pas adapté à décrire les distributions isotopiques et les signaux de type *isoscailing* [TSA06].

La figure 10.7 montre les énergies cinétiques moyennes (dans le centre de masse de la réaction) en fonction de la charge. Il y a ici 2 sélections : la première (panel du haut) représente l'ensemble des produits des réaction alors que la seconde se restreint aux produits de réaction détectés dans le domaine

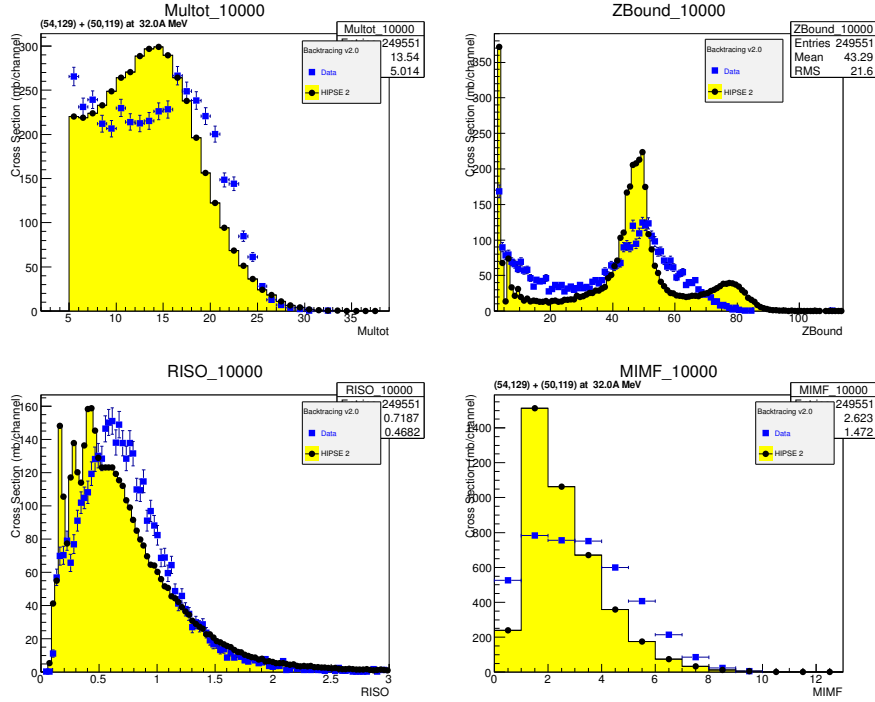


FIGURE 10.2 – Distributions de multiplicité totale  $M_{tot}$ , de charge sous forme de fragments  $Z_{bound}$ , de rapport d'isotropie en énergie  $R_{iso}$  et de multiplicité d'IMF  $M_{IMF}$  pour les données INDRA et pour la simulation HIPSE obtenues à l'issue de la première itération du backtracing. Les données INDRA correspondent aux carrés bleus, la simulation HIPSE aux histogrammes en jaunes avec les ronds noirs.

angulaire polaire compris entre 60 et 120 degrés dans le laboratoire ; cette sélection permet de ne retenir principalement que les produits de réaction provenant de la mi-rapacité (*neck*), d'une source éventuelle de fusion incomplète [MAR97] ou encore du pré-équilibre à l'exclusion des réactions les plus périphériques.

Dans les 2 cas, on peut observer l'accord obtenu, qui reste tout à fait correct bien que le manque de statistique pour les grandes valeurs de charge ( $Z > 25$ ) de la seconde sélection (mi-rapacité) apparaisse ici. Pour conclure, la figure 10.8 montre la corrélation entre la charge et la vitesse de l'ensemble des produits de réaction détectés. On retrouve quasiment la même image à la statistique près : il y a ici en effet 100 fois plus de statistique pour les données expérimentales comparées au modèle *HIPSE*. On observe également un nombre plus important de fragments de charge supérieure à 50 aux vitesses intermédiaires correspondant ici au centre de masse de la réaction pour ce système (quasi) symétrique. Il semble en effet que le modèle *HIPSE* surestime la production de résidus de fusion incomplète, à moins que ce ne soit le filtre *INDRA* qui ne soit pas assez sélectif pour "éliminer" correctement cette contribution ; en fait, il suffit de légèrement changer l'angle minimal de détection dans *INDRA*, à savoir la couronne 1 qui couvre le domaine en angle polaire entre 2 et 3 degrés, et le déclarant à 2.3 degrés par exemple, pour voir disparaître de manière importante cette contribution. Nous pouvons donc imaginer que cette contribution puisse parfaitement exister, mais que le dispositif *INDRA* ne permette pas de la détecter correctement. Cette affirmation nécessite cependant une étude plus poussée avant de pouvoir la valider.

### 10.2.2 Comparaison exclusive avec le modèle *SMM*

Nous testons maintenant le *backtracing* avec le jeu de données de collisions centrales du système  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  à  $32\text{A MeV}$  et le modèle *SMM*. Celui-ci est normalement capable de reproduire ce type de données, c'est d'ailleurs pour cela qu'il a été développé (cf. chapitre 3.1).

La convergence est du même type que précédemment aussi n'est-elle pas montrée ici. Nous nous concentrons uniquement sur les résultats obtenus au bout de l'itération finale, qui est la vingtième dans ce cas de figure. La figure 10.9 présente les distributions en *TKE* (*Total Kinetic Energy*) et en  $Z_{bound}$  à gauche. Il faut noter que ces 2 variables ont été utilisées pour construire les composantes principales servant de distributions test pour le *backtracing* ; il est donc normal d'observer que l'on obtienne un bon accord.

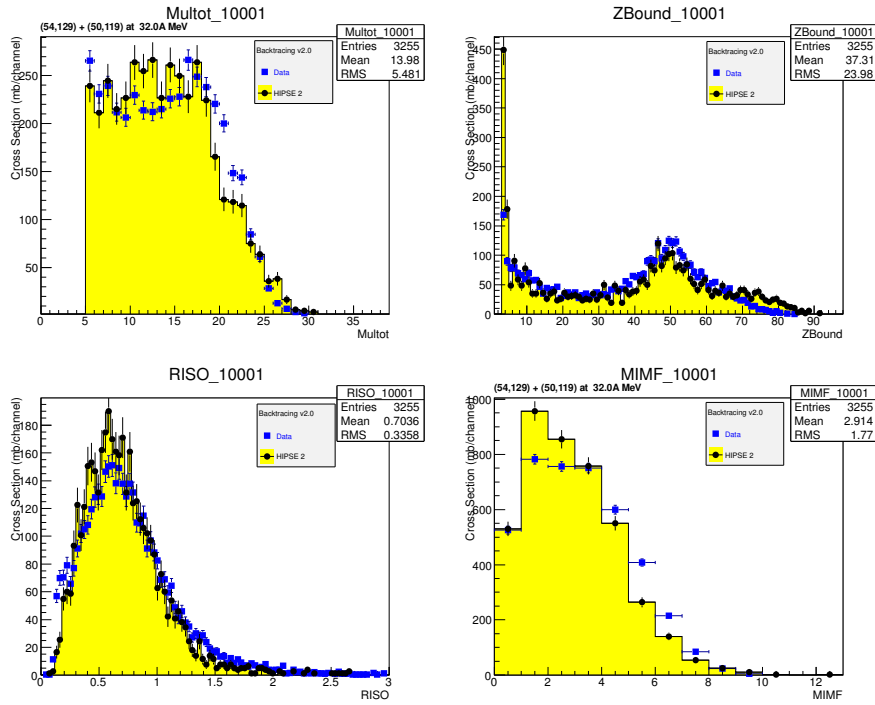


FIGURE 10.3 – Distributions de multiplicité totale  $M_{tot}$ , de charge sous forme de fragments  $Z_{bound}$ , de rapport d’isotropie en énergie  $R_{iso}$  et de multiplicité d’IMF  $M_{IMF}$  pour les données INDRA et pour la simulation HIPSE obtenues à l’issue de la deuxième itération du backtracing. Les données INDRA correspondent aux carrés bleus, la simulation HIPSE aux histogrammes en jaunes avec les ronds noirs.

La même figure 10.9 montre la distribution de charge (à droite). Cette fois, la charge des particules et des fragments n’a pas servi directement comme observable de test (indirectement cependant). On peut noter l’excellent accord trouvé, ici correspondant à une probabilité pour la distribution en  $Z$  de  $P = 0.864$ . Le *backtracing* est aussi capable d’offrir une bonne reproduction des énergies cinétiques moyennes comme on peut le voir sur la figure 10.10.

Il est néanmoins important de noter ici que les valeurs moyennes expérimentales sont parfaitement reproduites, y compris la re-descente observée pour  $Z > 20$  alors que les largeurs des distributions en énergie ne le sont pas [BEL02]; ceci montre que les fluctuations en terme d’énergie cinétique notamment pour les fragments ne sont pas décrites correctement avec *SMM*; ceci est un défaut récurrent de ce genre de modèle, qui est fondamentalement basé sur la statistique classique de *Maxwell-Boltzmann* et qui ne prend pas en compte les effets induits par la statistique quantique de *Fermi-Dirac* [VAN04]. Ceci appelle donc à des développements théoriques plus complets pour décrire le mécanisme de production de fragments. C’est ce qui est envisagé dans les approches de champ moyen *stochastique* (*SMF*), dans lesquelles on essaie de prendre en compte de manière exacte les effets quantiques tels que le mouvement de point zéro (énergie de *Fermi*), le blocage de *Pauli* [COL98, NAP13] ou encore la non-localité de l’interaction.

### 10.3 Caractéristiques des fragments primaires

Le premier avantage du *backtracing* est qu’il permet une comparaison plus rigoureuse et plus exacte entre les données expérimentales et les modèles comme nous venons de le voir. Il présente aussi un second avantage qui se révèle important, voire primordial; il permet d’accéder directement aux caractéristiques des fragments primaires et donc aux informations sur le *freeze-out*, avant désexcitation secondaire, tout en étant assuré d’avoir la meilleure reproduction possible (avec le modèle utilisé bien sûr) des données expérimentales. C’est ici que le *backtracing* prend à mon avis tout son sens; on "traque" à rebours les caractéristiques des fragments primaires à partir de l’accord obtenu sur les caractéristiques des fragments secondaires (à un temps infini). Ce type de procédure est à utiliser systématiquement lorsque l’on souhaite comparer des données expérimentales à un modèle, quel qu’il soit. Nous allons ainsi dans la dernière partie

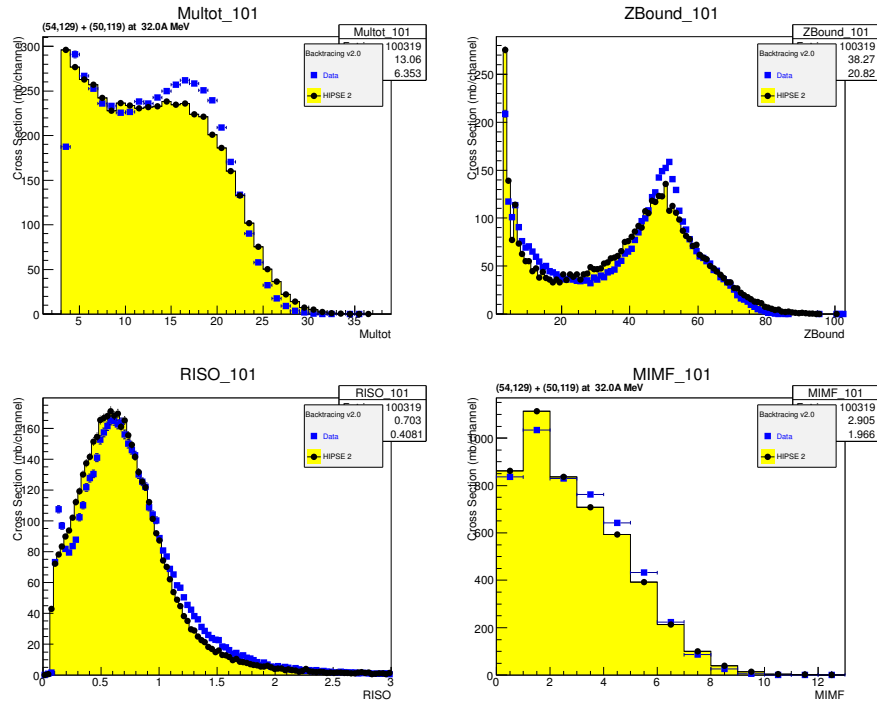


FIGURE 10.4 – Distributions de multiplicité totale  $M_{tot}$ , de charge sous forme de fragments  $Z_{bound}$ , de rapport d'isotropie en énergie  $R_{iso}$  et de multiplicité d'IMF  $M_{IMF}$  pour les données INDRA et pour la simulation HIPSE obtenues à l'issue de la dernière (10<sup>e</sup>) itération du backtracing. Les données INDRA correspondent aux carrés bleus, la simulation HIPSE aux histogrammes en jaunes avec les ronds noirs.

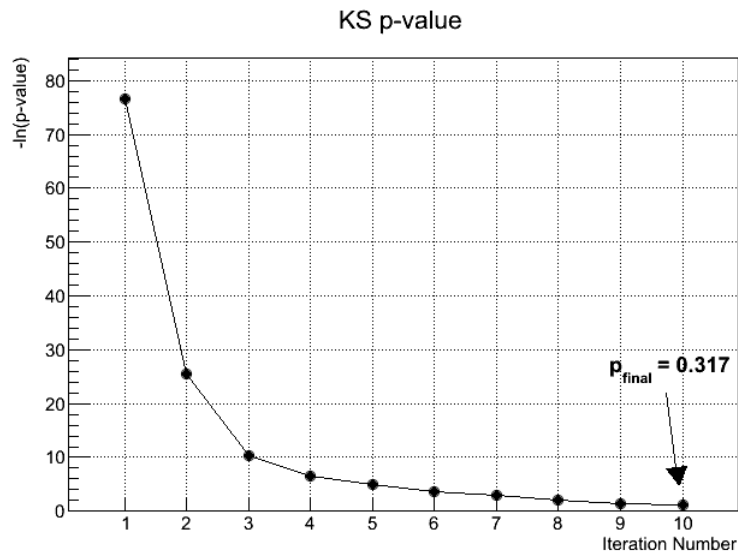


FIGURE 10.5 – Probabilité  $P$  de Kolmogorov-Smirnov (ici il s'agit de  $-\ln(P)$ ) en fonction du nombre d'itérations effectuées pour la convergence. On note qu'une dizaine d'itérations suffisent pour la convergence vers  $P \approx 0.32$ .

de ce chapitre illustrer sur les 2 exemples montrés plus haut les informations que l'on peut récupérer sur les caractéristiques des fragments primaires au moment de leur création au *freeze-out*.



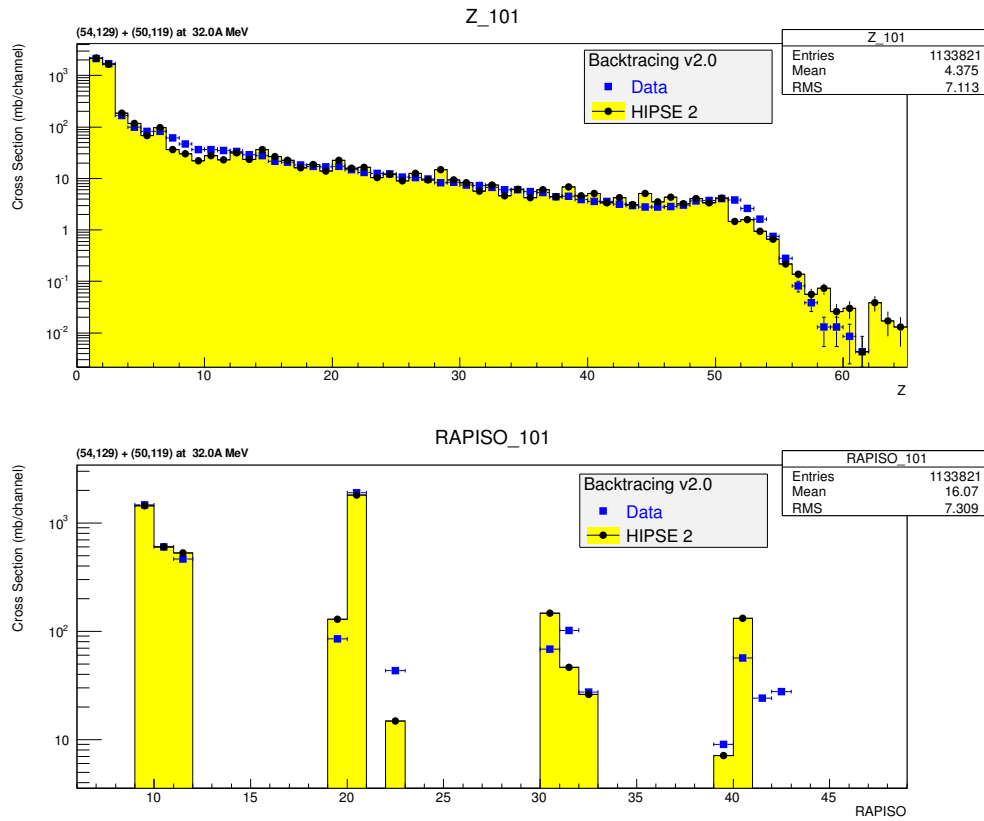


FIGURE 10.6 – *Distribution de charge (haut) et distribution isotopique pour les fragments légers (bas). Les données correspondent aux symboles et le modèle HIPSE à l'histogramme en jaune.*

### 10.3.1 Freeze-out en collisions centrales

On montre ici le résultat obtenu en ce qui concerne les collisions "centrales" du système  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  à  $32A\text{ MeV}$  sélectionnées par les critères de complétude à 80% et  $\theta_{\text{flot}} > 60$  degrés. La figure 10.11 présente les distributions obtenues en ce qui concerne le volume de *freeze-out* et l'énergie radiale dans *SMM* qui permettent de reproduire correctement les données comme nous l'avons vu précédemment.

Le volume de *freeze-out* est ici en moyenne de l'ordre de  $5,4V_0$  soit  $\rho/\rho_0 \approx 1/5$ . Cette valeur est à comparer avec celle prise de manière usuelle dans les comparaisons faites entre ce jeu de données de collisions centrales *INDRA* et le modèle *SMM* qui est de  $3V_0$  [MAR95, LEN99, BEL02]. En ce qui concerne l'énergie radiale, elle est ici de l'ordre de  $E_{\text{rad}}/A = 0.6\text{ MeV}$ , à comparer à la valeur trouvée par des précédentes études de  $1\text{ MeV}$  [LEN99]. Les différences observées entre les deux types d'approche proviennent du fait que, pour le *backtracing*, aucune valeur n'a été imposée *a priori* en ce qui concerne les paramètres; les distributions que l'on observe correspondent alors à la *densité de probabilité* associée à chaque paramètre sous la condition de décrire *simultanément* des distributions de composantes principales considérées comme pertinentes. Il n'est donc aucunement évident que les valeurs trouvées coïncident entre les 2 méthodes. Il est important de noter que les valeurs trouvées dans cette étude sont tout à fait comparables avec celles extraites de [PIA05], dans lequel un ajustement de type *backtracing* a été également conduit.

D'autre part, la largeur des distributions de la figure 10.11 peut également nous renseigner sur un autre point; celui de la *sélectivité* des coupures et des observables associées. En effet, on peut penser que la largeur relativement grande (et asymétrique) trouvée sur la distribution en volume de *freeze-out*, ici de l'ordre de  $\sigma_{V_0} = 2.4$ , renseigne sur le fait que les collisions centrales ne conduisent pas à une seule et unique configuration en ce qui concerne la *freeze-out*. La question que l'on peut se poser est alors de savoir si une autre sélection des données pour les collisions centrales aboutit au même résultat. Si tel est le cas, on pourrait alors considérer que les largeurs des distributions sont liées aux fluctuations *dynamiques* associées à la formation du système nucléaire formé en collisions centrales (ici un noyau chaud formé par fusion incomplète). Celles-ci nous renseignent de manière plus détaillée sur la dynamique de la collision comme par exemple le phénomène de *pré-équilibre* qui concerne l'émission de particules légères, ou encore

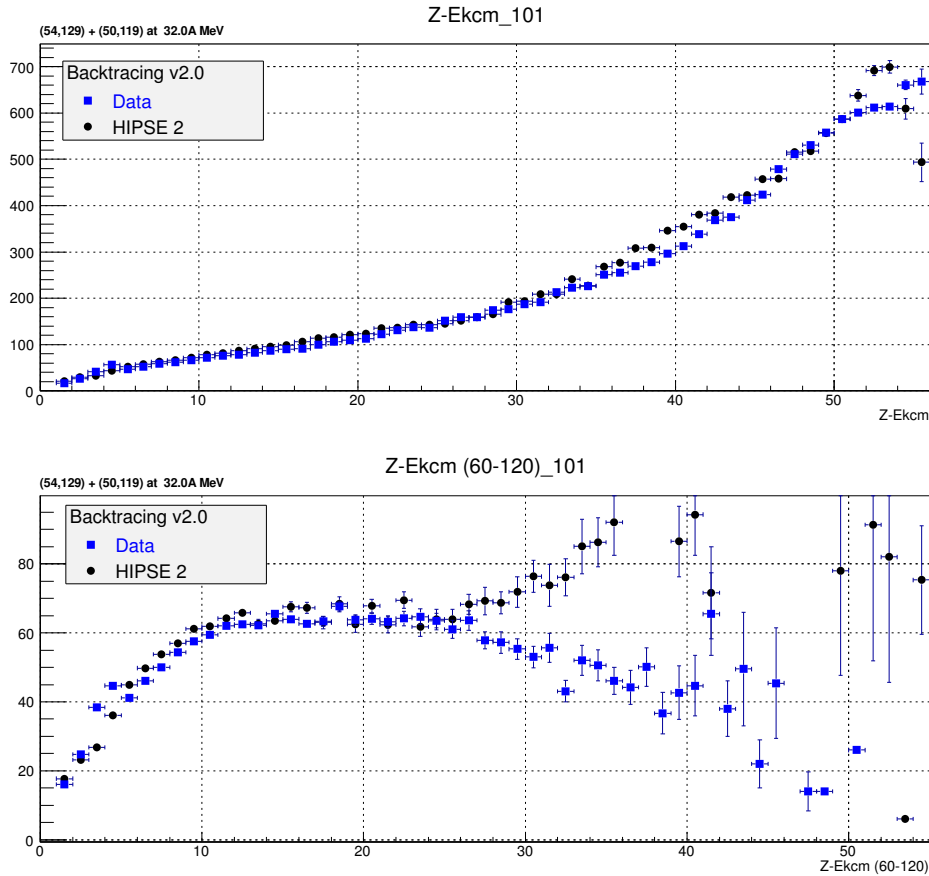


FIGURE 10.7 – Énergie cinétique moyenne en fonction de la charge sur tout l'espace (haut) et sur le domaine angulaire restreint compris entre 60 et 120 degrés (bas).

les fluctuations liées aux caractéristiques du champ moyen comme la *stochasticité* par exemple.

### 10.3.2 Freeze-out avec le modèle HIPSE

De même manière qu'avec le modèle *SMM*, on peut étudier avec le modèle *HIPSE* les valeurs obtenues en ce qui concerne les caractéristiques des fragments primaires comme l'illustre la figure 10.12. Les multiplicités de particules légères chargées sont visibles en haut à droite de la figure. On note que la distribution est de forme *poissonnienne* comme on peut s'y attendre pour un mode de production aléatoire.

L'énergie d'excitation, présentée en bas à droite, est en moyenne de l'ordre de  $3A$  MeV. L'énergie d'excitation présente des valeurs maximales de l'ordre de 8 MeV ; ce maximum est à comparer avec la valeur de l'énergie disponible par nucléon dans le centre de masse qui est également de 8 MeV. On note la coupure induite par le trigger *INDRA* ( $M > 3$ ) pour les valeurs de  $E^*/A < 1.5$  MeV. La valeur moyenne  $E^*/A = 3$  MeV est tout à fait compatible avec les valeurs trouvées à l'aide de la technique de corrélation entre les vitesses relatives entre fragments [MAR98, HUD03] ou encore les travaux liés à la détermination expérimentale des caractéristiques du *freeze-out* [PIA05, TAB06].

En ce qui concerne la distribution de spin, on observe des valeurs atteignant 150 à 200 $\hbar$  ; ceci est également compatible avec les résultats montrés dans le chapitre 6 sur la bimodalité ; il faut cependant noter qu'aucune sélection d'événements n'a été faite ici en dehors d'imposer le trigger *INDRA* avec  $M > 3$ . Il est donc clair que les valeurs élevées de spin trouvées dans la paragraphe sur la bimodalité correspondant à une sélection en énergie transverse sont ici "noyées" dans l'ensemble des valeurs obtenues aux autres paramètres d'impact, ce qui explique la grande variation des valeurs trouvées. Une étude plus fine est nécessaire si l'on veut approfondir ce point.

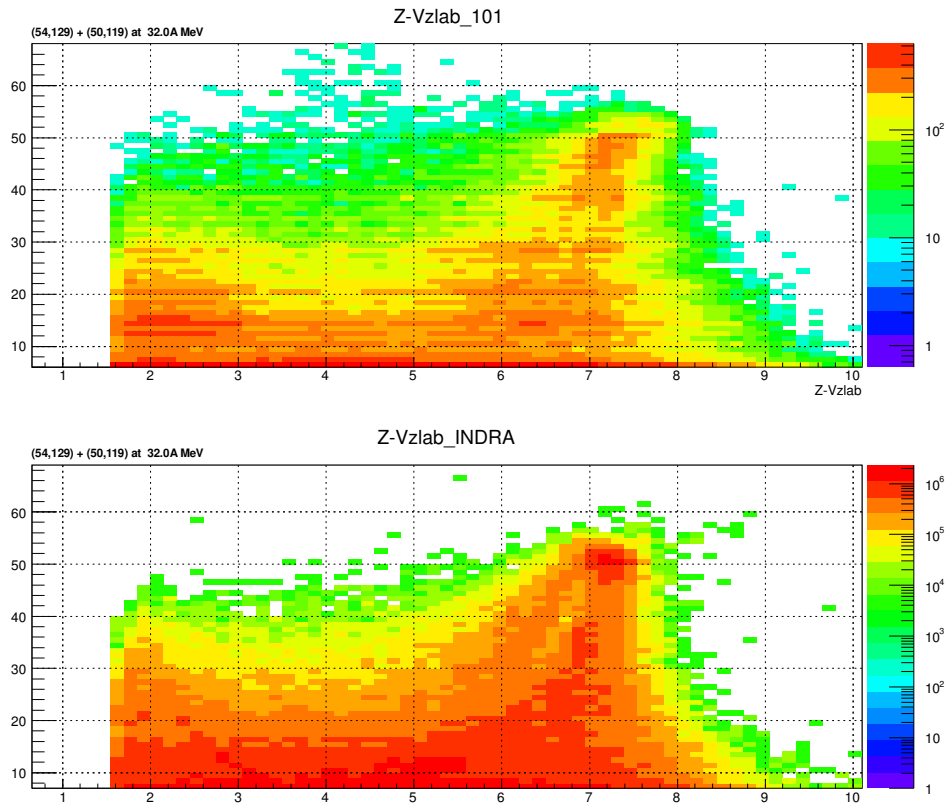


FIGURE 10.8 – Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle pour les données INDRA en bas et le modèle HIPSE en haut.

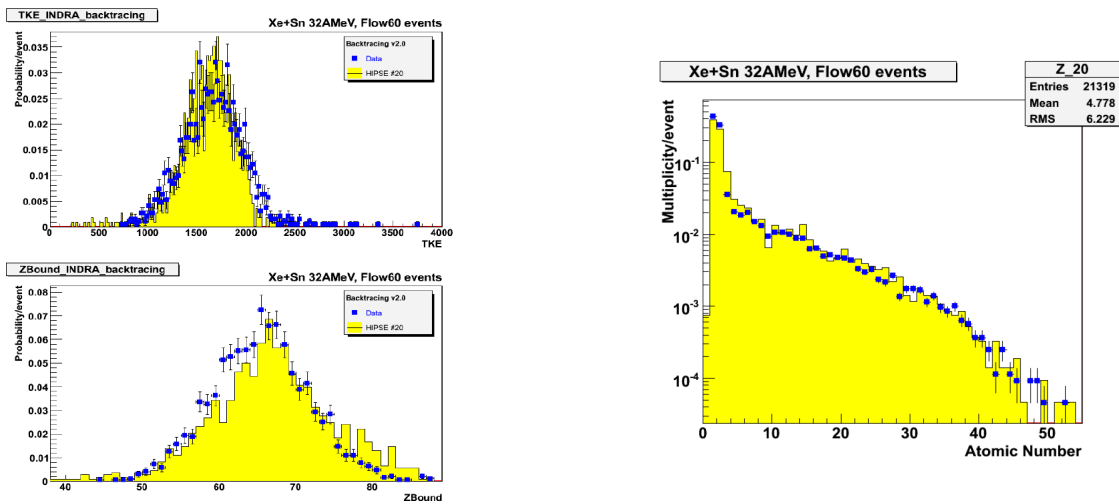


FIGURE 10.9 – Distributions de l'énergie cinétique totale dans le centre de masse des fragments  $TKE$  et de la charge totale sous forme de fragments  $Z_{bound}$  (gauche) à la fin de la procédure de backtracing pour le modèle SMM en jaune et les données INDRA sélectionnées avec les symboles, ainsi que la distribution de charge (droite).

### 10.3.3 Paramètre d'impact

La gamme de paramètre d'impact détectée avec *INDRA* est présentée sur la figure 10.13 en vert pour le système  $Xe + Sn$  à  $32A MeV$ . Il s'agit ici d'événements *HIPSE* correspondant à une sélection en paramètre d'impact comprise entre  $b = 0$  et  $b = 12 fm$  (les collisions les plus périphériques ont été exclues à cause du trigger *INDRA*, ici  $M_{LCP} > 3$ , où  $M_{LCP}$  est la multiplicité de particules chargées). La

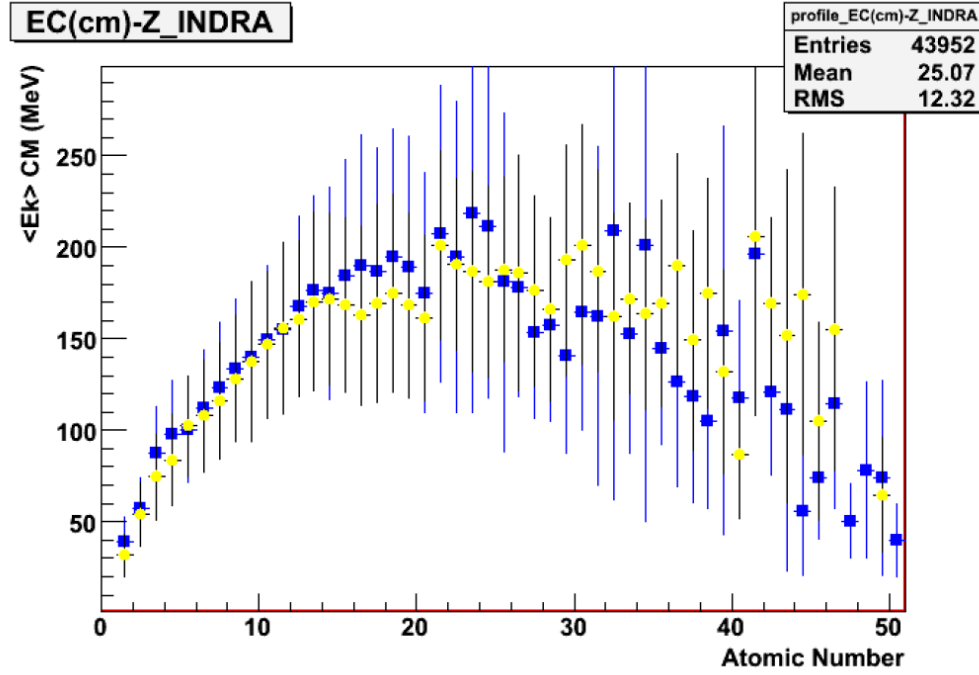


FIGURE 10.10 – Valeurs moyennes de l'énergie cinétique centre de masse en fonction de la charge à la fin de la procédure de backtracing. Les données expérimentales sont en bleu, la simulation SMM en jaune.

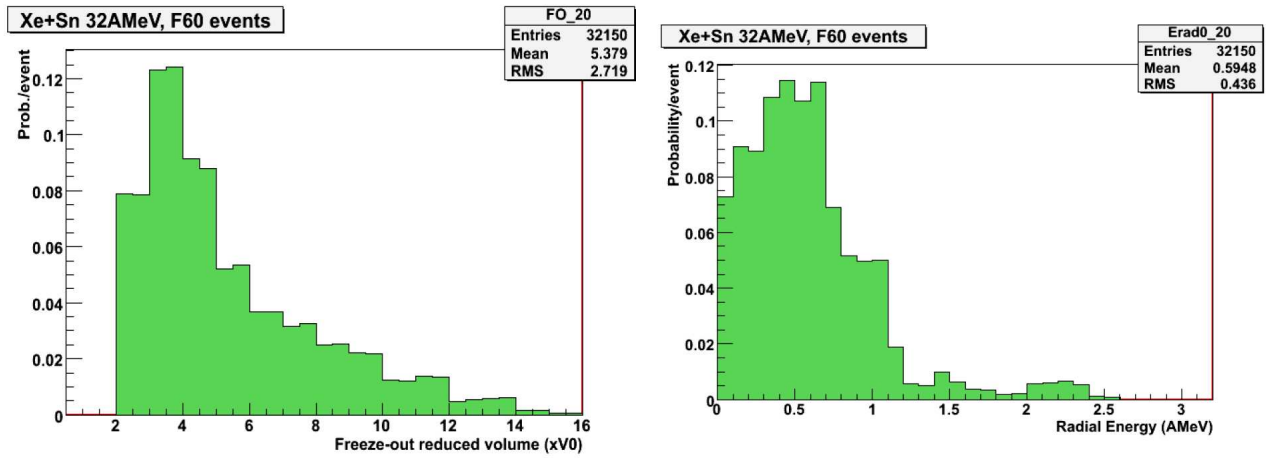


FIGURE 10.11 – Distributions obtenues après le backtracing des collisions "centrales" du système  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  à 32A MeV pour le volume de freeze-out en unités de  $V_0$  (à gauche) et pour l'énergie radiale (à droite).

distribution de paramètre d'impact liée à l'ensemble de la section efficace de réaction nucléaire inélastique pour laquelle on a au moins une particule émise en plus du projectile et de la cible, soit  $M > 2$ , où  $M$  est cette fois la multiplicité totale de particules (hors  $\gamma$ ...) est reportée avec la ligne bleue.

La valeur trouvée pour la section efficace détectée (ici  $\sigma_{det} \approx 3200 \text{ mb}$ ) est comparable à  $\pm 10\%$  à celle déduite des mesures faites avec la cage de Faraday en aval d'INDRA, de l'ordre de  $\sigma_{det} = 3000 \text{ mb}$ , ce qui correspond à environ 75% de la section efficace totale [LEH09]. On peut noter que le dispositif INDRA retient l'essentiel de la section efficace pour les paramètres d'impact compris entre 0 et 7,5 fm, comme le montre la figure 10.13 en bas.

Il est intéressant de regarder dans HIPSE où se situe la sélection des collisions "centrales" (événements complets et  $\theta_{flot} > 60$  degrés) en terme de domaine de paramètre d'impact. La sélection opérée est

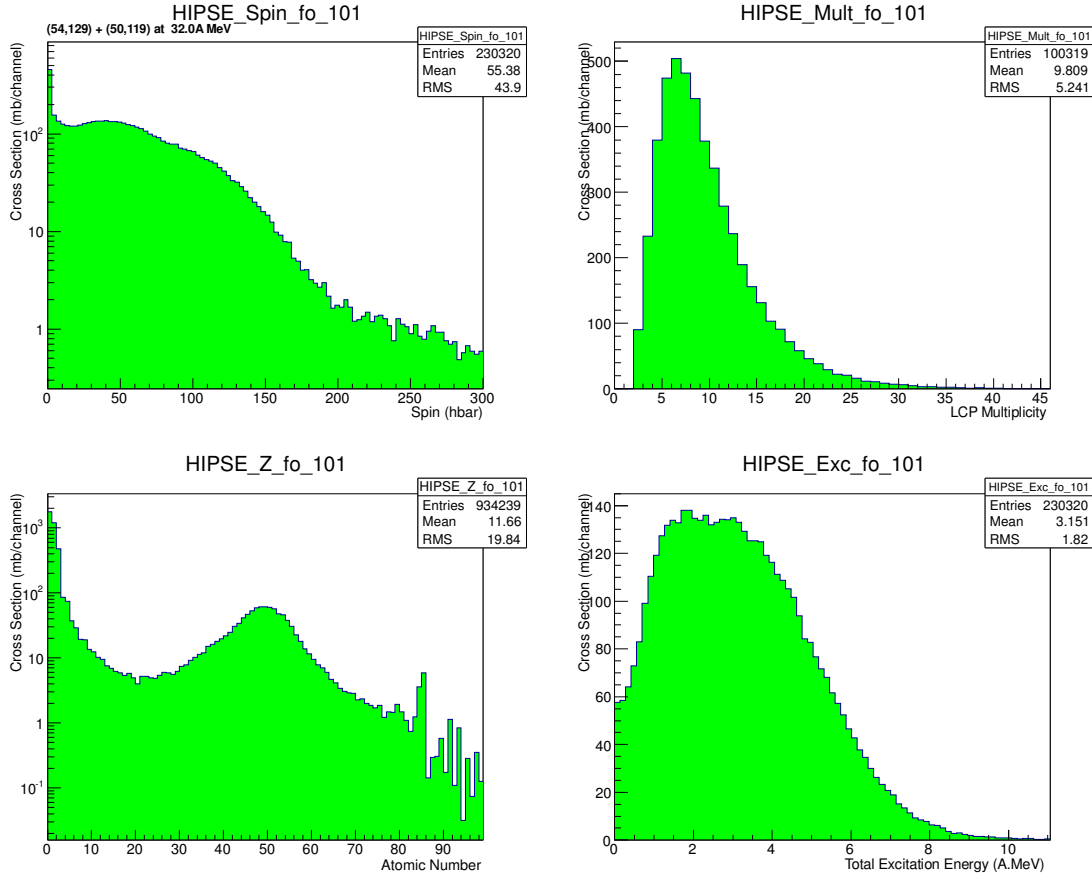


FIGURE 10.12 – *Caractéristiques des fragments primaires dans les collisions inclusives du système  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  à  $32A$  MeV obtenues à l'aide du backtracing avec le modèle HIPSE.*

présentée sur la figure 10.14 en jaune et comparée à l'ensemble de la gamme détectée en paramètre d'impact en vert, les événements complets étant en bleu. On peut constater que la sélection en angle de flot retient en effet les petites valeurs de paramètre d'impact ( $b < 5$  fm), mais possède une largeur en terme de paramètre d'impact relativement importante; la valeur moyenne et l'écart type sont ici de l'ordre de  $\langle b \rangle = 2,5 \pm 2$  fm. D'autre part, on peut voir qu'une fraction seulement des collisions sont sélectionnées, ici de l'ordre de 40% sur la gamme de paramètre d'impact entre 0 et 2 fm. Ceci montre que la sélection expérimentale des collisions centrales est différente d'une sélection "pure" en paramètre d'impact comme on peut le faire dans un modèle. Ce constat doit évidemment être pris en compte lorsque l'on compare des données sélectionnées et un modèle; la meilleure stratégie consiste alors à sélectionner de manière équivalente, avec les mêmes sélections et donc les mêmes biais, les 2 lots d'événements, aussi bien dans les données que dans le modèle. Ceci suppose également d'avoir une modélisation réaliste des caractéristiques du dispositif expérimental (filtre).

### 10.3.4 Espace des phases

Enfin, on peut directement accéder avec le modèle *HIPSE* aux caractéristiques liées à la configuration des particules et fragments au *freeze-out* car il gère l'évolution en fonction du temps; la figure 10.15 présente la corrélation entre la vitesse parallèle à l'axe du faisceau et la vitesse transverse pour l'ensemble des produits de réaction du système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à  $32A$  MeV pour la gamme totale en paramètre d'impact ( $b = 0 - 12$  fm) donnée par la figure 10.13. Dans cette figure ainsi que la suivante, seuls les fragments de charge supérieure à 3 sont représentés.

On reconnaît sur cette figure les différentes zones attendues lors de la production des fragments comme les zones du quasi-projectile et de la quasi-cible à l'avant ( $r_z > 4$  fm) et à l'arrière ( $r_z < -4$  fm), ainsi que la zone intermédiaire de recouvrement autour de  $r_z = 0$ . Cette zone correspond à ce que l'on appelle la zone de *mi-rapidité* lorsque l'on regarde l'espace des phases en vitesse. On notera le fait que le plan de réaction n'ait pas été orienté événement par événement, ce qui explique la symétrie haut/bas observée

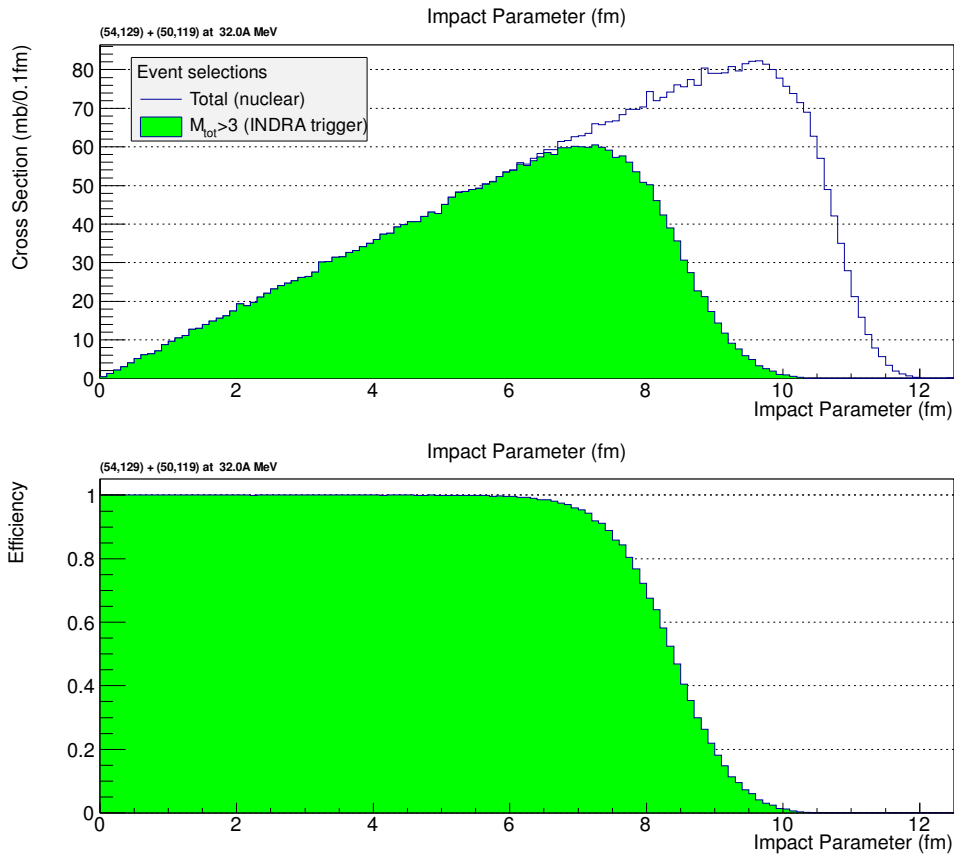


FIGURE 10.13 – Distributions en paramètre d'impact obtenue avec le modèle HIPSE pour le système  $Xe + Sn$  à 32A MeV. La courbe remplie donne la distribution retenue lorsque l'on impose le trigger INDRA  $M > 3$ .

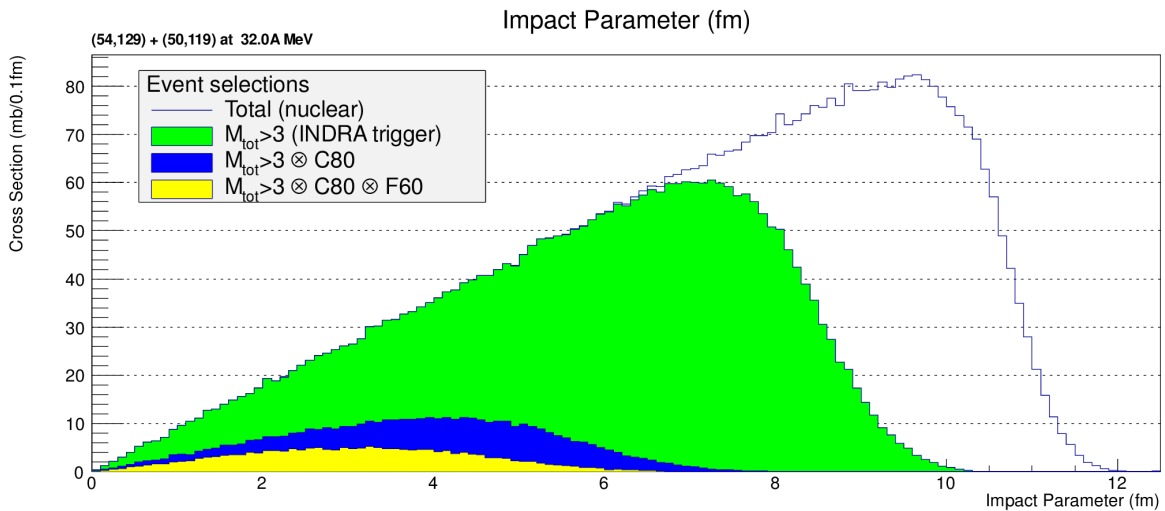


FIGURE 10.14 – Distributions en paramètre d'impact obtenues avec le modèle HIPSE (filtré par INDRA) pour le système  $Xe + Sn$  à 32A MeV. En ligne bleue, la section efficace totale de réaction nucléaire ( $M > 2$ ), en vert la section efficace mesurée avec INDRA pour le trigger  $M_{LCP} > 3$ , en bleu la sélection des événements complets et enfin en jaune les événements "centraux" correspondant à la sélection en angle de flot.

dans les distributions en vitesse perpendiculaire.

Pour finir, on sélectionne suivant le paramètre d'impact les collisions périphériques et centrales. Dans

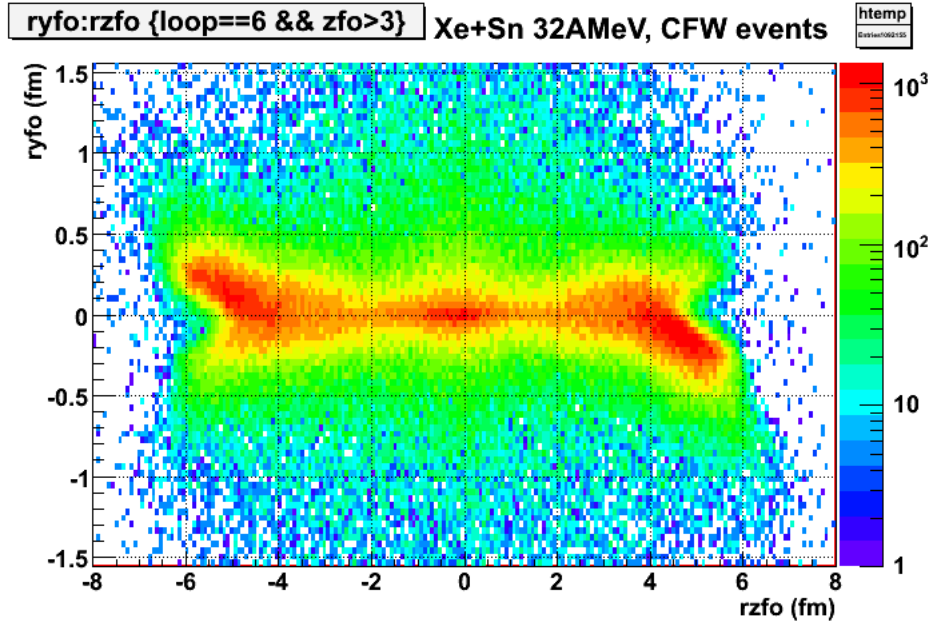


FIGURE 10.15 – Espace des phases en vitesse des produits de réaction ( $Z > 3$ ) au freeze-out pour les collisions  $Xe + Sn$  à 32A MeV correspondant à la gamme en paramètre d'impact comprise entre  $b = 0$  et  $b = 12$  fm de la figure 10.13.

le cas illustré sur la figure 10.16, on a utilisé la sélection en paramètre d'impact  $b > 8$  fm pour les collisions périphériques (à gauche) et  $b < 3$  fm pour les collisions centrales (à droite). On note alors la décomposition des différentes zones mentionnées précédemment. On voit notamment que la zone centrale autour de  $r_z = 0$  est constitué des 2 types d'événements, avec certes des proportions différentes. Les collisions centrales correspondent ici à une localisation des produits de réaction autour de  $r_z = 0$ , avec une composante transverse qui est variable; en effectuant une sélection plus fine (non montrée ici), on observe que les particules légères sont plutôt émises à grande valeur transverse alors que les fragments sont plutôt produits le long de la direction parallèle à l'axe du faisceau, et semblent ainsi garder une certaine mémoire de la voie d'entrée; ceci est à rapprocher des résultats montrés dans le chapitre 9.

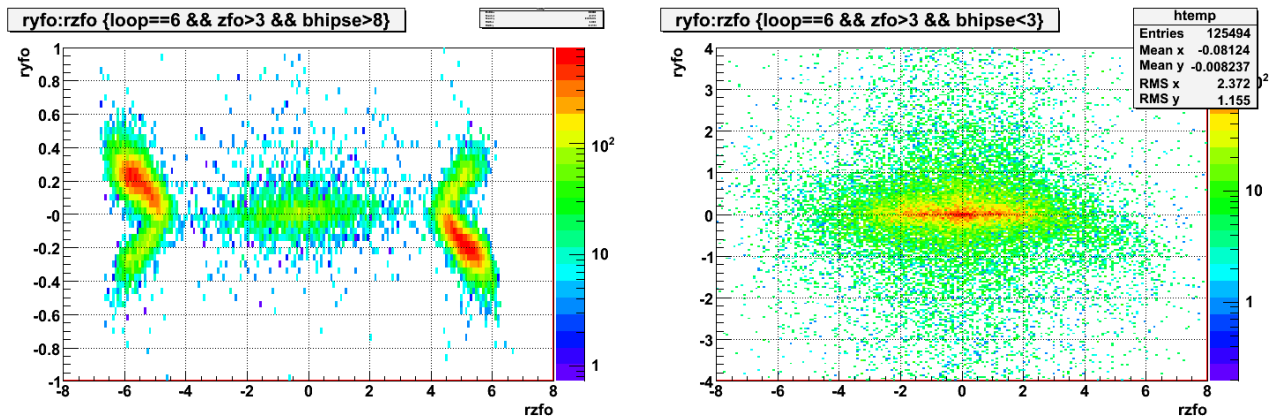


FIGURE 10.16 – Même figure que précédemment mais pour 2 sélections en paramètre d'impact telles que  $b > 8$  fm (collisions périphériques, à gauche) et  $b < 3$  fm (collisions centrales, à droite).

## 10.4 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que le *backtracing* s'avère un outil extrêmement puissant aussi bien que générique pour les comparaisons entre données expérimentales et une grande diversité de modèles. La seule limitation concerne le temps de calcul qui peut s'avérer extrêmement long pour certains mo-

dèles, principalement les modèles dynamiques (*SMF*, *AMD*, *FMD*, ...). Si l'on peut s'affranchir de cet inconvénient, le *backtracing* permet de *tracer à rebours* les caractéristiques des particules et fragments au moment de leur formation lors du *freeze-out*. Cette technique, potentiellement associée à l'utilisation de multidétecteurs  $4\pi$  permettant de collecter des données exclusives, permettra alors d'aborder des aspects non plus seulement qualitatifs mais quantitatifs quant aux phénomènes étudiés. C'est, à mon avis, un progrès indéniable en ce qui concerne les études comparatives menées entre données expérimentales et modèles. On peut donc imaginer que les procédures de *backtracing* puissent se développer fortement dans les années à venir, notamment dans le domaine des réactions nucléaires autour de l'énergie de Fermi. Ceci permettra sans doute d'apporter des informations plus fiables et robustes sur les propriétés dynamiques et thermodynamiques des fragments et particules produits dans les réactions nucléaires. L'utilisation de cette technique n'est ainsi qu'à ses balbutiements et devrait connaître un essor important dans l'avenir.





# 11 Le projet FAZIA

**A savoir** Ce qui suit est une description du projet *FAZIA* ainsi que des contributions que j'ai pu y apporter depuis quelques années. Les résultats présentés ici n'ont pas encore fait l'objet de publications dans des revues à comité de lecture. Cependant, une partie des éléments rapportés ici a fait l'objet d'un cours à l'école Joliot-Curie 2008 :

[LOP08] O. Lopez, *Multidétecteurs dans le domaine des basses énergies*, Cours de l'Ecole Joliot-Curie "Physique nucléaire instrumentale" (2008) 201-232

ainsi que d'un *proceeding* lors de la conférence *IWM 2009* à Catane en Italie :

[LOP09] O. Lopez and M. Pârlog, *Mass identification using Si-CsI(Tl) telescopes*, Proceedings of the *International Workshop on Multifragmentation and Related Topics*, Catania (Italy) (2009) 148-157

La partie liée à une nouvelle méthode d'identification (section 11.3) est un travail que j'ai mené conjointement avec M. Pârlog (LPC Caen) durant les 2 dernières années. Les résultats devraient faire l'objet d'une publication au cours de l'année 2015.

**Contexte** *FAZIA* est un multidétecteur  $4\pi$  destiné à devenir le successeur du multidétecteur *INDRA* pour la détection des particules chargées dans le domaine de l'énergie de Fermi [POG07, BOU14, FAZIA]. C'est une collaboration internationale regroupant en 2014 une dizaine de laboratoires et de l'ordre de 50 physiciens principalement répartis en Europe (France, Italie, Pologne, Roumanie, Espagne). La partie française de la collaboration correspond en fait à la continuité de la collaboration *INDRA*. Le but est de construire un multidétecteur de nouvelle génération qui permettra d'étendre les capacités de détection des particules chargées pour les appareillages en cours d'utilisation à l'heure actuelle; il s'agit ici de construire la relève du multidétecteur *INDRA* afin de poursuivre les études engagées dans le domaine des mécanismes de réaction et de la caractérisation de l'équation d'état nucléaire dans le domaine de l'énergie de Fermi. L'avènement de nouveaux accélérateurs de particules dans les années à venir permettant d'explorer de manière extensive le degré de liberté en isospin (faisceaux radioactifs et faisceaux stables de haute intensité) va en effet autoriser l'étude du diagramme des phases de la matière nucléaire *asymétrique* (rapport  $N/Z$  s'éloignant sensiblement de celui des noyaux stables). C'est en effet un domaine pour lequel nous sommes limités à l'heure actuelle avec les faisceaux stables car les excursions en terme de rapport  $N/Z$  ne dépassent pas 15% dans la plupart des cas (voir tableau 9.1).

## 11.1 Cahier des charges

Le projet *FAZIA* est relativement ambitieux puisqu'il doit permettre de remplir le cahier des charges suivant :

- l'identification en charge mais également en masse des produits de réaction sur un domaine en énergie de 1 à 150  $MeV$  par nucléon sur un domaine angulaire le plus vaste possible (possiblement vers une configuration  $4\pi$ ),
- la résolution en énergie à atteindre doit être suffisamment bonne pour entreprendre les études calorimétriques indispensables aux études dynamiques et thermodynamiques, c'est-à-dire de l'ordre de quelques centaines de  $keV$ , le tout sur une plage d'énergie allant de quelques  $MeV$  à quelques  $GeV$ ,
- la gamme en identification en terme de masse doit permettre quant à elle d'atteindre la résolution isotopique pour les noyaux jusqu'à  $Z = 30$  voire plus si possible,

- la granularité de l'appareillage doit être suffisante pour autoriser l'étude des corrélations entre particules et fragments, soit une résolution angulaire de l'ordre de 1 degré (voire moins grâce à l'utilisation de détecteurs à *strips*),
- l'intégration avec d'autres détecteurs spécifiques (couplage avec *INDRA*, ou encore des cellules de détection neutrons) doit être réalisable,
- l'ensemble doit être suffisamment compact et autonome pour être transporté d'un site d'utilisation à l'autre : *GANIL* à Caen bien sûr, mais aussi au *LNL* à Legnaro, le *LNS* à Catania, etc.

Pour réaliser ceci, il était nécessaire d'effectuer un certain nombre d'études de *R&D* [BOU14], notamment concernant la qualification des détecteurs utilisés [POG07, BAR09a] ainsi que de l'électronique associée. C'est ainsi que 2 axes de développement ont été menés en parallèle depuis le début du projet en 2001.

**Qualification des détecteurs** Très rapidement, il est apparu qu'utiliser des télescopes du type *Si-Si-CsI* se révélerait le meilleur compromis entre excellente résolution/énergie et facilité de mise en œuvre. D'autre part, ce type de télescope a été largement employé précédemment par les membres de la collaboration *FAZIA* et permet donc de disposer d'une bonne connaissance du fonctionnement et des performances de ce type de détecteur. Le triple étage *Si-Si-CsI* proposé pour le projet *FAZIA* permet de maximiser la qualité d'identification par la méthode usuelle  $\Delta E - E$  et surtout d'utiliser les avancées de la détection faite grâce à l'utilisation d'une électronique numérique. D'autre part, un gros travail de *R&D* a été mené durant les années 2001 – 2008 afin d'arriver à optimiser l'identification en charge et masse grâce à l'utilisation de détecteurs Silicium spécialement choisis pour leur qualité d'uniformité au niveau de la résistivité et taillés de manière à éviter les problèmes liés au *channeling* [BAR09a, BAR09b].

**Électronique dédiée** L'une des avancées majeures des dernières années en électronique de traitement du signal est sans conteste la possibilité de disposer de numériseurs de grande qualité (12, 14 voire 16 bits) à haute fréquence (125, 250 MHz, jusqu'à même... 2 GHz) produits à un coût abordable. Il est alors envisageable d'équiper les voies de détection de tels composants et ainsi de pouvoir numériser intégralement le signal issu du préamplificateur, qu'il soit de charge et/ou de courant. De plus, la possibilité de disposer également de composants programmables tels que les *FPGA* permet d'envisager un traitement en temps réel des signaux numérisés. Le projet *FAZIA* s'est ainsi orienté dans cette direction et a développé un prototype de carte intégrée préamplificateur *PACI* (préamplificateur de charge et de courant) + numériseur + *FPGA* (*Front End Electronics*). Ce prototype de cartes *Front End* est en cours de validation à l'heure actuelle et devrait équiper d'ici 2015 le démonstrateur *FAZIA* composé de 192 télescopes (12 blocs).

## 11.2 Analyse en forme du signal

Nous avons effectué une expérience en 2003 au *GANIL*, utilisant le séparateur de fragments et la ligne *LISE3* du *GANIL* en salle *D6*. Grâce à cet appareillage, à partir de plusieurs combinaisons faisceau/cible, nous avons pu soumettre des prototypes de télescopes *FAZIA* (à l'époque il s'agissait de télescopes à 2 étages *Si-CsI*) à un faisceau « cocktail » comprenant un grand nombre de noyaux produits par fragmentation à l'entrée de la ligne *LISE*. Ainsi, utilisant un faisceau de Krypton à 41.84 *MeV* sur une cible de Carbone, nous avons obtenu la matrice d'identification correspondant à la perte d'énergie dans un silicium mince de 80 microns combiné au temps de vol visible sur la figure 11.1. Les contours visibles sur la figure permettent alors de sélectionner sans ambiguïté les noyaux d'intérêt. En utilisant cette sélection, nous pouvons alors regarder les signaux obtenus dans le détecteur Silicium pour les noyaux en arrêt.

### 11.2.1 Identification en charge

La figure 11.2 présente une série de signaux de courant issus d'un détecteur Silicium *NTD* de surface 600  $mm^2$  et d'épaisseur 300 microns pour un noyau incident de Chlore 36 à une énergie fixée ici entre 310 et 320 *MeV* soit environ 8, 754 *MeV*. Le parcours de cet ion dans le silicium est de l'ordre de 100 microns. Le détecteur est placé en configuration dite *inverse*, à savoir que le champ électrique appliqué est tel que l'ion pénètre le détecteur par la zone de champ faible. Cette configuration permet en effet d'obtenir des

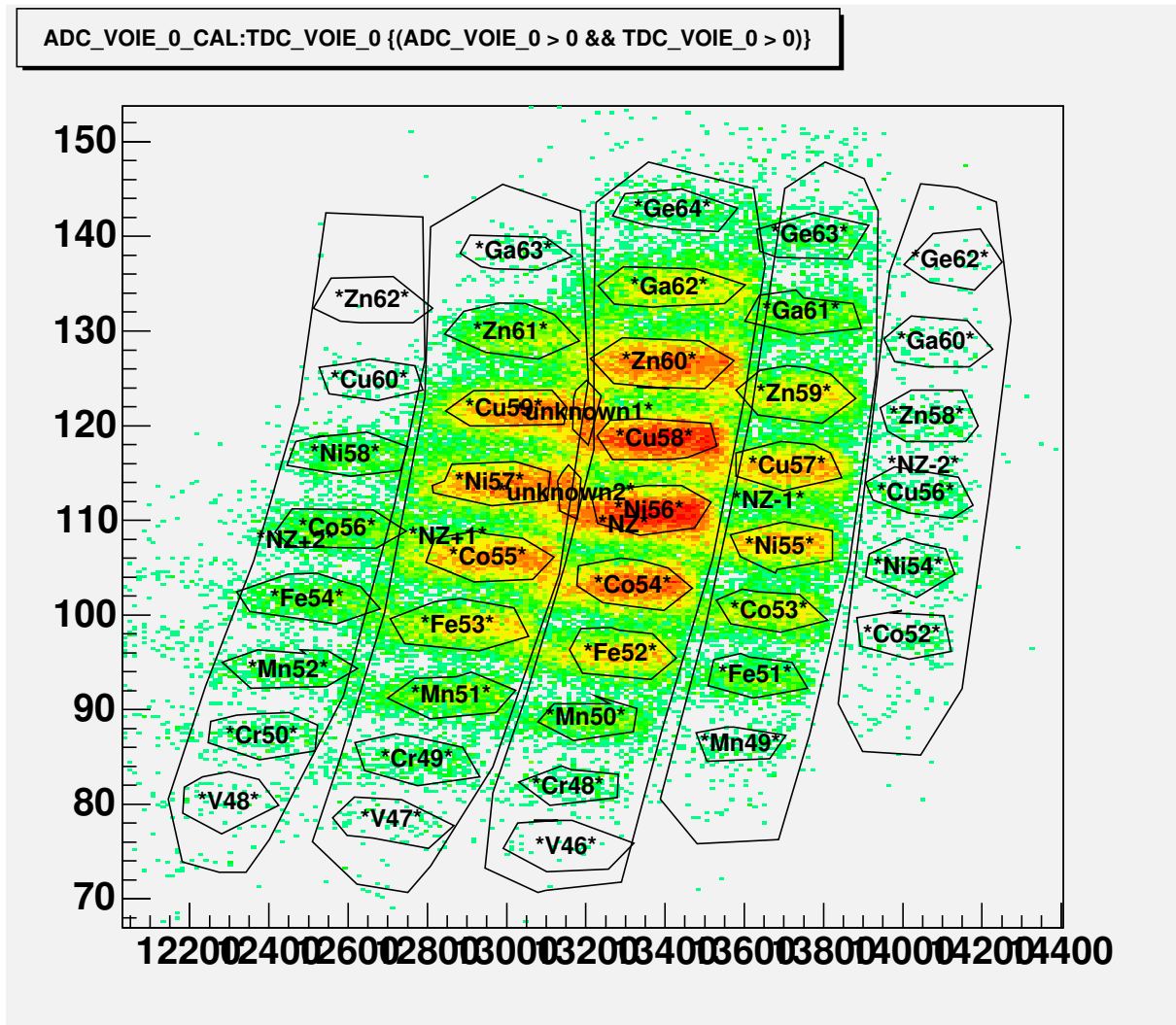


FIGURE 11.1 – Corrélation entre la perte d'énergie dans le Silicium mince et le temps de vol associé dans le plan focal du spectromètre LISE.

signaux avec une plus grande étendue temporelle (temps de collection des porteurs de charge plus long), ce qui permet d'obtenir une meilleure discrimination entre différents ions. Par contre, cette configuration n'est pas optimale pour les mesures de temps de vol, puisque le temps de montée du signal est allongé par rapport à la configuration directe.

Le signal moyen en bleu correspond à une moyenne faite sur une centaine de signaux, signaux visibles individuellement par les courbes en noir. L'échelle en  $X$  correspond au temps ici donné en nanoseconde (ns). On remarque que le temps de montée est assez rapide, de l'ordre ici de 20 à 30 ns, et que la dynamique totale en temps du signal est de l'ordre de 250 à 300 ns. Pour évaluer la discrimination possible entre 2 signaux provenant de noyaux différents, nous présentons sur la figure 11.3 la différence obtenue pour 2 ions avec une charge différente, ici du Phosphore 33 ( $Z = 15$ ) et du Chlore 36 ( $Z = 17$ ) pour un autre détecteur, ici de moindre surface ( $200 \text{ mm}^2$ ) et sans collimation. La superposition a été faite pour la même énergie incidente totale. On observe que les signaux sont différents et indiquent qu'il semble en effet assez facile de discriminer en terme de numéro atomique ( $Z$ ) par discrimination de forme.

Il faut également signaler que la figure 11.3 a été obtenue à l'aide de signaux issus d'un détecteur non collimaté; on peut observer que lorsque l'on compare avec la figure 11.2 dans lesquelles les signaux sont issus d'un détecteur collimaté (trou de 2 mm), il est évident que la collimation joue un rôle non négligeable au niveau de la dispersion des signaux autour du signal moyen. Cet effet est en grande partie dû au phénomène de *channeling*, qui résulte du fait que les particules peuvent être "piégées" dans des axes cristallographiques du Silicium et fournir ainsi un signal pouvant fluctuer suivant l'incidence de ces particules. Ceci a conduit par la suite la collaboration FAZIA à utiliser des détecteurs Silicium coupés à quelques degrés (7 degrés) afin d'éviter les axes cristallographiques majeurs du cristal de Silicium

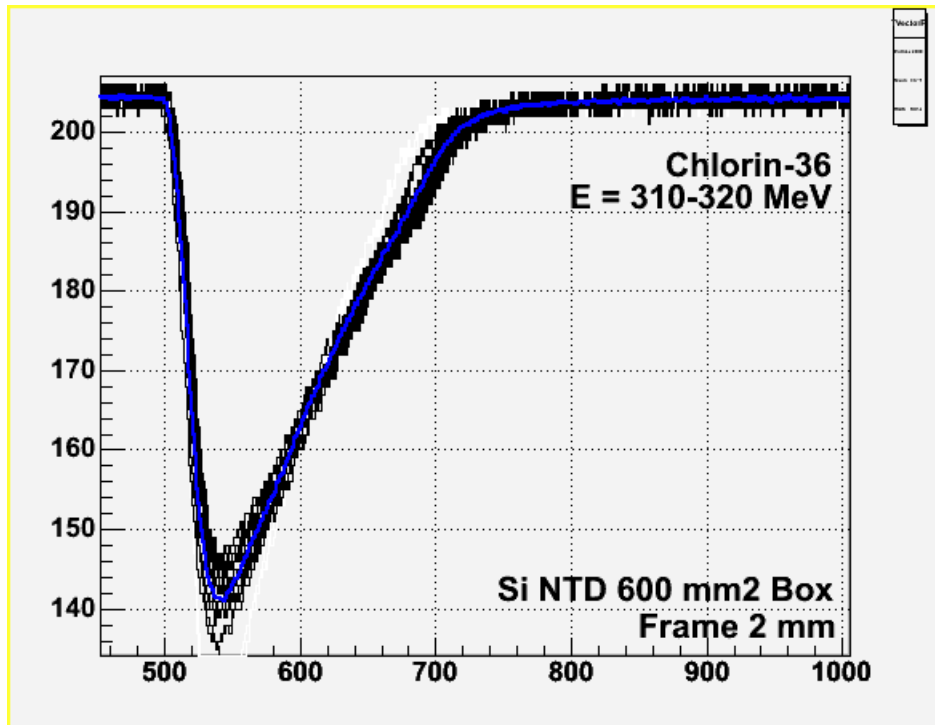


FIGURE 11.2 – Signaux issu d'un noyau de  $^{36}\text{Cl}$  s'arrêtant dans un silicium NTD de type FAZIA. La courbe en bleu représente le signal moyen calculé sur l'ensemble des signaux représentés.

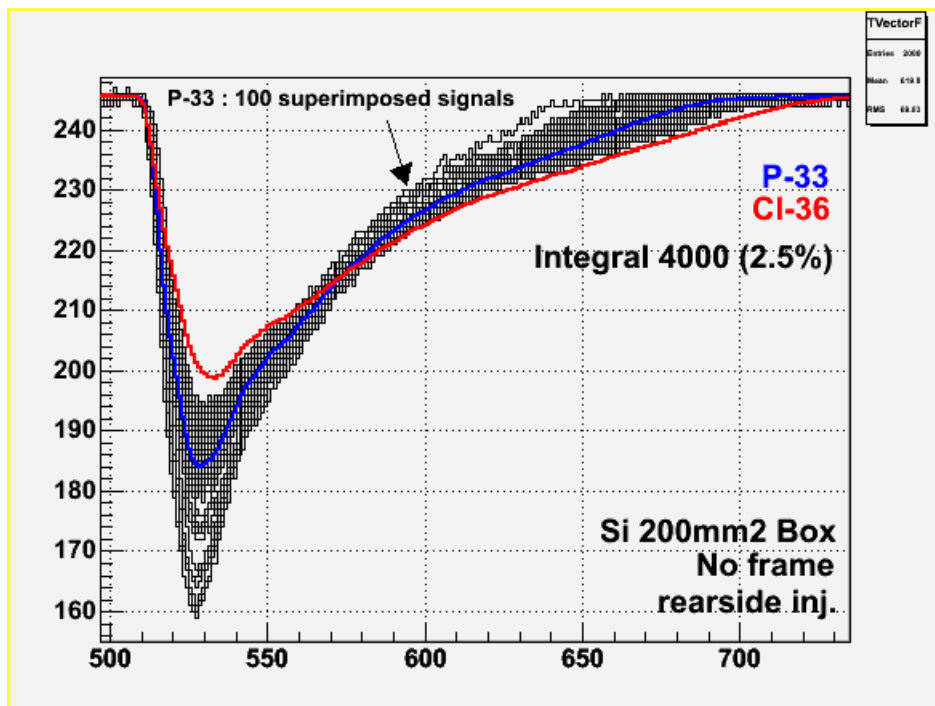


FIGURE 11.3 – Signaux issu d'un noyau de  $^{33}\text{P}$  s'arrêtant dans un silicium NTD de type FAZIA. La courbe en bleu représente le signal moyen calculé sur l'ensemble des signaux correspondant au  $^{36}\text{Cl}$  et celle en rouge au  $^{33}\text{P}$ .

### 11.2.2 Identification isotopique

Afin de poursuivre l'étude, nous avons calculé le moment d'ordre 2 en temps du signal ( $M_2$ ) et étudié la corrélation obtenue avec l'énergie mesurée. Ici, étant donné que l'on regarde le signal de courant  $i = \frac{dq}{dt}$ , l'énergie  $E$  est alors associée à l'intégrale du signal puisque l'intégrale correspond à la charge collectée  $q$ . La figure 11.4 montre la corrélation obtenue entre  $M_2$  et  $E$ . On note l'excellente séparation observée, chaque couleur correspond à un noyau de charge  $Z$  donnée. Ceci indique qu'il est tout à fait possible de discriminer non seulement en charge (numéro atomique  $Z$ ) mais également en masse  $A$ , ceci à l'aide d'un seul détecteur Silicium grâce au traitement du signal. Ce résultat de 2003, qui avait déjà été observé précédemment mais pour des noyaux plus légers (Carbone à Néon) [PAU94], ouvre de grandes perspectives en ce qui concerne le développement de nouveaux appareillages de détection autorisant de mesurer non seulement la charge mais aussi la masse des noyaux détectés; ceci s'avère en effet crucial dans le cadre des études menées auprès d'accélérateurs produisant des faisceaux exotiques, dans lesquelles l'influence de l'isospin est activement recherchée.

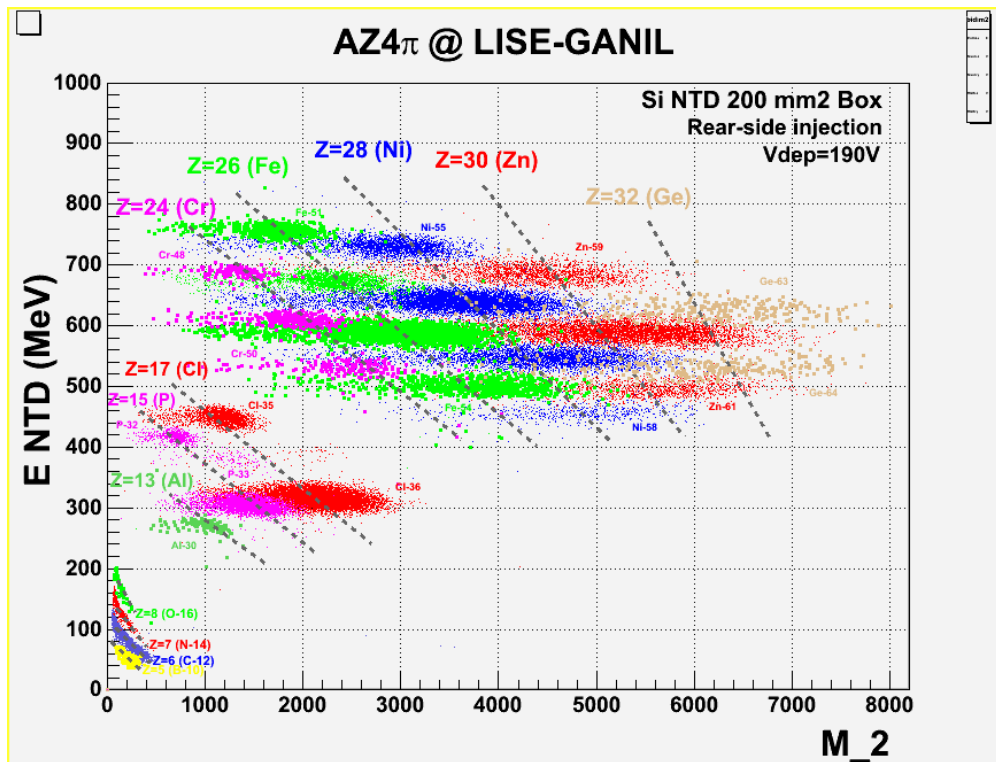


FIGURE 11.4 – Corrélation entre le moment d'ordre 2 du signal de courant  $M_2$  et la charge collectée. Les différentes couleurs correspondent à des noyaux différents sélectionnés grâce au spectromètre LISE.

A partir de ces premiers résultats encourageants, d'autres expériences ont été menées et ont permis d'aboutir à une identification en charge et masse grâce à l'analyse de la forme du signal provenant d'un détecteur Silicium [PAU92, PAU94, MUT09]. Les quantités discriminantes pour l'identification sont ainsi la charge totale  $Q$  (énergie) associée au temps de montée du signal de charge  $t_Q$  ainsi que l'amplitude maximale de courant  $I_{max}$  associée au temps de montée correspondant  $t_I$  [BAR11, LEN13].

### 11.3 Nouvelle méthode d'identification $\Delta E - E$

A coté de ces développements dans le domaine du traitement du signal, j'ai développé avec *M. Pârlog* une nouvelle méthode d'identification en charge et masse basée sur une exploitation améliorée des cartes  $\Delta E - E$ . Cette technique, bien connue et utilisée depuis les années 60 dans le domaine de la physique nucléaire, constitue un des piliers de l'identification des produits chargés en Physique Nucléaire. Elle repose sur l'utilisation de la perte d'énergie  $\Delta E$  et de l'énergie résiduelle  $E_{res}$  laissées par un noyau d'énergie incidente  $E$  lors de son arrêt dans le deuxième étage d'un télescope avec donc  $E = \Delta E + E_{res}$ . La technique d'identification est basée sur les formules donnant la réponse en signal collecté (il peut s'agir

d'une charge pour un détecteur Silicium ou bien d'une quantité de lumière s'il s'agit d'un scintillateur  $CsI$  par exemple). Les formules suivantes ont été établies en prenant explicitement en compte la trajectoire d'un ion incident dans le milieu stoppeur, et sont basées sur le modèle de recombinaison de charge et d'électrons  $\delta$  développé par *M. Pârlog* [PAR01a, LOP09]. Dans ce modèle, on a pu établir que la quantité de lumière  $L$  produit par un noyau de charge  $Z$ , de masse  $A$  et d'énergie  $E_0$  se détermine à l'aide de la formule suivante qui se décompose en 3 termes :

$$L = -a_G \left[ \int_0^{E_\delta} \frac{\chi \ln\left(1 - \frac{a_R S_e(E)}{1 + a_n S_n(E) + a_R S_e(E)}\right)}{a_R S_e(E) (1 + S_n(E)/S_e(E))} dE + \right. \quad (11.1)$$

$$\left. \int_{E_\delta}^{E_0} \frac{\chi \ln\left(1 - \frac{(1 - \mathcal{F}(E)) a_R S_e(E)}{1 + a_n S_n(E) + (1 - \mathcal{F}(E)) a_R S_e(E)}\right)}{a_R S_e(E) (1 + S_n(E)/S_e(E))} dE + \int_{E_\delta}^{E_0} \frac{\mathcal{F}(E) dE}{1 + S_n(E)/S_e(E)} \right] \quad (11.2)$$

où  $a_G$ ,  $a_R$ ,  $a_n$  et  $E_\delta$  représentent respectivement le paramètre de gain, le paramètre de recombinaison des charges (*quenching*), le paramètre lié à la contribution nucléaire du pouvoir d'arrêt et enfin à l'énergie seuil de production des électrons  $\delta$ . Les pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire sont ici notés  $(\frac{dE}{dx})_e = S_e(E)$  et  $(\frac{dE}{dx})_n = S_n(E)$ . La quantité  $\mathcal{F}(E)$  est la fraction d'électrons  $\delta$  produits à une énergie donnée qui, dans un cadre non relativiste, peut s'écrire comme :

$$\mathcal{F}(E) = \frac{S_\delta(E)}{S_e(E)} \approx \frac{1}{2} \frac{\ln(\beta^2/\beta_\delta^2)}{\ln(2m_e c^2 \beta_\delta^2/I) + \ln(\beta^2/\beta_\delta^2)} \quad (11.3)$$

où  $\beta$  est la vitesse de la particule incidente,  $\beta_\delta$  la vitesse de l'électron correspond à l'énergie  $E_\delta$ ,  $I$  le potentiel d'ionisation moyen du matériau stoppeur considéré et  $m_e$  la masse au repos de l'électron. Cette fraction peut varier entre 0 pour  $\beta \ll \beta_\delta$  et 1 pour  $\beta \gg \beta_\delta$ . Le facteur  $\chi$  dépend du type de détecteur considéré; on a ainsi  $\chi = 1 + a_n S_n(E)$  pour un détecteur Silicium et  $\chi = 1$  dans le cas d'un scintillateur  $CsI$ . En effet, dans le premier cas (*Si*), la contribution nucléaire est intégrée à la collection des porteurs de charge du fait du champ électrique appliqué dans la zone de déplétion du détecteur, alors que ce n'est pas le cas dans le cas du scintillateur [PAR10]. Il est important de noter qu'à l'aide de ce même formalisme, il est possible de reproduire également les formes temporelles des signaux de courant pour tout une gamme d'ions allant du Lithium au Chrome [PAR10, HAM11].

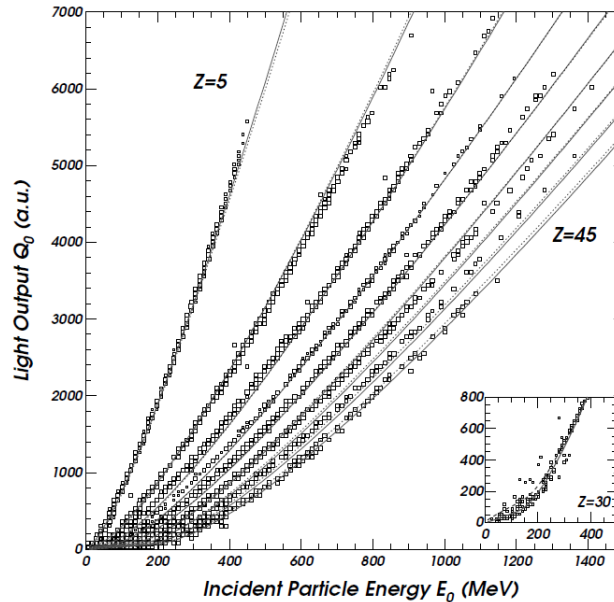


FIGURE 11.5 – Corrélation entre la lumière produite  $L$  et l'énergie  $E$  pour différents noyaux de charge comprise entre  $Z = 5$  et  $Z = 45$ . Les données (points) correspondent aux données INDRA déjà calibrées, les courbes correspondent au meilleur ajustement des paramètres  $a_G$ ,  $a_R$ ,  $a_n$ ,  $E_\delta$  obtenu en utilisant la formule 11.2. Extrait de [PAR01b].

La formule 11.2 n'est pas analytique et oblige à calculer numériquement la quantité de lumière  $L$  par intégration sur l'énergie  $E$  [PAR01b, LOP09]. Ce faisant, on obtient les courbes de calibration de la

quantité de lumière  $L$  en fonction de l'énergie incidente  $E$  pour un certain nombre de noyaux de charge comprise entre  $Z = 5$  et  $Z = 45$  (la masse correspond ici à la paramétrisation développée par *Charity*) montrées sur la figure 11.5. Les points correspondent à des mesures expérimentales faites avec le détecteur *INDRA* et la courbe en trait plein à un ajustement de la formule exacte 11.2 résolue analytiquement. On peut noter un excellent accord obtenu avec les données expérimentales, notamment en ce qui concerne les noyaux les plus lourds ( $Z = 45$ ), ce qui montre que le *quenching* et la production d'électrons  $\delta$ , importants pour les noyaux lourds, sont correctement traités. L'accord est ici réalisé au niveau de 2 – 3% [PAR01b]. On note également que la courbure (non-linéarité) à basse énergie pour les noyaux lourds (ici  $Z = 30$ ) est particulièrement bien reproduite (insert de la figure 11.5). L'avantage de cette approche est qu'elle prend en compte explicitement la dépendance en charge et masse de l'ion incident. Elle présente également un autre avantage, celui de pouvoir décrire dans un même cadre la réponse en lumière dans les scintillateurs ainsi que la charge collectée dans un détecteur Silicium [TAB99, HAM11]; bien que les mécanismes mis en jeu soient différents dans les 2 cas en ce qui concerne la collection des porteurs de charge, le formalisme développé par *M. Pârlog* permet de les décrire de manière équivalente. Nous allons montrer dans la suite que l'utilisation de l'équation 11.2 permet en effet de calculer précisément les énergies aussi bien dans les matrices  $Si - CsI$  que  $Si - Si$ .

### 11.3.1 Identification pour les matrices $\Delta E - E$

En utilisant la formule 11.2 ci-dessus, nous avons alors à contraindre (ajuster) 4 paramètres correspondant aux quantités  $a_G, a_R, a_n$  et  $E_\delta$ . Ceci se fait en ajustant directement la formule de manière à reproduire les courbes théoriques  $\Delta E - E$  correspondant aux matrices d'identification. Pour cela, nous avons besoin de tables de pertes d'énergie permettant de calculer les pertes d'énergie linéiques  $S_x = (\frac{dE}{dx})_x$  où l'indice  $x$  représente soit la contribution purement électronique ( $e$ ) ou nucléaire ( $n$ ).

#### Pouvoirs d'arrêt et tables de pertes d'énergie

Les tables de pertes d'énergie employées sont basées sur le programme *VEDALOSS* [DEF95]. Celui-ci correspond à un fit polynomial réalisé sur les parcours mesurés de noyaux incidents dans différents matériaux. Ces ajustements sont faits sur les données expérimentales collectées par *Hubert, Bimbot* et *Gauwin* (noté *HBG* par la suite) pour  $E/A > 2,5 MeV$  [HUB90] et sur les résultats de *Ziegler* à plus basse énergie ( $E/A < 2,5 MeV$ ) [ZIE77]. Pour séparer les 2 contributions comme la formule 11.2 l'exige, il est nécessaire d'utiliser la paramétrisation développée par *Linhart, Scharff* et *Schiøtt* (notée *LSS* par la suite) [LIN63] afin de déduire des données expérimentales la seule contribution nucléaire. La figure 11.6 montre les résultats obtenus pour les pouvoirs d'arrêt totaux (électronique+nucléaire, *HBG/Ziegler*) d'un noyau de Carbone 12 dans un milieu stoppeur composé de silicium, ainsi que les contributions électronique et nucléaire déterminées par soustraction de la contribution nucléaire calculée avec la formulation *LSS*.

Les données expérimentales compilées par *HBG* et *Ziegler* sont données par la courbe en noir, le fit *VEDALOSS* en vert et les contributions électronique en rouge et nucléaire en bleu. On observe que les valeurs *VEDALOSS* sont très proches (à moins de 1%) des données expérimentales *HBG/Ziegler*. Ceci permet de valider les résultats fournis par le programme *VEDALOSS*. On observe également que la contribution nucléaire en bleu ne devient importante qu'à très basse énergie, de l'ordre ici de  $0,5A MeV$ . Pour des énergies incidentes supérieures à  $2A$  ou  $3A MeV$ , on peut raisonnablement la négliger. Le maximum d'ionisation est ici trouvé à  $0,4A MeV$  et dépend bien sûr du noyau considéré car il est en grande partie lié à la charge effective du noyau incident pour l'énergie  $E$ . La variation de la charge effective  $Z_{eff} = \gamma Z$  est en effet telle qu'elle devient pratiquement égale à  $Z$  pour  $E/A > 10 MeV$  (sauf pour les  $Z$  élevés), alors qu'elle décroît fortement pour des énergies plus basses [ZIE77].

### 11.3.2 Calibration des signaux $\Delta E$ et $E$

L'intégration numérique de la formule 11.2 permet de contraindre les paramètres  $a_G, a_R, a_n$  et  $E_\delta$  par comparaison avec des points expérimentaux clairement définis; ici, pour le détecteur en  $\Delta E$  (transmission), nous utilisons les points correspondant au rebroussement dans le premier étage (et donc entrée dans le second détecteur  $E$ ). Ces points sont déterminés pour une série de noyaux pour lesquels l'identification isotopique est possible, ce qui pratiquement correspond à des noyaux de charge comprise entre 1 et 16 environ pour le cas  $Si - Si$ , 1 et 12 pour le cas  $Si - CsI$ .

La figure 11.7 montre la calibration du signal  $\Delta E$  (Silicium) obtenu dans le cas d'une matrice  $Si - CsI$ . On peut noter la valeur du seuil de production des électrons  $\delta$  de  $E_\delta/A = 0,75 MeV$  et les valeurs faibles



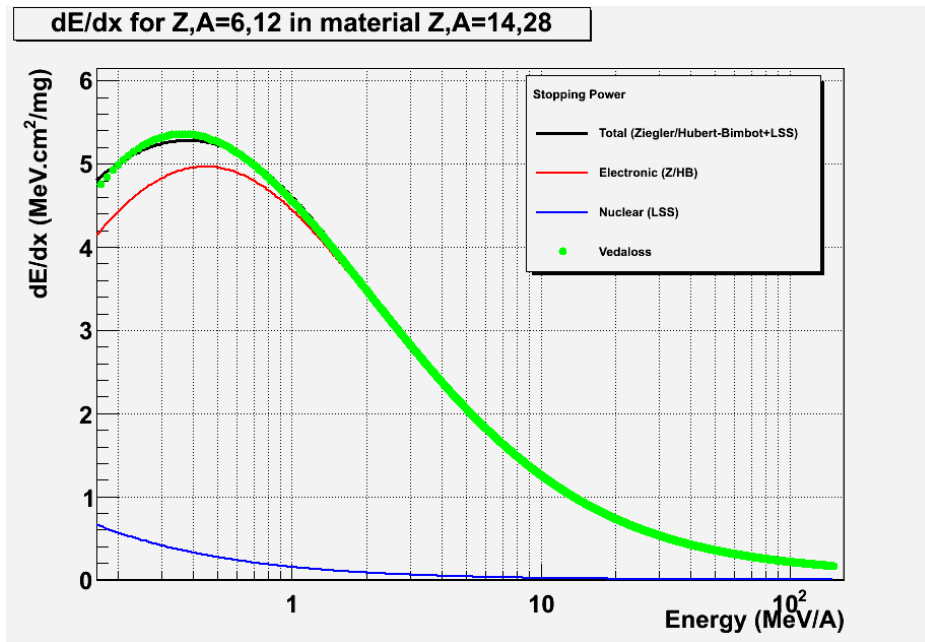


FIGURE 11.6 – Pouvoirs d’arrêt linéiques en fonction de l’énergie incidente pour un noyau de Carbone 12 s’arrêtant dans un matériau de silicium. Les différentes contributions sont explicitées dans la légende et le texte.

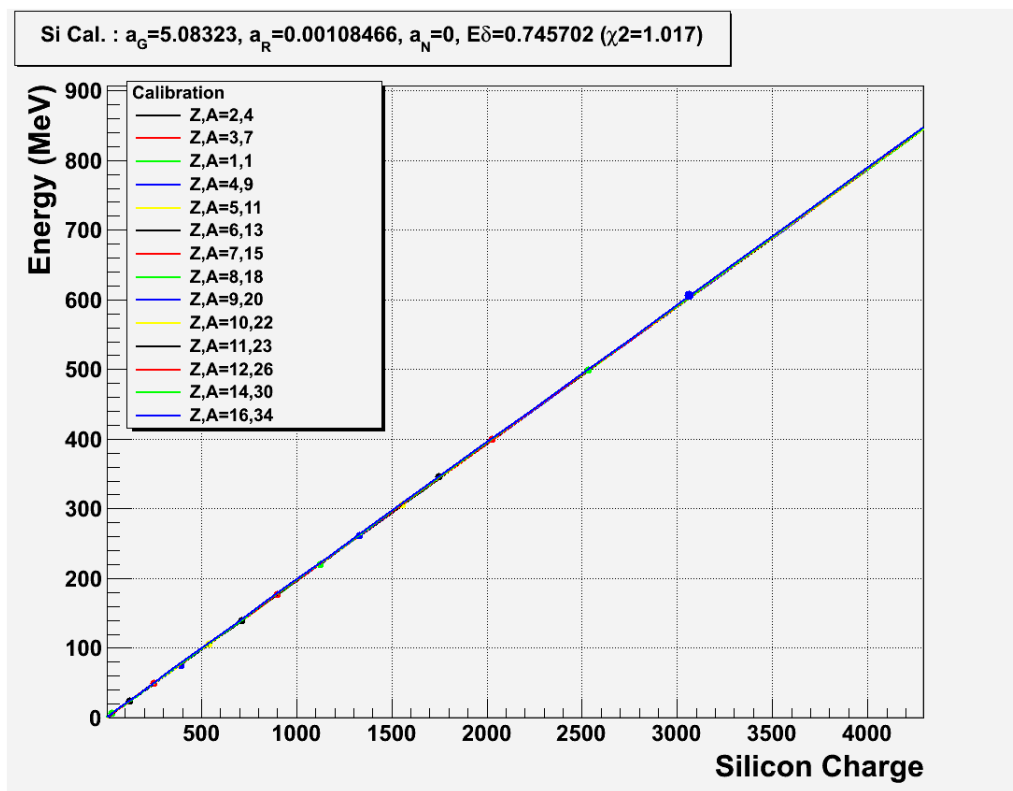


FIGURE 11.7 – Courbe de calibration  $E = f(S)$  obtenue à partir de l’ajustement de la formule 11.2 pour le premier étage de détection (Silicium en transmission).

(voire nulle) de  $a_R$  et  $a_n$ . Ces 2 paramètres sont liés à la recombinaison des porteurs de charges (électron-trou) ainsi qu’au terme nucléaire du pouvoir d’arrêt. Il n’est pas surprenant de les trouver faibles car il faut rappeler qu’il s’agit ici d’un détecteur complètement traversé par les noyaux d’intérêt (transmission) ; on peut en effet s’attendre à ce que ces 2 phénomènes conduisant à la création du défaut d’ionisation

(Pulse Height Defect) [TAB99] soient surtout importants à basse énergie (proche ou inférieur au maximum d'ionisation).

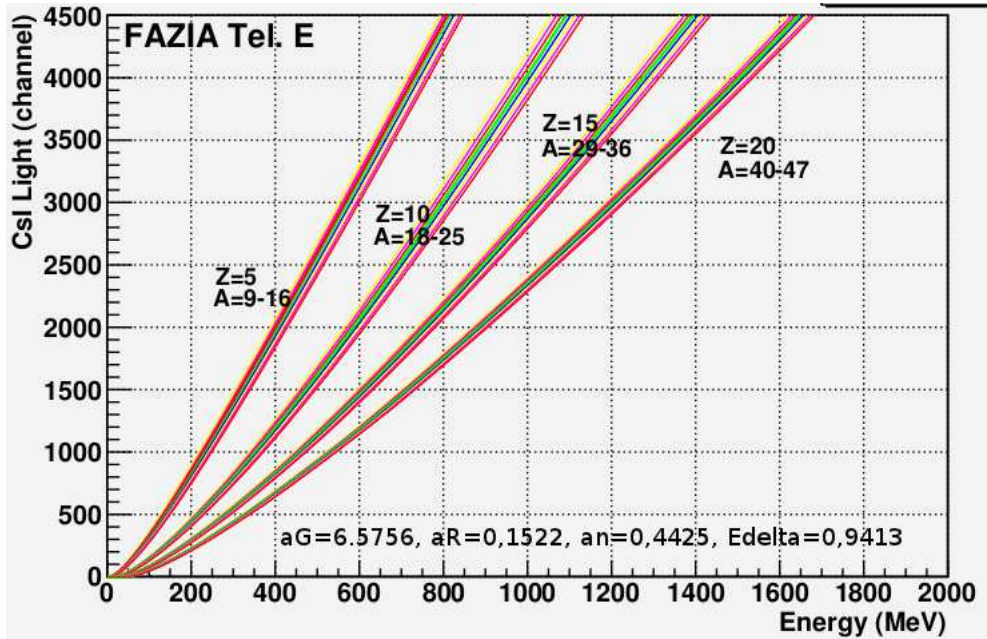


FIGURE 11.8 – Courbe de calibration  $L = f(E)$  obtenue à partir de l'ajustement de la formule 11.2 pour le second étage de détection (CsI en arrêt).

La même procédure est utilisée pour le détecteur  $E$  en utilisant cette fois les points de rebroussements dans le second membre du télescope s'ils existent. Le résultat obtenu est illustré dans la figure 11.8. Les différentes courbes correspondent à des noyaux de  $Z$  et  $A$  différents compris entre  $Z = 5$  et  $Z = 20$ . On remarque le caractère non-linéaire de la réponse en lumière du CsI [BIR60], illustré ici par les valeurs non nulles de  $a_R$  et  $a_n$  [PAR01b, LOP09]. On peut également noter l'énergie de seuil de production des électrons  $\delta$  ( $E_\delta$ ) ici légèrement inférieure à 1 MeV par nucléon.

### Construction des grilles d'identification $\Delta E - E$

La calibration étant effectuée, on peut alors calculer à partir des signaux  $S_i$  et  $S_i/CsI$  les énergies correspondantes  $E_{res}$  et  $\Delta E$  pour un noyau de  $Z$ ,  $A$  et  $E$  données. Ceci est montré sur la figure 11.9 qui superpose la grille «théorique» ainsi obtenue et les données expérimentales. Pour obtenir ceci, nous avons en fait inversé la réponse en énergie donnée par les tables VEDALOSS en les convertissant en signal; pour cela, il suffit d'inverser les fonctionnelles de réponse de la lumière CsI ou du signal Silicium en fonction de l'énergie. Ceci permet ainsi une comparaison directe avec les données expérimentales. A noter que pour contraindre de manière plus complète les ajustements, nous avons sélectionné une série de points expérimentaux pour lesquels l'ajustement simultané des 2 séries de 4 paramètres (pour les 2 signaux) est demandé. Le point de départ correspond aux valeurs initiales obtenues par la calibration unidimensionnelle mentionnée ci-dessus, le point d'arrivée permettant alors de mieux reproduire la corrélation expérimentale  $\Delta E - E$ .

La grille est ici représentée par les courbes en rouge et magenta sur la figure 11.9. Les points indiqués par les symboles noirs sont les points retenus pour l'ajustement final des 8 paramètres correspondant aux 2 signaux (ici  $S_i - CsI$ ). On observe l'excellente qualité de l'accord, qui permet de discriminer les différentes lignes de charge et de masse. La dernière étape consiste alors à linéariser la grille théorique de manière à calculer la distance entre les points expérimentaux et la grille théorique linéarisée. Nous obtenons ainsi les distributions de PID (Particle Identification) montrées sur les figures suivantes pour les 2 groupes de matrices traitées ici, à savoir  $S_i - S_i$  et  $S_i - CsI$ . Le PID est ici déterminé en prenant la distance normalisée entre 2 lignes isotopiques données (distance la plus courte), ce qui permet d'en déduire la masse correspondante  $A_{reel}$  qui est alors sous forme décimale.

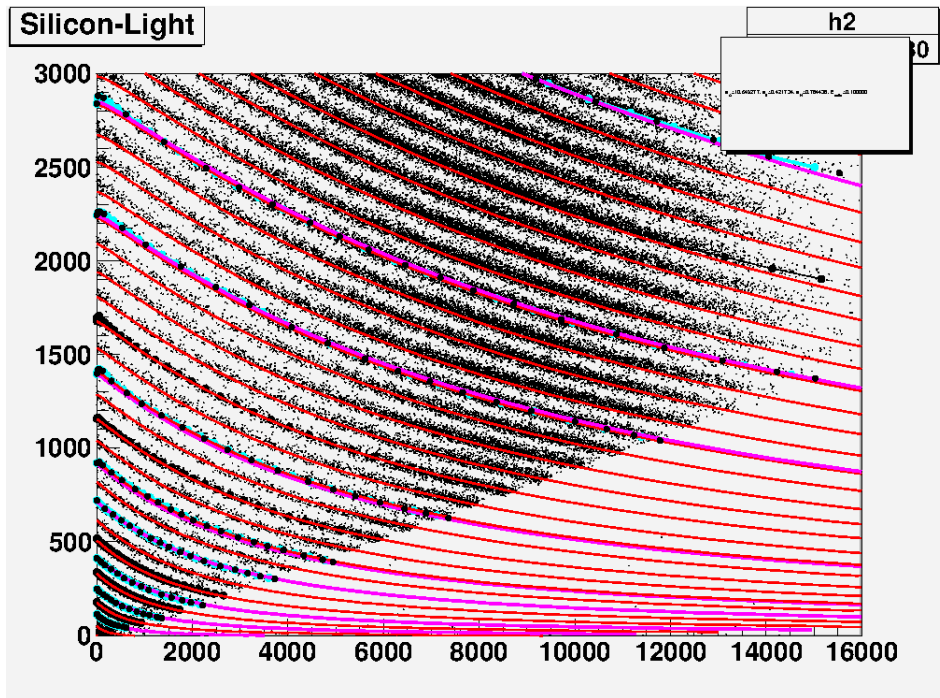


FIGURE 11.9 – Matrice  $\Delta E - E$  d'un télescope FAZIA Si – CsI. Les données correspondent aux points, les courbes à l'ajustement obtenu par l'utilisation de l'équation 11.2 sur les deux axes. Les courbes en magenta sont les lignes ayant servies à l'ajustement bidimensionnel.

### 11.3.3 Matrice Silicium – CsI (Si – CsI)

Due à l'excellente résolution en énergie des siliciums *NTD* (ici en  $\Delta E$ ), nous obtenons une identification en charge et masse de  $Z = 1$  à  $Z = 12$  comme le montrent les figures suivantes 11.10 et 11.11. On peut noter le bon rapport pic/vallée qui autorise une discrimination raisonnable en masse des noyaux jusqu'à ici environ  $Z = 12$ .

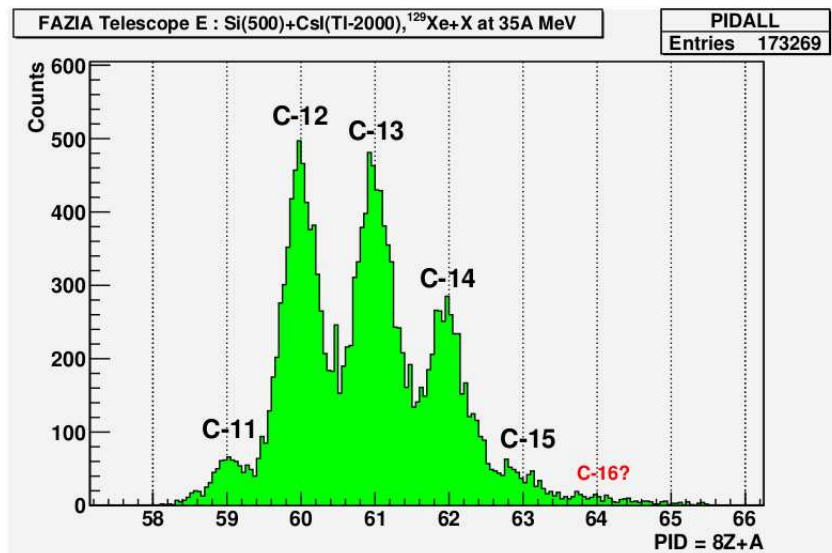


FIGURE 11.10 – Distribution de  $PID = 8Z + A_{reel}$  obtenue par linéarisation dans le cas d'une matrice Si – CsI pour l'élément Carbone ( $Z = 6$ ).

En ce qui concerne les noyaux plus lourds, on peut voir sur les figures suivantes que l'on peut aller jusqu'à  $Z = 20 - 25$  en acceptant alors une discrimination moins complète car les contributions entre isotopes commencent à se mélanger ; à titre indicatif, on obtient un facteur de mélange de l'ordre de 30%

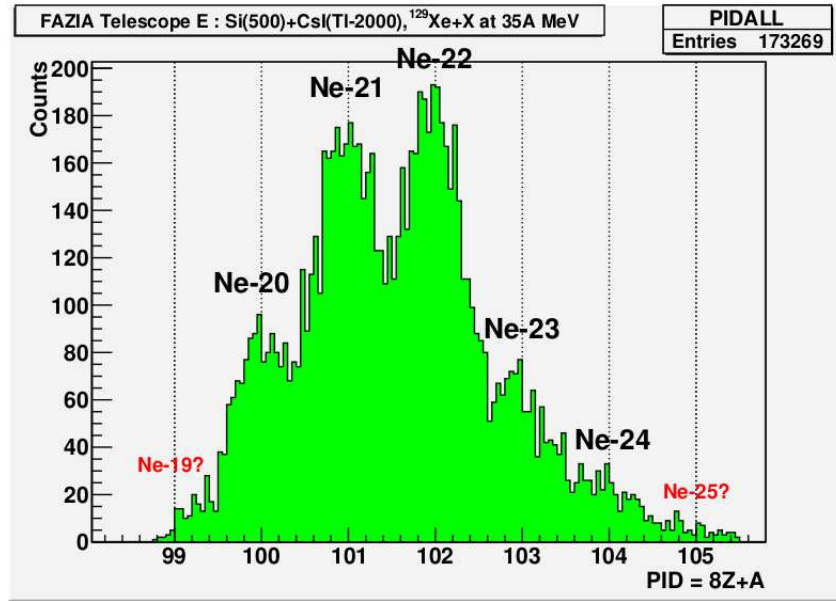


FIGURE 11.11 – Distribution de  $PID = 8Z + A_{reel}$  obtenue par linéarisation dans le cas d'une matrice  $Si - CsI$  pour l'élément Néon ( $Z = 10$ ).

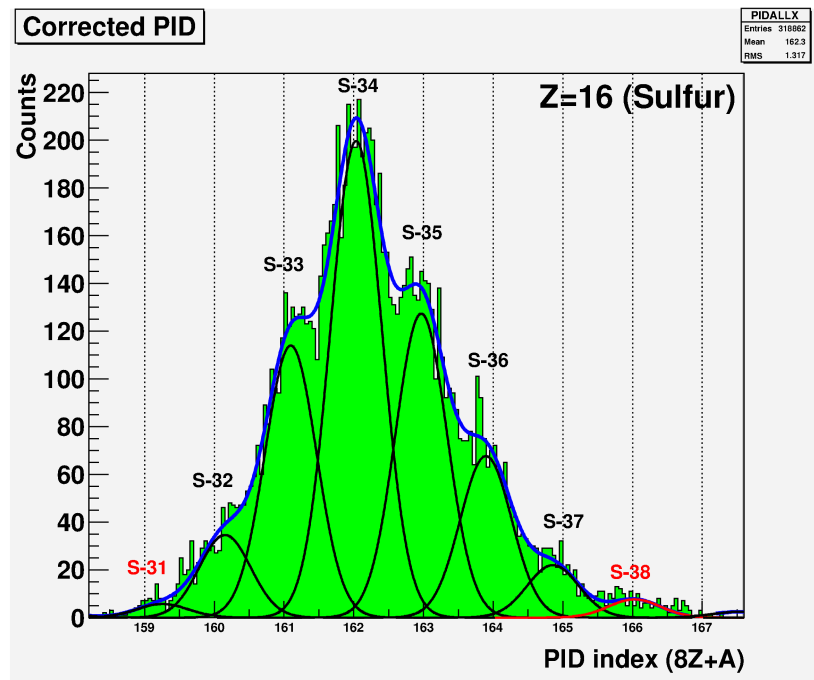


FIGURE 11.12 – Distribution de  $PID = 8Z + A_{reel}$  obtenue par linéarisation dans le cas d'une matrice  $Si - CsI$  pour l'élément Soufre ( $Z = 16$ ).

pour  $Z = 16$  et 50% pour  $Z = 20$  sur les figures 11.12 et 11.13. La dégradation observée concernant le mélange des contributions vient de la présence de plus en plus importante de la dispersion en énergie aussi bien longitudinale (parcours) que transverse (angulaire). Cette dispersion augmente en effet avec la charge du noyau et devient vraiment pénalisante pour l'identification en masse autour de  $Z = 20 - 25$  comme on peut l'observer expérimentalement ici. Ceci est en accord avec les prédictions données par les formules semi-empiriques déduites du modèle de Bohr sur la dispersion des ions pénétrants dans un matériau [BOH48, YAN91] mais également avec les résultats obtenus par une méthode classique de construction de grille et de linéarisation sur le même type de télescope  $Si - CsI$  FAZIA [CAR12].

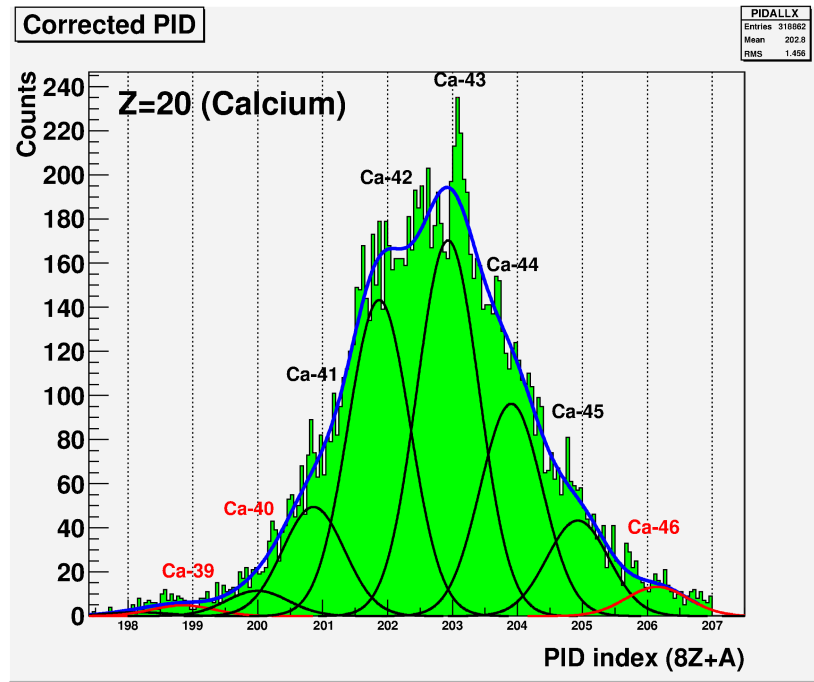


FIGURE 11.13 – Distribution de  $PID = 8Z + A_{reel}$  obtenue par linéarisation dans le cas d'une matrice  $Si - CsI$  pour l'élément Calcium ( $Z = 20$ ).

### 11.3.4 Matrice Silicium-Silicium ( $Si - Si$ )

La même opération est menée cette fois sur une matrice  $E - \Delta E$  issue d'un télescope  $Si - Si$  FAZIA. Au vu de la (meilleure) résolution attendue en énergie pour le second étage de détection par rapport au cas précédent ( $Si - CsI$ ), on s'attend donc à des performances supérieures au niveau de l'identification [CAR12]. C'est effectivement ce que l'on constate en regardant la matrice  $E - \Delta E$  correspondante visible sur la figure 11.14.

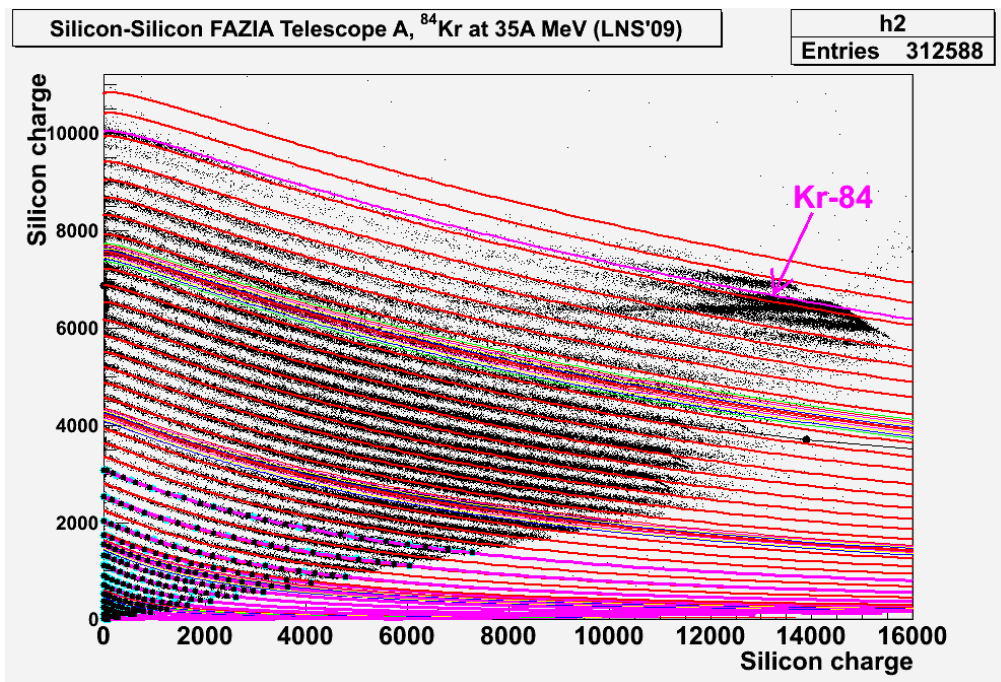


FIGURE 11.14 – Matrice  $\Delta E - E$  issue d'un télescope  $Si - Si$  FAZIA pour des données collectées lors de la réaction  $^{84}Kr + ^{nat}Sn$  à 35A MeV.



Sur cette figure est également montrée la ligne correspondant au projectile, ici  $^{84}\text{Kr}$ . L'identification isotopique est ici visible jusqu'à  $Z \approx 20$  comme le montre la figure 11.15. On observe une séparation claire des lignes isotopiques qui permet de réaliser l'identification en masse jusqu'à  $Z = 20$  [CAR12]. Un zoom sur cette figure permet d'apprécier la qualité de l'identification isotopique pour les éléments de numéro atomique inférieure à 20 ; il est visible sur la figure 11.15. Les courbes en magenta et rouge correspondent à l'ajustement bidimensionnel fait grâce à la formule de *M. Pârlog*. On peut noter l'excellente reproduction obtenue en ce qui concerne les lignes isotopiques (la ligne  $Z = 10$  montre l'ensemble des isotopes déterminés).

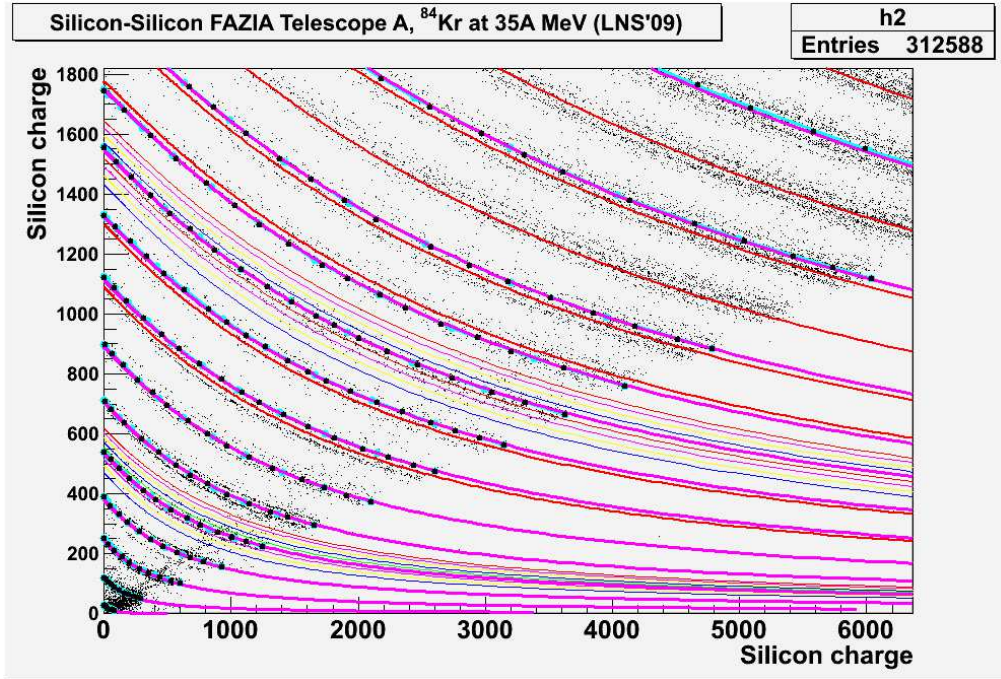


FIGURE 11.15 – Matrice  $\Delta E - E$  issue d'un télescope  $\text{Si} - \text{Si}$  FAZIA pour des données collectées lors de la réaction  $^{84}\text{Kr} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$  à 35A MeV. Zoom de la figure 11.14.

**Assignation des masses** Un problème se manifeste cependant car l'attribution des masses n'est pas aisée ; suivant l'espace des phases détecté (énergie, angle) et le type de réaction, la population des isotopes pour un élément  $Z$  donné n'est pas forcément la même. De manière générale, elle n'obéit pas à la loi de répartition comparable à celle de la carte des noyaux et donc à la vallée de stabilité  $\beta$  [CHA88b]. On peut ainsi facilement se tromper de 1 à 2 unités de masse pour les éléments de  $Z$  autour de 15 – 20. C'est l'une des raisons qui poussent alors à utiliser la technique développée précédemment qui permet d'avoir une dépendance explicite de la masse dans la détermination de la réponse en charge des détecteurs  $\text{Si}$  et  $\text{CsI}$ . Celle-ci est assurée en imposant l'ajustement sur un certain nombre de lignes isotopiques connues sur des éléments légers ( $Z = 2 - 14$ , voir les lignes magenta sur les figures 11.14 et 11.15). Les différents coefficients  $a_G$ ,  $a_R$ ,  $a_n$  et  $E_\delta$  sont alors déterminés pour les 2 signaux de charge  $\text{Si} - \text{Si}$  et une grille complète d'identification isotopique est alors déduite et extrapolée aux éléments plus lourds comme montré sur les figures 11.14 et 11.15 par les lignes en rouge jusqu'aux éléments autour du projectile de Krypton ( $Z = 36$ ). La linéarisation associée à la grille visible en rouge sur les figure 11.14 et 11.15 est montrée sur la figure 11.16. On note ainsi l'excellente séparation en masse, ici effective de  $Z = 3$  à  $Z = 23$  (visible seulement de  $Z = 8$  à  $Z = 18$  sur la figure 11.16).

Sur la figure 11.17, on peut observer en détail la séparation isotopique obtenue en ce qui concerne les éléments  $Z = 22$  (Titane) et  $Z = 23$  (Vanadium). On note que les isotopes produits de manière la plus probable ne sont pas seulement les isotopes stables. Pour le Titane ( $Z = 22$ ), les isotopes stables sont les noyaux de masse  $A = 46 - 50$ . Nous observons effectivement la production de ces noyaux mais également ceux correspondant aux masses  $A = 44$  et 45. Pour le Vanadium ( $Z = 23$ , noyau impair en  $Z$ ), l'effet est tel que ce sont les noyaux de masse 48 et 49 qui sont produits de manière la plus probable alors que les noyaux stables correspondent aux masses  $A = 50$  et 51. Ceci correspond à ce que l'on attend d'une réaction dissipative conduisant le projectile excité de charge supérieure (ici il s'agit du  $^{84}\text{Kr}$ ,  $Z = 36$ ),

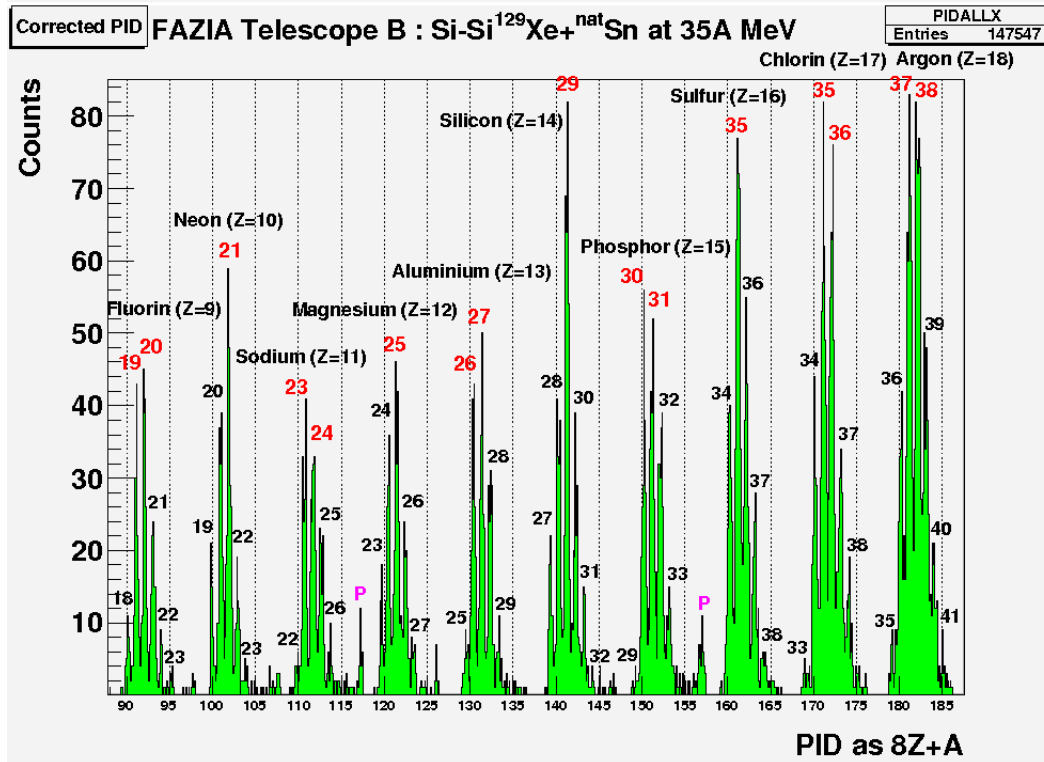


FIGURE 11.16 – Distribution en  $PID = 8Z + A_{reel}$  obtenue à partir de la matrice  $Si - Si$  de la figure 11.14 pour les éléments de charge comprise entre 8 et 18.

à un noyau résidu résultant de l'évaporation successive de particules légères dans ce que l'on appelle le couloir des résidus, du côté plutôt riche en proton par rapport à la vallée de stabilité  $\beta$  [CHA88b].

Pour les éléments plus lourds et pour les raisons évoquées précédemment concernant la discrimination isotopique maximale possible (dispersion en énergie et limite de Bohr), la discrimination se dégrade rapidement et empêche alors une identification avec une résolution inférieure à une unité de masse; on voit en effet sur la figure 11.17 que les différentes contributions isotopiques commencent à se recouvrir mutuellement. Nous allons cependant voir dans ce qui suit que l'on peut quand même apporter des informations quantifiables sur la masse des éléments plus lourds que  $Z = 23$ .

### 11.3.5 Extension de l'identification : déconvolution

Bien que la limite en terme de charge soit identifiée aux alentours de  $Z = 23$ , il est néanmoins possible d'étendre l'identification au-delà, au détriment d'un mélange plus important des contributions isotopiques. Sur la figure 11.18, nous montrons la distribution obtenue pour les isotopes du Fer ( $Z = 26$ ) pour la matrice  $Si - Si$  des figures 11.14 et 11.15.

On peut constater expérimentalement que de 7 à 9 isotopes peuvent être présents entre deux lignes d'éléments adjacents  $Z$  et  $Z + 1$  [LOP09] dans les cartes de type  $E - \Delta E$ . Une procédure de déconvolution en un groupe de gaussiennes (ici 7 isotopes) peut ainsi être appliquée et permet d'obtenir la masse la plus probable, avec une incertitude qui correspond ici au pourcentage de recouvrement des différentes contributions isotopiques. Ceci est représenté par les courbes en noir et rouge sur la figure 11.18. La convolution est donnée par la courbe en bleu et donc être comparée avec l'histogramme en vert des données. Pour effectuer cet ajustement, nous devons trouver les paramètres associés à 7 gaussiennes chacune caractérisée par leurs hauteur, moyenne et écart-type, soit un total de  $3 \times 7 = 21$  paramètres à devoir déterminer. Afin de réduire le nombre de degrés de liberté de l'ajustement, nous avons imposé que les moyennes des gaussiennes (masses entières) soient proches des valeurs entières attendues, en autorisant un écart inférieur à 0,1 par rapport à la valeur entière la plus proche, ainsi que des écart-types tous identiques pour les 7 gaussiennes. Ceci réduit ainsi le nombre ainsi que l'excursion des paramètres libres qui ne sont plus qu'au nombre de  $21 - 6 = 15$ . Lorsque la valeur moyenne est éloignée de la limite à 0,1, la gaussienne correspondante est reportée en rouge; c'est principalement le cas pour les isotopes se trouvant sur les bords de la distribution isotopique (ici  $^{52-54}Fe$  et  $^{59-60}Fe$  sur la figure 11.18).

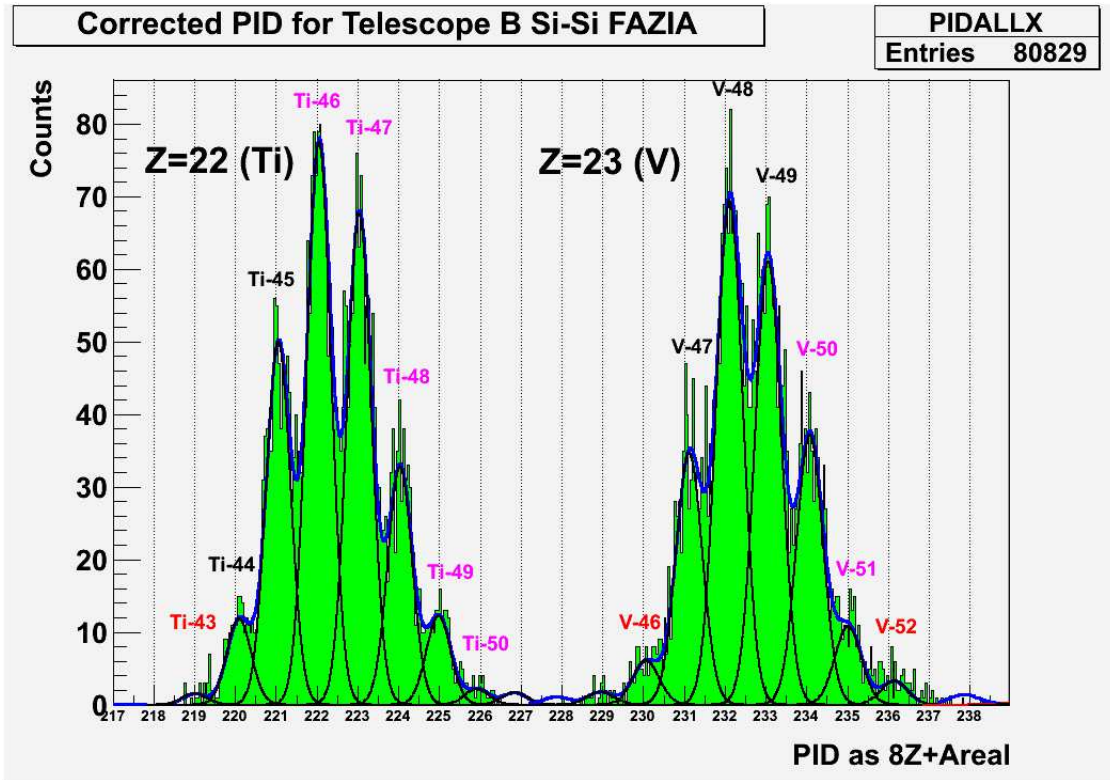


FIGURE 11.17 – Distribution en  $PID = 8Z + A_{reel}$  obtenue pour les éléments  $Z = 22$  (Titane) et  $Z = 23$  (Vanadium) à partir de la matrice Si – Si de la figure 11.14.

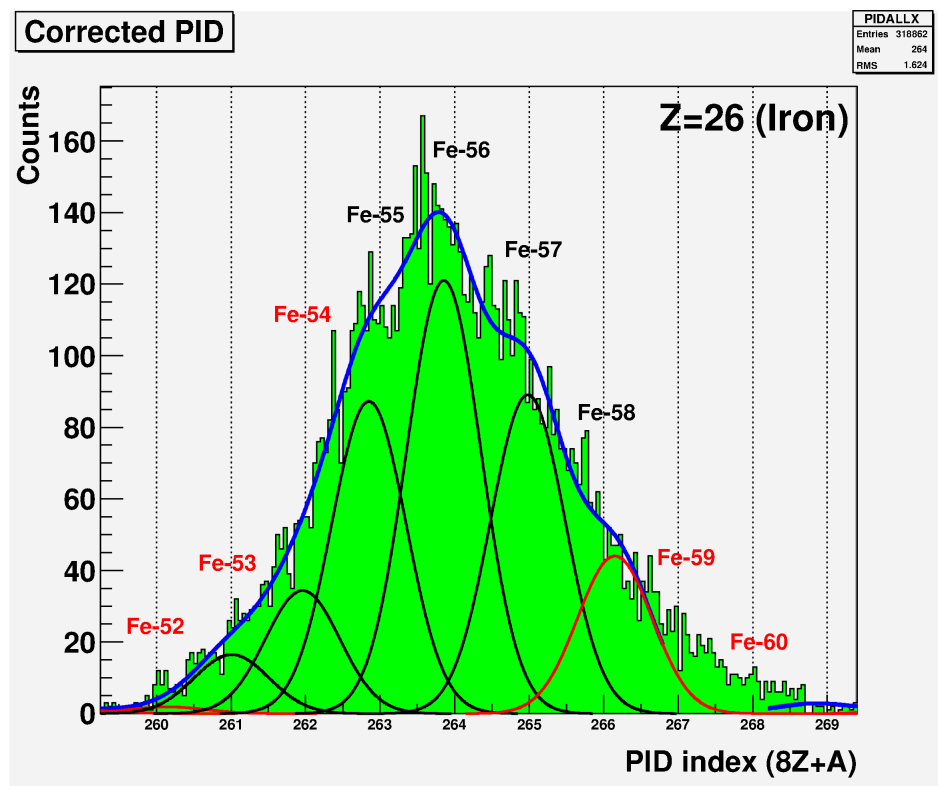


FIGURE 11.18 – Distribution en  $PID = 8Z + A_{reel}$  obtenue pour l'élément  $Z = 26$  (Fer) à partir de la matrice Si – Si de la figure 11.14.



Nous montrons également la situation obtenue (pour des éléments plus légers) dans le cas des matrices  $E - \Delta E$  extraites d'un télescope  $Si - CsI$  FAZIA sur la figure 11.19. Bien que la limitation en masse soit plus basse, il est là aussi possible d'extraire de la déconvolution des informations concernant l'incertitude liée à la détermination de la masse pour un noyau donné.

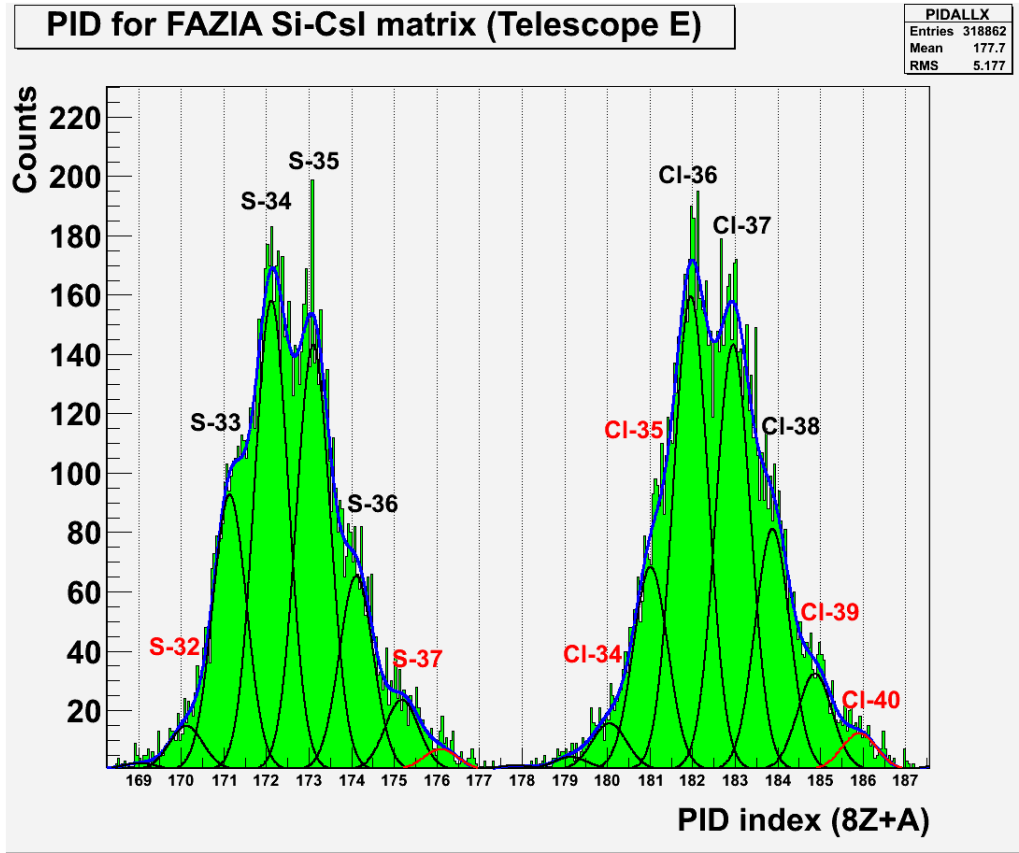


FIGURE 11.19 – Distribution en  $PID = 8Z + A_{reel}$  obtenue pour les éléments  $Z = 16$  (Soufre) et  $Z = 17$  (Chlore) à partir de la matrice  $Si - CsI$  de la figure 11.9.

On peut ainsi associer une probabilité à chaque valeur de masse déterminée expérimentalement à partir de la linéarisation présentée ci-avant. Pour une valeur  $X$  de la masse (ou du  $PID$ ) telle que représentée sur la figure 11.20, on attribue la liste de probabilités extraites de la déconvolution

$$\dots p_{A-2}(X), p_{A-1}(X), p_A(X), p_{A+1}(X), p_{A+2}(X) \dots$$

entre 0 et 1 (normalisées de manière à obtenir la valeur 1 pour le total) afin d'obtenir la masse correspondante

$$\dots A - 2, A - 1, A, A + 1, A + 2 \dots$$

En pratique, seules les probabilités supérieures à 5% sont données afin d'éviter de considérer les queues de distributions.

Ceci est résumé sur la figure 11.21, dans laquelle les probabilités liées à l'incertitude sur la détermination de la masse entre 2 isotopes voisins sont données par le code de couleur qui correspond ici au taux de recouvrement maximal déterminé comme indiqué précédemment. Dans le cas des matrices  $Si - Si$ , on obtient une discrimination totale jusqu'à  $Z = 14$  (avec un taux de recouvrement inférieur à 5%), une discrimination de l'ordre de 85 – 90% pour  $Z = 15 - 20$  (taux de recouvrement autour de 10 – 15%), de 75% pour  $Z = 22 - 24$ , et enfin de l'ordre de 50% pour  $Z = 27$ . Au-delà, la discrimination chute brutalement et l'identification en masse devient alors incomplète.

Pour les matrices  $Si - CsI$ , les limites sont plus basses, dues à la plus faible résolution en énergie du  $CsI$ . On obtient typiquement une discrimination à mieux que 90% jusqu'à  $Z = 12$ , 60% jusqu'à  $Z = 16 - 18$ , et de l'ordre de 30% pour  $Z = 22$ . Ceci est résumé dans le tableau final du chapitre.

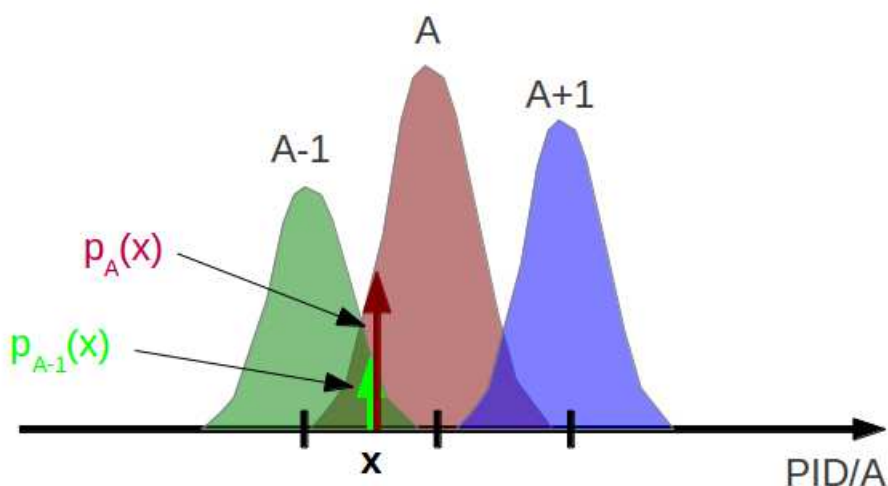


FIGURE 11.20 – Schéma de la méthode d'attribution des probabilités associées à la déconvolution des contributions isotopiques.

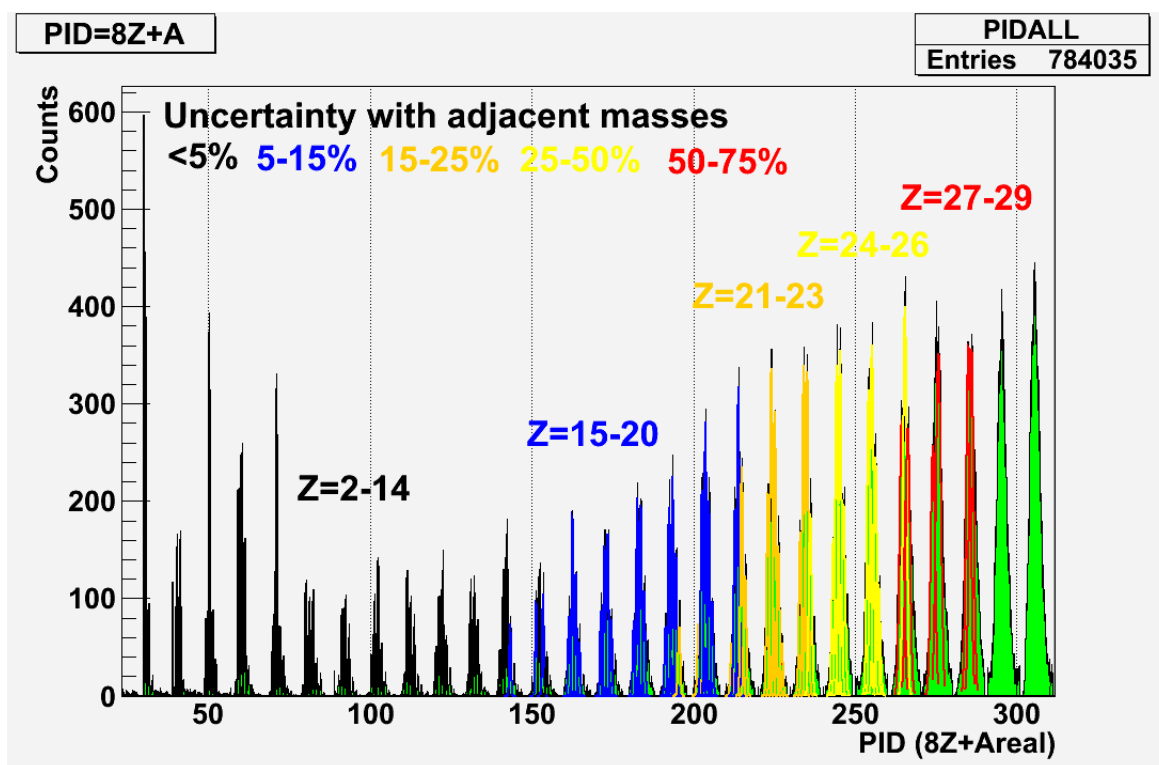


FIGURE 11.21 – Distribution en PID obtenue pour la matrice  $S_i - S_i$  de la figure 11.14. Les couleurs correspondent aux intervalles de valeur de l'incertitude sur l'identification isotopique.

### 11.3.6 Identification $S_i - CsI$ avec *INDRA*

*INDRA* est composé dans sa partie avant (entre 2 et 45 degrés) de télescopes *ChIo - Si - CsI* [POU1995]. Si l'on effectue le même type de procédure d'identification que précédemment, on obtient la distribution suivante en ce qui concerne le *PID* [LOP09].

La figure 11.22 a été obtenue avec un détecteur Silicium 150 microns dont les gains du préamplificateur et amplificateur ont été optimisés afin d'atteindre la plus grande résolution possible en énergie (les gains des amplificateurs sont ici augmentés d'un facteur 4 par rapport aux gains standards *INDRA*). On note que l'on est capable de discriminer partiellement les isotopes jusqu'à  $Z = 8$ , voire légèrement plus ( $Z = 10$ ). Il

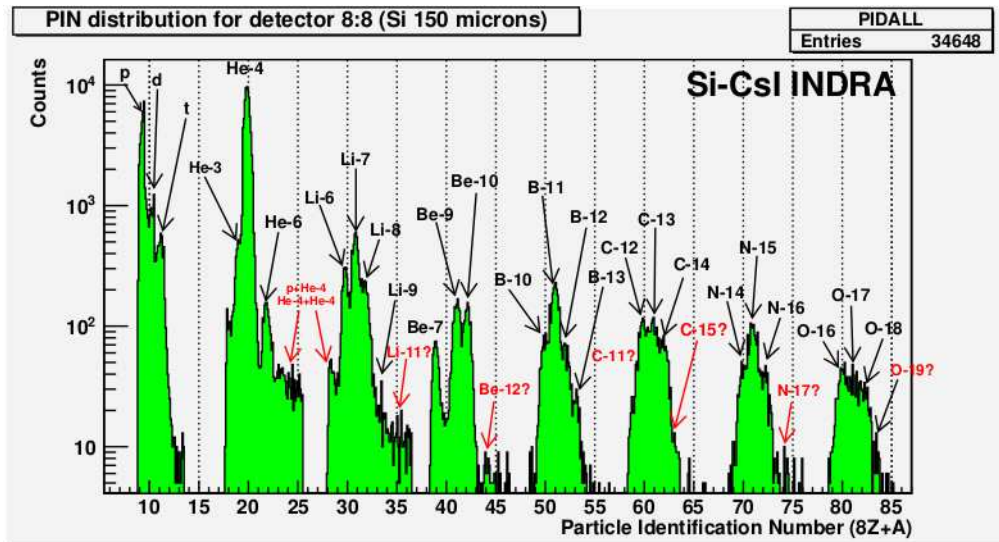


FIGURE 11.22 – Distribution en PID obtenu pour une matrice Si – CsI INDRA (module 8 :8).

faut rappeler que le détecteur *INDRA* n'autorise qu'une identification isotopique limitée à  $Z = 4 - 5$  avec les techniques d'identification utilisées en standard (identification *Si – CsI* et *CsI R – L*) [POU1995, LOP09]. La figure 11.22 montre que la procédure d'identification développée ici apporte un gain certes modeste mais néanmoins réel en ce qui concerne l'identification isotopique. Si l'on combine les résultats obtenus avec la procédure de déconvolution exposée plus haut, on peut ainsi espérer étendre l'identification jusqu'à  $Z = 12 - 14$ , ce qui constitue une énorme amélioration par rapport aux performances actuelles du multidétecteur. Ceci est montré sur la figure 11.23 pour les isotopes du Carbone ( $Z = 6$ ) et l'Azote ( $Z = 7$ ), ainsi que pour les isotopes du Magnésium ( $Z = 12$ ) et de l'Aluminium ( $Z = 13$ ) sur la figure 11.24. Il faut cependant rappeler ici qu'il est indispensable de contrôler au mieux les dérives de fonctionnement inhérentes au *CsI* pour pouvoir appliquer de manière satisfaisante une telle méthode.

### 11.3.7 Résumé des performances

Le tableau 11.1 permet de résumer les performances obtenues pour les différentes configurations de télescopes étudiées  $E - \Delta E$  ici avec cette nouvelle méthode. Les valeurs reproduites ici correspondent à l'intervalle de charge dans laquelle la séparation isotopique est obtenue au niveau de discrimination (probabilité  $P$ ) donnée. Ce tableau a été réalisé en prenant les résultats moyens en terme de charge et de discrimination obtenues sur 7 types de matrices  $E - \Delta E$  issus de télescopes *FAZIA* (4 *Si – Si* et 3 *Si – CsI*) et 2 matrices *Si – CsI INDRA*.

Télescope	$P = 100\%$	$P = 90\%$	$P = 75\%$	$P = 50\%$	$P = 30\%$
Si-Si (F)	1 – 14	15 – 18	19 – 22	23 – 25	26 – 28
Si-CsI (F)	-	1 – 6	7 – 14	15 – 18	18 – 22
Si(150)-CsI (I)	-	1 – 5	6 – 8	9 – 11	12 – 13
Si(300)-CsI (I)	-	1 – 4	5 – 6	7 – 8	9 – 11

TABLE 11.1 – Performances d'identification données sous forme de la probabilité  $P$  de recouvrement entre 2 isotopes adjacents en masse pour des cartes  $\Delta E - E$  issues des télescopes *Si – Si FAZIA* et *Si – CsI FAZIA/INDRA*. Les labels (F) et (I) correspondent respectivement à *FAZIA* et *INDRA*.

Si l'on considère que l'identification en masse est correcte jusqu'à une valeur de discrimination de l'ordre de 50%, ceci correspondant alors à une chance sur 2 de se tromper d'une unité de masse, on arrive à des valeurs de l'ordre de  $Z = 24$  pour les matrices *Si – Si FAZIA*,  $Z = 17$  pour les matrices *Si – CsI FAZIA*,  $Z = 10$  pour les matrices *Si – CsI INDRA* avec silicium de 150 microns et  $Z = 8$  pour les matrices *Si – CsI INDRA* avec silicium de 300 microns.

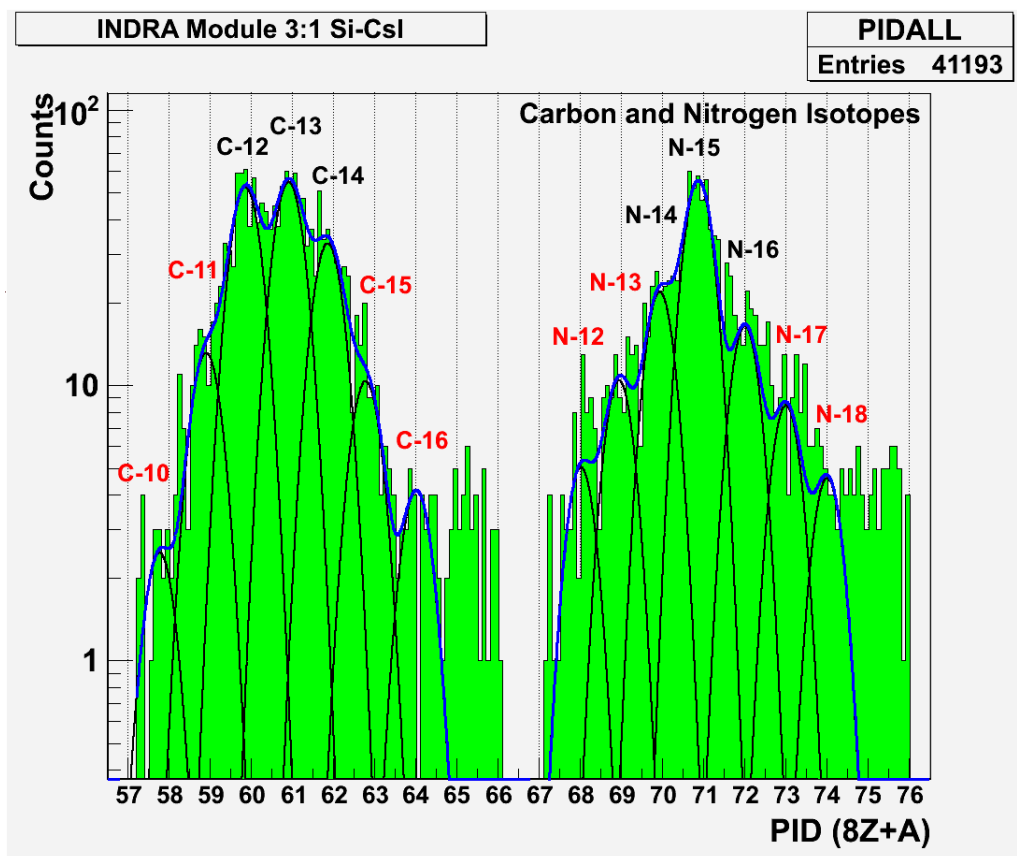


FIGURE 11.23 – Distribution en PID obtenu pour une matrice Si – CsI INDRA (couronne 3 :1).

## 11.4 Conclusion

Pour conclure sur ce chapitre concernant l'identification en masse à l'aide de la nouvelle technique  $\Delta E - E$ , nous avons vu que l'on peut atteindre un niveau d'identification qui n'a jamais été atteint jusqu'à présent grâce à la modélisation de la réponse du signal Silicium en charge et CsI en lumière à l'aide du formalisme développé par *M. Pârlog* et tenant compte non seulement de la recombinaison des porteurs mais également des effets nucléaires et des électrons  $\delta$ . L'utilisation de ce formalisme autorise alors non seulement à calibrer en énergie les détecteurs, mais également d'identifier grâce à la comparaison avec des tables de pertes d'énergie adaptée au domaine considéré en énergie [HUB90]. Cette technique ne se substitue pas aux développements effectués ces dernière années sur l'analyse de la forme du signal notamment les résultats par la collaboration FAZIA [LEN13, BAR11], mais permet d'étendre pour une certaine gamme de noyaux incidents présentant les caractéristiques requises pour l'identification  $\Delta E - E$  (en terme d'énergie, de charge/masse) l'identification plus traditionnelle opérée jusqu'à présent.

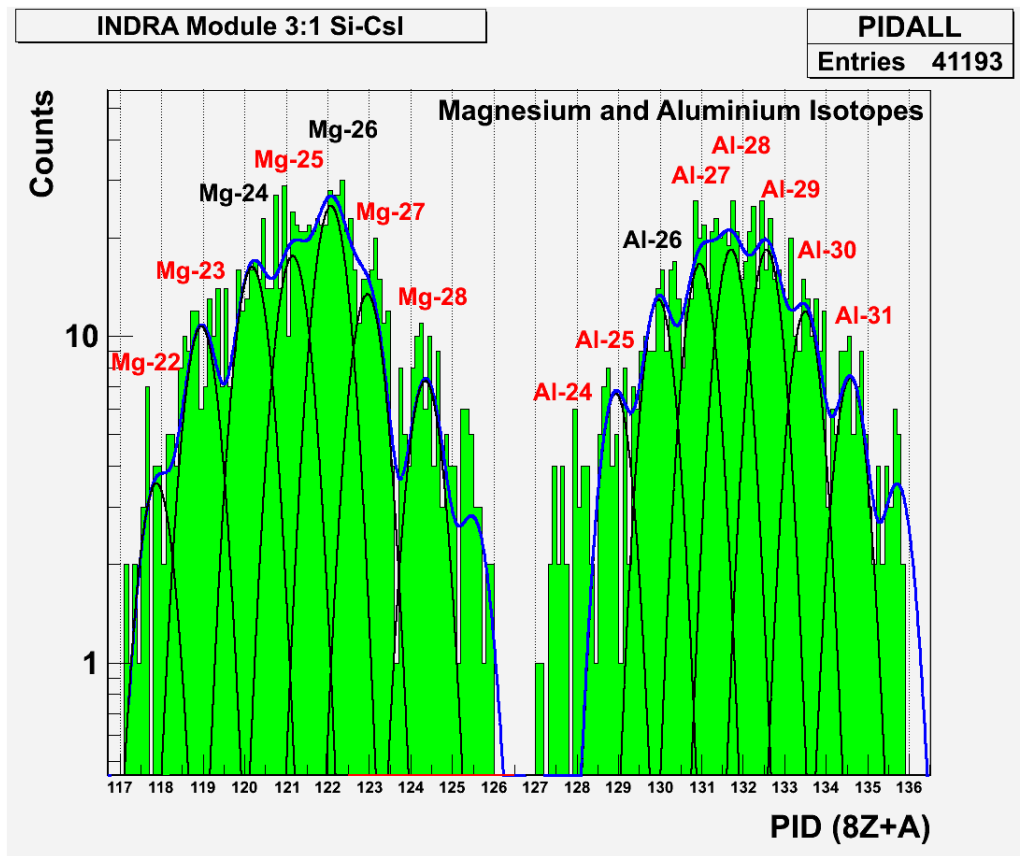


FIGURE 11.24 – Distribution en PID obtenu pour une matrice Si – CsI INDRA (couronne 3 :1).

## 12 Perspectives

Nous l'avons vu tout au long de ce manuscrit, l'étude des collisions entre ions lourds autour de l'énergie de Fermi permet d'accéder à des informations de première main sur la dynamique et la thermodynamique de la matière nucléaire. Des aspects liés aux propriétés statistiques (équation d'état, transition de phase, *scalings*) comme aux aspects dynamiques (dissipation de l'énergie, isospin, section efficace  $NN$ ) peuvent y être étudiés et confrontés. Dans ce dernier chapitre, nous allons aborder les études que l'on peut concevoir et réaliser dans un futur proche.

### 12.1 Dissipation et fragmentation

De l'étude des collisions les plus dissipatives, nous avons vu que la gamme d'énergie incidente comprise entre  $30A - 40A$   $MeV$  présente un changement de régime de dissipation en énergie entre une dissipation gouvernée par les effets à 1 corps liés au champ moyen nucléaire et une dissipation à 2 corps provoquée par l'apparition des collisions entre nucléons au-delà de l'énergie de Fermi. Il est important de noter que c'est aussi dans cette gamme d'énergie que les caractéristiques de la fragmentation changent ; on passe de partitions de fragments essentiellement caractérisées par la présence d'un gros fragment qui domine, résidu de fusion plus ou moins incomplète, à des partitions dans lesquelles la notion de gros fragment disparaît au profit d'une fragmentation plus "démocratique", la multifragmentation [FRA05, GRU13]. La présence de ce mécanisme de fragmentation se caractérise d'ailleurs aussi par l'apparition d'une composante isotrope d'énergie, le flot radial [BOR08]. Dans l'avenir, il semble important de corrélérer ces 2 aspects, le premier lié à la fragmentation proprement dite, le second lié aux caractéristiques cinématiques associées à cette fragmentation [BEL02, LEH09]. Pour réaliser ce type d'études, il est nécessaire de disposer de faisceaux autour de l'énergie de Fermi, et également de dispositifs expérimentaux permettant d'avoir accès à des données les plus exclusives possibles, aussi bien en terme de charge, masse, que d'énergie et angles d'émission. Pour aborder les aspects liés à l'isospin, il faut aussi pouvoir disposer de combinaisons projectile/cible permettant d'explorer au mieux ce degré de liberté ; ceci passe par l'existence d'accélérateurs produisant des faisceaux radioactifs autour de l'énergie de Fermi.

### 12.2 Effets de milieu sur les propriétés de transport de la matière nucléaire

Nous avons vu dans le chapitre 9 qu'il est possible de déduire les effets de milieu affectant le transport des nucléons à partir de la mesure du *stopping* dans les collisions centrales [LOP14]. Nous avons montré que ces effets se révèlent importants, notamment autour de l'énergie de Fermi mais aussi au-delà. L'étude du chapitre 9 s'est principalement focalisée sur la détermination du libre parcours moyen ainsi que la section efficace nucléon-nucléon au-delà de  $40A$   $MeV$ . Il serait intéressant dans l'avenir de compléter cette étude cette fois à basse énergie incidente (entre  $10A$  et  $40A$   $MeV$ ) afin d'accéder aux propriétés des nucléons dans les noyaux ; ceci permettrait par exemple de déterminer les masses effectives des nucléons dans les noyaux, et pourquoi pas d'aborder la problématique liée à la dépendance en isospin de celles-ci (*mass splitting*), qui sont directement reliées à la composante isovectorielle de l'interaction nucléaire [RIZ05]. D'autre part, dans les réactions étudiées, nous n'avons pas noté d'influence notable de l'isospin de la voie d'entrée sur le *stopping* mesuré (cf. paragraphe 9.1.4) [LEH10c]. Il serait là encore intéressant de poursuivre et compléter cette étude, en incluant des systèmes permettant une plus grande excursion en isospin comme par exemple des systèmes asymétriques en masse.

### 12.3 Dépendance en isospin de l'équation d'état

Un autre aspect important du domaine est lié à l'étude de la dépendance en isospin de l'équation d'état de la matière nucléaire. La possibilité avec les faisceaux radioactifs de produire des systèmes nucléaires très asymétriques en terme de nombre de protons et neutrons peut alors permettre d'explorer ce degré

de liberté et de déterminer les caractéristiques du diagramme des phases associé ; observe-t-on alors les mêmes signaux de transition de type liquide-gaz ? La zone spinodale existe-t-elle toujours ? Accède-t-on à des systèmes présentant des caractéristiques liés à la présence de phénomènes critiques ? La figure 12.1 illustre la modification attendue pour la zone d'instabilités mécaniques (spinodale), dans le cadre d'un modèle de champ moyen dépendant du temps (*TDHF*) avec interaction effective isovectorielle [COL02]. Les zones en jaune représentent ici l'ensemble des zones de coexistence liquide-gaz, et les différentes zones en rouge représentent les zones spinodales attendues pour des temps de croissance des instabilités variant de 100 *fm/c* (rouge clair) à 50 *fm/c* (rouge foncé).

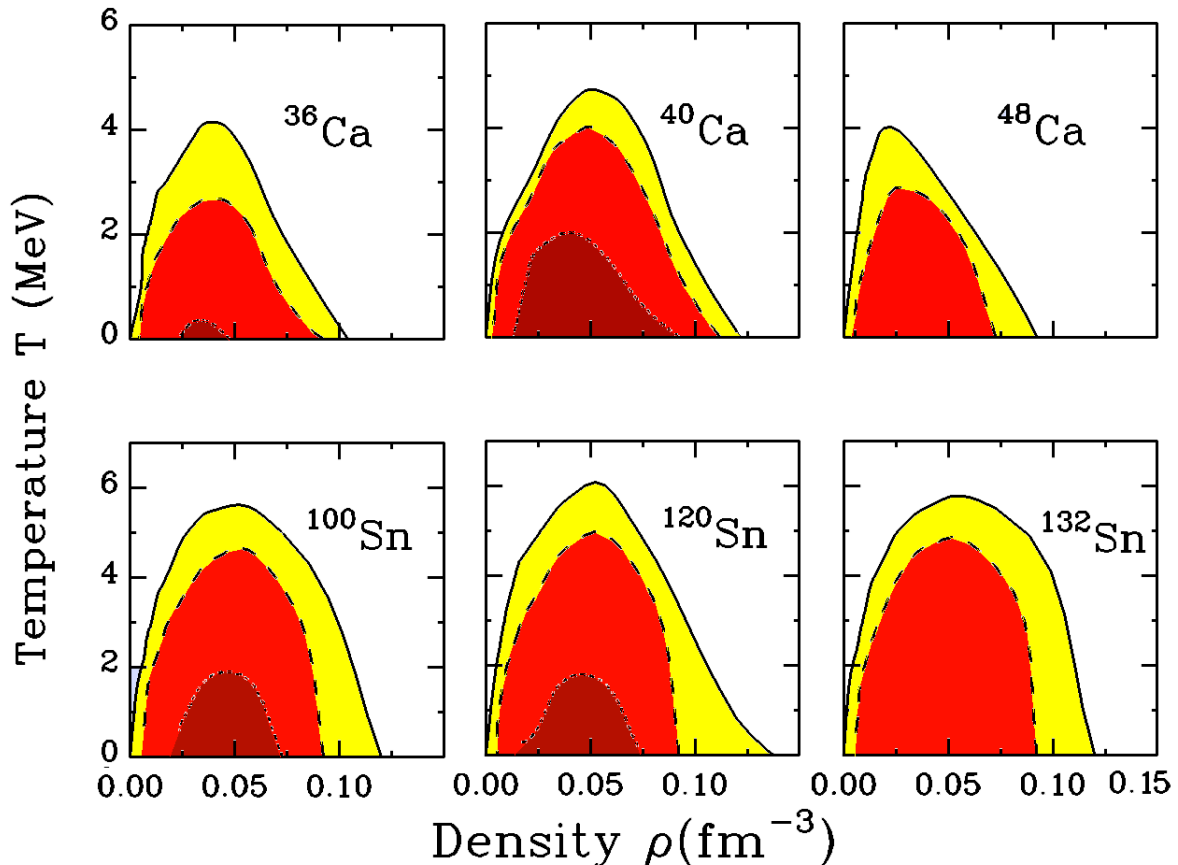


FIGURE 12.1 – Evolution de la zone de coexistence liquide-gaz dans le plan température-densité donné par un modèle de type TDHF. Les panels correspondent à des noyaux avec différents rapports  $N/Z$ . Les zones en rouge plus ou moins foncés indiquent la zone spinodale (voir texte). Extrait de [COL02].

On observe que la zone spinodale évolue fortement suivant l'isospin du système nucléaire concerné ; pour des noyaux riches en neutrons ( $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{132}\text{Sn}$ ), on note d'ailleurs une disparition complète de la zone spinodale associée aux fluctuations les plus rapides (rouge foncé). Ceci pourrait indiquer une *réduction*, voire une disparition de la zone spinodale associée à ce type de noyaux. L'étude de la dépendance en isospin de tels phénomènes permettra de progresser sur la connaissance de la matière nucléaire asymétrique et de se rapprocher des conditions que l'on peut imaginer dans le contexte astrophysique des explosions de supernovae et de la formation des étoiles à neutrons [LAT01, LAT04].

## 12.4 Futur programme expérimental

L'avenir du domaine de recherche passe par le développement et la réalisation du projet de multi-détecteur *FAZIA* comme nous l'avons longuement évoqué dans le chapitre 11. Dans ce contexte, nous avons vu dans le chapitre 8 qu'il serait possible de déterminer le coefficient lié à l'énergie de symétrie nucléaire par la mesure des caractéristiques de production des fragments (voir la figure 8.5) [LEH10a]. Pour cela, l'*isoscaling* semble être une sonde prometteuse, à partir du moment où l'on est capable de



mesurer simultanément la charge *et* masse des produits de la réaction. Ceci nécessite des développements instrumentaux qui sont notamment en cours avec le projet *FAZIA*.

Nous avons également vu dans le chapitre 7 que l'étude de la zone spinodale pourrait s'avérer plus pertinente si l'on pouvait mesurer non plus seulement les corrélations en charge mais les corrélations en masse également. De plus, l'étude des distributions isotopiques associées à ce type d'événements candidats au passage par la zone spinodale devraient là aussi permettre de progresser sur la caractérisation d'un tel phénomène [NAP13, ADE14].

Enfin, il semble clair au vu des données et analyses *INDRA* (cf. chapitre 5), que le fait de disposer non plus seulement des charges mais également des masses, le tout avec une meilleure granularité afin d'augmenter la résolution angulaire, serait un apport majeur pour sélectionner les lots d'événements dans de meilleures conditions, et donnerait également des contraintes supplémentaires sur les modèles théoriques, qu'ils soient dynamiques ou statistiques [NAP10].

De manière plus concrète, je présente dans cette dernière partie le programme expérimental que nous souhaitons poursuivre avec le détecteur *FAZIA* à partir de 2015. Celui-ci est cependant fortement conditionné par l'existence de machines permettant d'obtenir les faisceaux qui nous intéressent, dans la gamme des énergies intermédiaires entre 10A et 100A MeV.

## 12.5 Evolution du projet *FAZIA*

Le projet *FAZIA* est le principal objet de R&D au sein de la collaboration *INDRA*. Celui-ci a été divisé en 3 phases; la première a consisté en une phase de Recherche et Développement, qui est désormais arrivée à son terme depuis 2012. Nous sommes dorénavant dans la seconde phase du projet, à savoir la construction du démonstrateur (phase 2). Cette phase est censée couvrir la période 2013-2016. Le démonstrateur ou *FAZIA* phase 2 sera constitué d'un ensemble de 12 blocs indépendants de détection constitués chacun de 16 télescopes *Si - Si - CsI* comme le montre la figure 12.2.

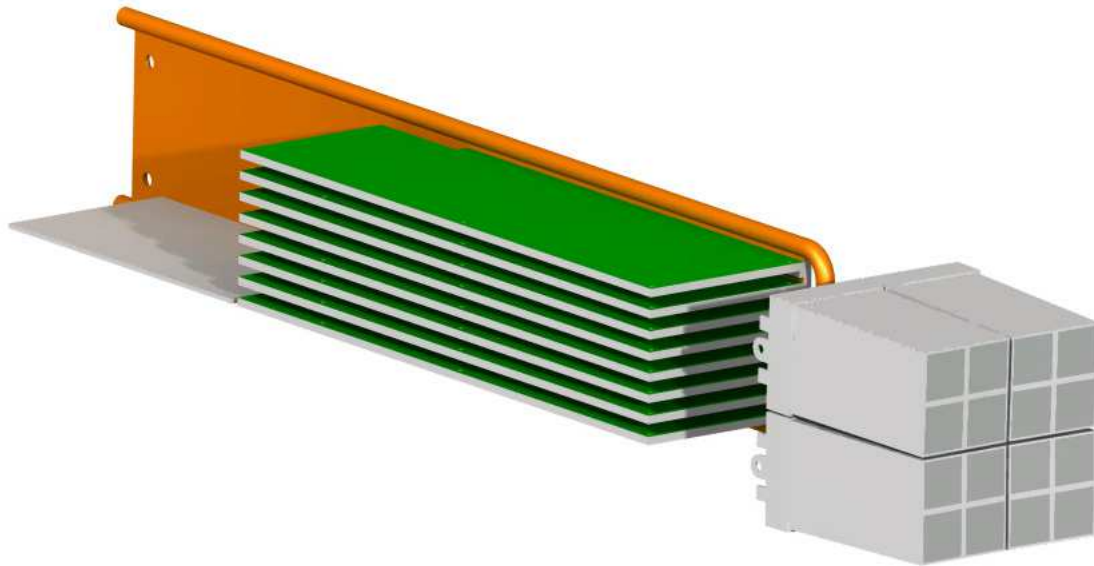


FIGURE 12.2 – Schéma représentant un bloc *FAZIA* composé de 16 télescopes *Si - Si - CsI* suivis par 8 cartes *Front-End* (en vert).

Chaque bloc est également équipé de cartes électroniques *Front-End* (symbolisées en vert sur la figure 12.2) regroupant l'ensemble des opérations de mise en forme (préamplificateurs, photodiodes), de numérisation du signal (unités de calcul programmable *FPGA*) et de commande et contrôle (haute tension, gains, seuils, etc.). La géométrie du démonstrateur sous forme de bloc est donc modulaire et permet de s'adapter à différentes géométries et couplages qui peuvent être prévus avec d'autres détecteurs comme *GARFIELD*, *INDRA* ou d'autres.



### 12.5.1 Avant le démonstrateur

En 2015, une expérience pionnière avec une partie du démonstrateur *FAZIA* est d'ores-et-déjà prévue au LNS à Catane en Italie. Cette expérience va permettre pour la première fois de tester 4 blocs de détection sur les 12 blocs que comptera le futur démonstrateur en 2016. Ces 4 blocs de détection sont constitués chacun de 16 télescopes *Si – Si – CsI* avec leur électronique numérique embarquée. Ce sera le premier test d'intégration en grandeur nature du démonstrateur *FAZIA*. Différents faisceaux sont alors envisagés afin de tester la configuration :  $^{80,86}\text{Kr} + ^{60,64}\text{Ni}$  ainsi que  $^{40}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35\text{A MeV}$ , ce dernier faisceau afin également de compléter les données *INDRA-VAMOS* déjà acquises en 2007 [BOI13]. Cette première expérience permettra alors de tester l'électronique et l'acquisition, mais également d'initier les mesures qui seront faites avec le démonstrateur complet en 2016-2017.

### 12.5.2 Couplage *INDRA-FAZIA*

Dans un second temps, la construction complète du démonstrateur *FAZIA* (12 blocs de 16 télescopes soit 192 télescopes *Si – Si – CsI*) va permettre d'aborder différents thèmes de physique par son couplage avec une partie d'*INDRA*. La figure 12.3 donne un aperçu du résultat dans la chambre à vide au *GANIL*. En effet, nous souhaitons réaliser une campagne d'expériences *FAZIA+INDRA* auprès de l'installation *GANIL* (faisceaux stables entre  $30\text{A}$  et  $100\text{A MeV}$ ) à partir de mi-2016. Pour l'instant, nous avons simplement produit une lettre d'intention (*LoI*) soumise en Avril 2014 au *PAC* du *GANIL*. On peut aussi noter que nos collègues italiens ont également produit une *LoI* auprès du *LNL-SPES* à Legnaro en Italie.

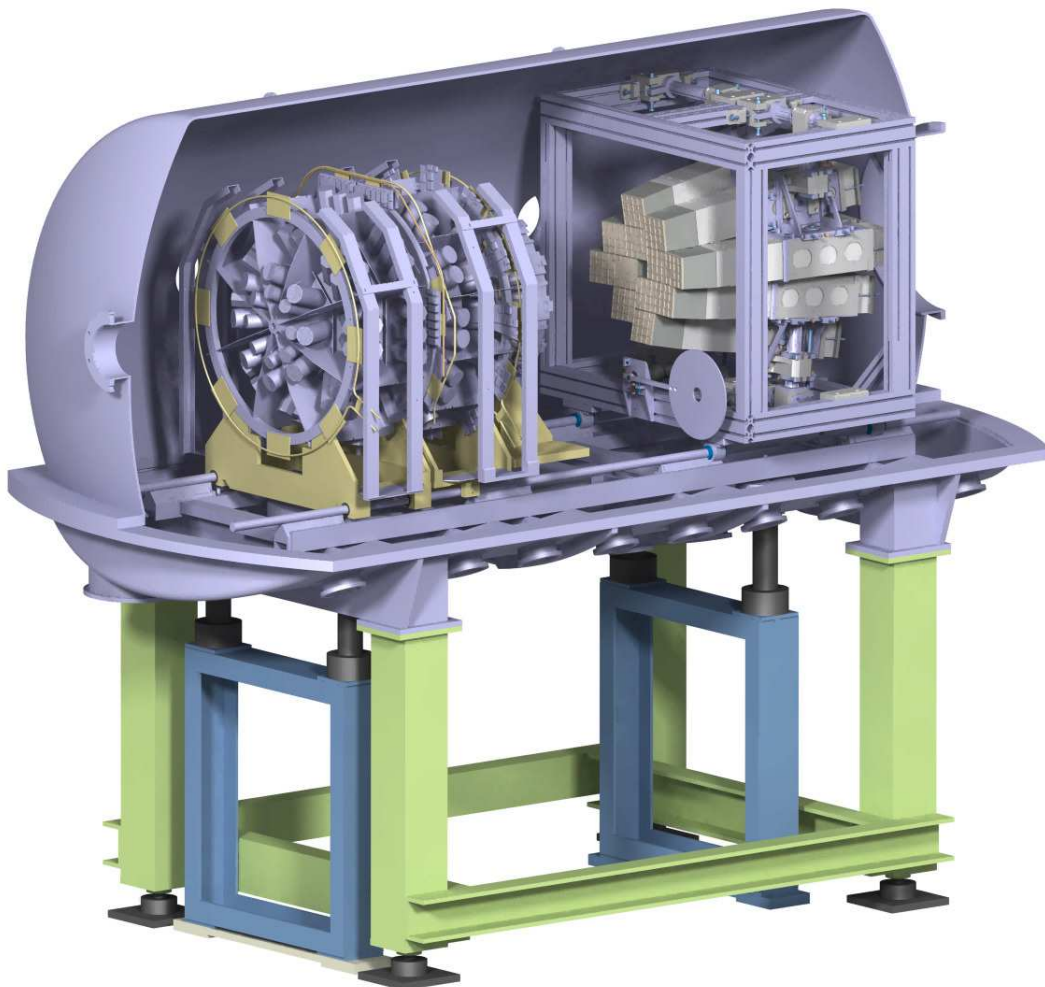


FIGURE 12.3 – Schéma du couplage entre *INDRA* (à gauche) et *FAZIA* (à droite). L'ensemble est disposé dans la chambre à vide d'*INDRA* au *GANIL*.

Une demande de faisceau de la part de la collaboration *INDRA-FAZIA*/France devrait ainsi être faite lors d'une prochaine session du *PAC* du *GANIL* en 2015. Les différents thèmes de physique que nous souhaitons aborder sont listés ci-dessous.

**Dépendance en isospin de la multifragmentation** La mesure avec *FAZIA* des masses des fragments à l'avant va permettre d'accéder à une mesure directe de l'énergie radiale, de sa corrélation avec le phénomène de multifragmentation ainsi que du rapport  $N/Z$  des systèmes étudiés. Pour cela, nous envisageons de réaliser les réactions  $^{124,129,136}\text{Xe} + ^{40,48}\text{Ca}$  de 30A à 50A MeV afin de couvrir la gamme maximale en énergie ainsi qu'en isospin disponible auprès de *GANIL* en faisceaux stables autour de l'énergie de Fermi. Les combinaisons entre les différents couples projectile-cible vont également permettre de sonder la dissipation en isospin et d'accéder à des informations nouvelles sur le coefficient d'énergie de symétrie par l'étude de la diffusion et de la migration (distillation) de l'isospin dans les collisions binaires et plus centrales.

**Mesure des propriétés des événements de vaporisation** L'objectif est ici de contraindre l'énergie de symétrie à basse densité ; pour cela, le principe est d'avoir accès de manière exclusive aux caractéristiques des événements liés à la production uniquement de particules légères pour les collisions les plus violentes (vaporisation). La capacité de *FAZIA* de mesurer les masses non seulement pour les particules légères mais aussi les fragments va alors permettre de remonter aux propriétés thermodynamiques associées, ceci grâce à la comparaisons des taux de productions et des énergies cinétiques moyennes avec un modèle statistique quantique (*QSM*). On pourra ainsi extraire des informations intéressantes sur l'énergie de symétrie à très basse densité ( $\rho/\rho_0 \approx 10$ ) et ainsi apporter des contraintes sur les modèles décrivant l'effondrement des supernovæ. Pour cela, nous envisageons d'utiliser les réactions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  entre 50A et 85A MeV pour le faisceau le plus léger ( $^{48}\text{Ca}$ ) et 65A MeV pour le plus lourd ( $^{48}\text{Ca}$ ).

**Etude de la chaîne de désexcitation de quasi-projectiles** Il s'agit ici de mesurer l'effet pair-impair (*odd-even staggering*) observé pour les distributions en charge et en masse pour les quasi-projectiles (et quasi-cibles) dans les réactions binaires autour de l'énergie de Fermi [YAN99, LOM11, CAS12, PIA13]. Cet effet est lié aux effets combinés de la chaîne de désintégration des noyaux primaires et des effets de structure pour les noyaux finaux. C'est donc un bel exemple d'étude de l'influence des réactions sur l'étude de la structure nucléaire. La réaction envisagée serait ici :  $^{80,86}\text{Kr} + ^{40,48}\text{Ca}$  autour de 35A MeV.

## 12.6 Vers FAZIA 4 $\pi$ ...

L'avenir à plus long terme se place dans l'optique de disposer de faisceaux radioactifs autour de l'énergie de Fermi ; c'est le cadre du projet *EURISOL*, hélas reporté à un horizon plus lointain après 2025... Il semble donc plus réaliste de pouvoir compter sur des machines existantes comme *RIKEN* au Japon, ou des projets en cours de construction comme le projet *SPEs* à Legnaro (*LNL*), le projet *FAIR* au GSI à Darmstadt, le projet *FRIB* au MSU à East Lansing, ...

Dans ce contexte, la construction d'une version 4 $\pi$  de *FAZIA* (phase 3) comme l'illustre la figure 12.4 pourrait être envisagée et permettrait alors d'aborder les thèmes de physique qui sont listés ci-dessous.

**Dépendance en densité de l'énergie de symétrie nucléaire** Il s'agit de tester les caractéristiques des fragments et particules produits lors des réactions dissipatives autour de l'énergie de Fermi, notamment en ce qui concerne la composition dans la zone de mi-rapidité (*neck*), pour laquelle on s'attend à accéder aux propriétés de la matière nucléaire asymétrique à basse densité [LIO05]. De la même manière, l'étude des collisions cette fois centrales permettra d'accéder au terme  $L$  (dérivée de l'énergie de symétrie par rapport à la densité, voir equation 2.8) via la formule 2.6 [BAR01]. C'est la distillation (ou migration en isospin). Pour cela, nous avons besoin de faisceaux radioactifs pouvant couvrir la plus grande gamme possible en terme de rapport  $N/Z$ , et ce dans un domaine d'énergie incidente compris entre 15A et 50A MeV.

**Dépendance isovectorielle des masses effectives proton-neutron** Les propriétés des particules émises hors équilibre (collisions, pré-équilibre) permettent d'aborder la question de la dépendance isovectorielle

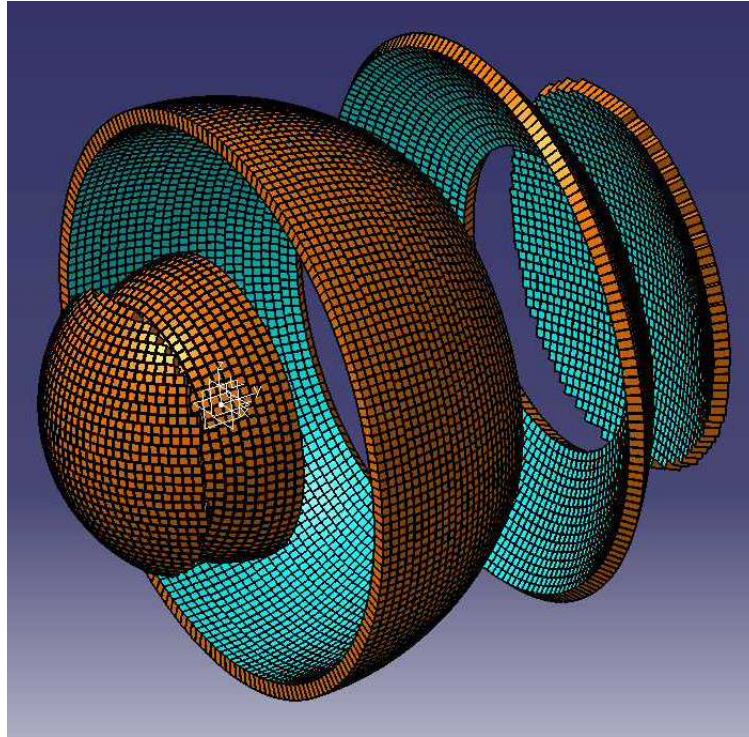


FIGURE 12.4 – *Vue d'artiste de la configuration  $4\pi$  de FAZIA (phase 3). Cette représentation comptabilise de l'ordre de 3000 détecteurs.*

de l'interaction nucléaire [RIZ05]. Dans ce cadre, il serait intéressant de disposer de mesures expérimentales concernant les caractéristiques de flot des particules rapides émises dans la gamme en énergie incidente  $50A - 150A \text{ MeV}$ . L'ajout d'une détection des neutrons pourrait aussi apporter une information expérimentale de première importance. Cet aspect n'a pas été du tout considéré dans le travail présenté mais nécessitera à mon avis qu'on s'y penche sérieusement dans l'avenir.

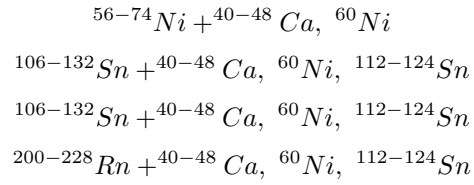
**Dépendance en isospin du diagramme de phase de la matière nucléaire** Nous avons vu que le diagramme des phases peut être fortement affecté par le contenu en isospin du système nucléaire considéré (voir figures 2.8 et 12.1). Dans ce cadre d'études, il est crucial de disposer de systèmes légers ( $Z \approx 10$ ) et lourds ( $Z > 80$ ), sur une large gamme en isospin, couvrant un vaste domaine en énergie incidente depuis l'énergie de Fermi jusqu'à  $100A \text{ MeV}$ .

**Production de clusters et sous-structures dans les noyaux** Des études récentes [FRE07, RAD11, BAI13] ont montré que l'on pouvait interpréter la décroissance de certains noyaux, notamment ceux de type "conjugués" (multiples de particules  $\alpha$ , ou bien encore  $N = Z$ ), comme provenant de niveaux excités [HOY53] présentant l'existence de sous-structures  $\alpha$  ou deutons [IKE68]. Il serait intéressant de poursuivre ces études sur des noyaux candidats à la présence de ces sous-structures (ex. Carbone 12, Oxygène 16, Néon 20, Magnésium 24, Silicium 28, Soufre 32, etc.) afin d'apporter des réponses quant à l'existence de telles sous-structures, et pourquoi pas à l'existence de condensats de bosons dans les noyaux [ROP98].

**En résumé** En prenant en compte l'ensemble des arguments développés plus haut, nous arrivons à la liste suivante des systèmes que nous pourrions étudier, à titre d'exemple, avec une version (peut-être)  $4\pi$  du détecteur FAZIA auprès d'installations produisant des faisceaux radioactifs intenses :

$${}^{15-20}\text{O} + {}^{12}\text{C}, {}^{24}\text{Mg}$$

$${}^{38-50}\text{Ca} + {}^{12}\text{C}, {}^{24}\text{Mg}, {}^{40,48}\text{Ca}, {}^{60}\text{Ni}$$



Les énergies incidentes varient ici de  $15A$  à  $150A$   $MeV$  pour des rapports  $N/Z$  variant entre 1 et 1.7. Cette liste constitue ainsi une extension logique des données déjà récoltées avec *INDRA*, vers des systèmes plus asymétriques en terme de rapport  $N/Z$ , ceci afin de permettre d'évaluer l'effet du degré de liberté en isospin dans les mécanismes de production de particules et fragments aux énergies intermédiaires. La possibilité de la mesure simultanée de la charge et masse des produits de la réaction, combinée avec une meilleure granularité (au moins un facteur 2), va alors permettre de contraindre de manière plus précise les caractéristiques isovectorielles de l'équation d'état de la matière nucléaire ainsi que la dynamique des réactions autour du domaine de l'énergie de Fermi.



# Bibliographie

- [ABE96] Y. Abe, S. Ayik, P.-G. Reinhard, and E. Suraud, *On stochastic approaches of nuclear dynamics*, Physics Report **275** (1996) 49-196
- [ADE14] G. Ademard, *et al.*, *Isospin effects and symmetry energy studies with INDRA*, Topical issue on Symmetry Energy, European Physics Journal A **50** (2014) 33
- [AIC91] J. Aichelin, *"Quantum" molecular dynamics - a dynamical microscopic N-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state on heavy-ion collisions*, Physics Report **202** (1991) 233
- [AGA14] E. Clément, *AGATA@GANIL*, HAL : in2p3-00952899, v1 (2014)
- [ALK77] G.D. Alkhozov, *Elastic scattering of high-energy protons from nuclei*, Nuclear Physics A **280** (1977) 330-350
- [AUG86] G. Auger, *et al.*, *Limits of the observation of fusion-like products in the  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  system*, Physics Letters B **169** (1986) 161-165
- [AYI88] S. Ayik and C. Gregoire, *Fluctuations of single-particle density in nuclear collisions*, Physics Letters B **212** (1988) 269-272; *Transport theory of fluctuation phenomena in nuclear collisions*, Nuclear Physics A **513** (1990) 187-204
- [AYI95] S. Ayik, M. Colonna and P. Chomaz, *Quantal effects on growth of instabilities in nuclear matter*, Physics Letters B **353** (1995) 417-421
- [BAC95] C.O. Bacri, *et al.*, *Onset of vaporization for the Ar+Ni system*, Physics Letters B **353** (1995) 27-31
- [BAI13] G. Baiocco, *et al.*,  *$\alpha$ -clustering effects in dissipative  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  reactions at 95 MeV*, Physical Review C **87** (2013) 054614
- [BAR01] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro and V. Greco, *Nuclear fragmentation : sampling the instabilities of binary systems*, Physical Review Letters **86** (2001) 4492
- [BAR02] V. Baran, *et al.*, *Isospin effects in nuclear fragmentation*, Nuclear Physics A **703** (2002) 603-632
- [BAR06] V. Baran and J. Margueron, *Instabilities in nuclear matter and finite nuclei*, European Physical Journal A **30** (2006) 141-151
- [BAR98] V. Baran, *et al.*, *Spinodal decomposition of low-density asymmetric nuclear matter*, Nuclear Physics A **632** (1998) 287-303
- [BAR09a] L. Bardelli, *et al.* (FAZIA collaboration), *Influence of crystal-orientation effects on pulse-shape-based identification of heavy-ions stopped in silicon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **605** (2009) 353-358
- [BAR09b] L. Bardelli, *et al.* (FAZIA collaboration), *A method for non-destructive resistivity mapping in silicon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **602** (2009) 501-505
- [BAR11] L. Bardelli, *et al.* (FAZIA collaboration), *Progresses in the pulse shape identification with silicon detectors within the FAZIA collaboration*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **654** (2011) 272-278
- [BAY63] T. Bayes and R. Pryce, *An essay towards solving a problem in a doctrine of chance by the late Reverend Bayes*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London **53** (1763), available at : [www.stat.ucla.edu/history/essay.pdf](http://www.stat.ucla.edu/history/essay.pdf)
- [BEA95] L. Beaulieu, *et al.*, *Excitation energies in statistical emission of light charged particles in heavy-ion reactions*, Physical Review C **51** (1995) 3492-3495
- [BEL00] N. Bellaize, *Fragmentation dans les collisions centrales du système Ni+Au de 32A à 90A MeV*, Thèse de l'université de Caen, LPC (2000)
- [BEL02] N. Bellaize, *et al.* (INDRA collaboration), *Multifragmentation process for different mass asymmetry in the entrance channel around the Fermi energy*, Nuclear Physics A **709** (2002) 367-391

- [BEN03] M. Bender, P.H. Heenen, and P.G. Reinhard, *Self-consistent Mean-Field models for nuclear structure*, Review of Modern Physics **75** (2003) 121-180
- [BEN95] J. Benlliure, *Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation du projectile dans la réaction  $Xe+Sn$  à 50 MeV/A*, Thèse de l'université de Valencia (1995)
- [BER83] G.F. Bertsch, *et al.*, *Nuclear Fragmentation*, Physics Letters B **126** (1983) 9-26
- [BER88] G. Bertsch and S. Das Gupta, *A guide to microscopic models for intermediate energy heavy-ion collisions*, Physics Report **160** (1988) 189-233
- [BIR60] J.B. Birks, in *Scintillation Counters*, Pergamon Press, Oxford (1960)
- [BIZ86] G. Bizard, *et al.*, *A Plastic Multidetector For Light Nuclei Identification At GANIL*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **244** (1986) 483-489
- [BIZ93] G. Bizard, *et al.*, *From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei*, Physics Letters B **302** (1993) 162
- [BLO77] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki, and C. F. Tsang, *Proximity forces*, Annals of Physics (New York) **105** (1977) 427-462
- [BLU91] Y. Blumenfeld, *et al.*, *Multifragment events from heavy-ion collisions : sources and excitation functions*, Physical Review Letters **66** (1991) 576-580
- [BOC00] F. Bocage, *et al.* (INDRA collaboration), *Dynamical effects in nuclear collisions in the Fermi energy range : aligned breakup of heavy projectiles*, Nuclear Physics A **676** (2000) 391
- [BOG05] S.K. Bogner, A. Schwenk, R.J. Furnstahl, and A. Nogga, *Is nuclear matter perturbative with low-momentum interactions ?*, Nuclear Physics A **763** (2005) 59-79
- [BOH36] N. Bohr, *Neutron Capture and Nuclear Constitution*, Nature **137** (1936) 344-348
- [BOH48] N. Bohr, *Matematisk-Fysiske Meddelelser* **18** (1948) 1
- [BOI13] M. Boisjoli, *Etude de l'énergie de symétrie dans les collisions  $^{40,48}Ca + ^{40,48}Ca$  à 35 MeV/A*, Thèse de l'Université de Caen (2013), <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01058092>
- [BON85a] J. P. Bondorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin, C. J. Petrick, H. Schulz and K. Sneppen, *Statistical Multifragmentation of Nuclei (I). Formulation of the model*, Nuclear Physics A **443** (1985) 321-347
- [BON85b] J. P. Bondorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin, and H. Schulz, *Statistical Multifragmentation of Nuclei (II). Application of the model to finite nuclei disassembly*, Nuclear Physics A **444** (1985) 460-476
- [BON95] J.P. Bondorf, *et al.*, *Statistical Multifragmentation of Nuclei*, Physics Report **257** (1995) 133
- [BON09] E. Bonnet, *et al.* (INDRA collaboration), *Bimodal Behavior of the Heaviest Fragment Distribution in Projectile Fragmentation*, Physical Review Letters **103** (2009) 072701
- [BON14] E. Bonnet, *et al.*, *Investigation of collective radial expansion and stopping in heavy ion collisions at Fermi energies*, Physical Review C **89** (2014) 034608
- [BOR01] B. Borderie, *et al.* (INDRA collaboration), *Evidence for Spinodal Decomposition in Nuclear Multifragmentation*, Physical Review Letters **86** (2001) 3252-3255
- [BOR02] B. Borderie, *et al.*, *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **28** (2002) R217
- [BOR08] B. Borderie and M. F. Rivet, *Nuclear multifragmentation and phase transition of hot nuclei*, Progresses in Particle and Nuclear Physics **61** (2008) 551-601
- [BOR13] B. Borderie *et al.* (INDRA collaboration), *Constrained caloric curves and phase transition for hot nuclei*, Physics Letters B **723** (2013) 140-144
- [BOT86] W. Botermans and R. Malfliet, *Two-body collisions and Mean-Field theory : the Brueckner-Boltzmann equation*, Physics Letters B **171** (1986) 22-27
- [BOT95] A.S. Botvina, *et al.*, *Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions*, Nuclear Physics A **584** (1995) 737
- [BOT02] A. S. Botvina, O. V. Lozhkin and W. Trautmann, *Isoscaling in light-ion induced reactions and its statistical interpretation*, Physical Review C **65** (2002) 044610
- [BOU87] R. Bougault, *et al.*, *"DELF", a large solid angle detection system for heavy fragments*, Nuclear Instruments and Methods A **259** (1987) 473
- [BOU88] R. Bougault, *et al.*, *Multifragment Production in Heavy Ion Collisions at Intermediate Energy*, Nuclear Physics A **488** (1988) 255c-260c

- [BOU89] R. Bougault, *et al.*, *Multifragment production in heavy-ion collisions at intermediate energy : Kr on Au and Ag at 3.7 GeV energy of bombardment*, Nuclear Physics A **488** (1989) 255-260
- [BOU95] R. Bougault, *et al.*, *Complete energy damping in 29 MeV/nucleon Pb+Au two-body final state reactions*, Nuclear Physics A **587** (1995) 499-512
- [BOU14] R. Bougault, *et al.*, *The FAZIA project in Europe : R&D phase*, European Physical Journal A **50** (2014) 47
- [BRO00] B.A. Brown, *Neutron radii in Nuclei and the Neutron Equation of State*, Physical Review Letters **85** (2000) 5296
- [BRU08] M. Bruno, F. Gulminelli, F. Cannata, M. D'Agostino, F. Gramegna and G. Vannini, *Signals of bimodality in the fragmentation of Au quasi-projectiles*, Nuclear Physics A **807** (2008) 48-60
- [CAM88] X. Campi, *Signals of a phase transition in nuclear multifragmentation*, Physics Letters B **208** (1988) 351
- [CAM92] X. Campi and H. Krivine, *Observables in nuclear fragmentation : finite-size scaling*, Zeitschrift für Physik A **344** (1992) 81
- [CAR12] S. Carboni, *et al.* (FAZIA collaboration), *Particle identification using the  $\Delta E - E$  technique and pulse shape discrimination with the silicon detectors of the FAZIA project*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **664** (2012) 251-263
- [CAS93] G. Casini, *et al.*, *Fission time scales from anisotropic in-plane distributions in  $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$  and  $^{120}\text{Sn} + ^{120}\text{Sn}$  collisions around 20A MeV*, Physical Review Letters **71** (1993) 2567
- [CAS12] G. Casini, *et al.*, *Persistence of odd-even staggering in charged-fragment yields from  $^{112}\text{Sn} + ^{58}\text{Ni}$  collisions at 35 MeV/nucleon*, Physical Review C **86** (2012) 011602(R)
- [CHA88a] R.J. Charity, *et al.*, *Measurement and statistical model analysis of pre-scission neutron multiplicity*, Nuclear Physics A **483** (1988) 126-152
- [CHA88b] R.J. Charity, *et al.*, *Emission of complex fragments from highly excited systems produced in  $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$  and  $^{27}\text{Al}$  reactions at  $E/A=25.4$  and  $30.3$  MeV*, Nuclear Physics A **476** (1988) 516-544
- [CHA90] S.K. Charagi, S.K. Gupta, *Coulomb-modified Glauber model description of heavy-ion reaction cross-section*, Physical Review C **41** (1990) 1610
- [CHA04] J.L. Charvet, *et al.*, *New approach of fragment charge correlations in  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  central collisions*, Nuclear Physics A **730** (2004) 431-447
- [CHA83] J. Chauvin, D. Lebrun, A. Lounis and M. Buenerd, *Low and intermediate energy nucleus-nucleus elastic scattering and the optical limit of Glauber theory*, Physical Review C **28** (1983) 1970-1974
- [CHE13] B. Chen, F. Sammarruca and C.A. Bertulani, *Microscopic in-medium nucleon-nucleon cross sections with improved Pauli blocking effects*, Physical Review C **87** (2013) 054616
- [CHB07] A. Chbihi, in *Proceedings of the IWM07 International Workshop on Multifragmentation and Related Topics*, Caen, France, 2007, edited by B. Borderie *et al.*, Conf.Proc. Vol. **95**, Italian Physical Society, Bologna, (2008) 277
- [CHIMERA] Collaboration CHIMERA, Website : <http://www.lns.infn.it>
- [CHO94] P. Chomaz, M. Colonna, A. Guarnera, and J. Randrup, *Brownian One-Body Dynamics in Nuclei*, Physical Review Letters **73** (1994) 3512-3515
- [CHO00] P. Chomaz, V. Duflot and F. Gulminelli, *Caloric Curves and Energy Fluctuations in the Microcanonical Liquid-Gas Phase Transition*, Physical Review Letters **85** (2000) 3587-3590
- [CHO01] P. Chomaz, F. Gulminelli and V. Duflot, *Topology of event distributions as a generalized definition of phase transitions in finite systems*, Physical Review E **64** (2001) 046114
- [CHO03] P. Chomaz and F. Gulminelli, *First-order phase transitions : equivalence between bimodalities and the Yang-Lee theorem*, Physica A **330** (2003) 451
- [CHO04] P. Chomaz, M. Colonna and J. Randrup, *Phase transitions in finite systems*, Physics Report **389** (2004) 263
- [COL81] A.J. Cole, *et al.*,  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  reaction cross section between 70 and 290 MeV obtained from elastic scattering, Physical Review Letters **47** (1981) 1705-1708
- [COL95] J. Colin, *et al.*, *Angular momentum transfer in peripheral reactions at intermediate energies*, Nuclear Physics A **593** (1995) 48-68



- [COL03] J. Colin, *et al.* (INDRA collaboration), *Dynamical effects in multifragmentation at intermediate energies*, Physical Review C **67** (2003) 064603
- [COL98] M. Colonna, M. Di Toro, A. Guarnera, S. Maccarone, M. Zielinska-Pfabé, H.H. Wolter, *Fluctuations and dynamical instabilities in heavy-ion reactions*, Nuclear Physics A **642** (1998) 449-460
- [COL02] M. Colonna, Ph. Chomaz and S. Ayik, *Mechanical and Chemical Spinodal Instabilities in Finite Quantum Systems*, Physical Review Letters **88** (2002) 122701
- [COL10] M. Colonna, A. Ono, and J. Rizzo, *Fragmentation paths in dynamical models*, Physical Review C **82** (2010) 054613
- [COL13] M. Colonna, *Fluctuations and symmetry energy in nuclear fragmentation dynamics*, Physical Review Letters **110** (2013) 042701
- [COU11] D. Coupland, *et al.*, *Influence of transport variables on isospin transport ratios*, Physical Review C **84** (2011) 054603
- [CUG81] J. Cugnon, T. Mizutani and J. Vandermeulen, *Equilibration in relativistic nuclear collisions. A Monte Carlo calculation*, Nuclear Physics A **352** (1981) 505-534
- [DAS08] C. B. Das and S. Das Gupta, *Exploring the lattice gas model for isoscaling*, Nuclear Physics A **812** (2008) 149-157
- [DAG99] M. D'Agostino, *et al.* (MULTICS collaboration), *Thermodynamical features of multifragmentation in peripheral Au + Au collisions at 35A MeV*, Nuclear Physics A **650** (1999) 329-357
- [DAG03] M. D'Agostino, *et al.*, *Critical-like behaviours in central and peripheral collisions : a comparative analysis*, Nuclear Physics A **724** (2003) 455-476
- [DAN02] P. Danielewicz, *Hadronic transport models*, Acta Physica Polonica B **33** (2002) 45-64
- [DEF95] E. De Filippo, *Table de pertes d'énergie VEDALOSS*, Rapport Dapnia-SphN **95-60** (1995)
- [DES95] P. Désesquelles, *Annales de Physique (Paris)* **20** (1995) 1
- [DES96] P. Désesquelles, *et al.*, *Size effect in the deexcitation of hot nuclei*, Physical Review C **53** (1996) 2252-2257
- [DES99] P. Désesquelles, *Analyses multidimensionnelles en Physique nucléaire*, Cours de l'école Joliot-Curie (1999)
- [DES00] P. Désesquelles *et al.*, *New method for the discrimination of single-source events in heavy-ion collisions*, Physical Review C **62** (2000) 024614
- [DES02] P. Désesquelles, *Fragment size correlations in finite system : Application to nuclear multifragmentation*, Physical Review C **65** (2002) 034604; also P. Désesquelles, *Calculation of the number of partitions with constraints on the fragment size*, Physical Review C **65** (2002) 034603
- [DIR27] P.A.M. Dirac, *The quantum Theory of Emission and Absorption of Radiation*, Proceedings of the Royal Society, London, A **114** (1927)
- [DIT06] M. Di Toro, A. Olmi and R. Roy, *Neck dynamics*, European Physical Journal A **30** (2006) 65-70, and refs. therein
- [DOR01] D. Doré, *et al.* (INDRA collaboration), *Properties of light particles produced in Ar+Ni collisions at 95A MeV : Prompt emission and evaporation*, Physical Review C **63** (2001) 034612
- [DUR92] D. Durand, *An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain*, Nuclear Physics A **541** (1992) 266-294
- [DUR95] D. Durand, *et al.*, *Nuclear disassembly time scales using space-time correlations*, Physics Letters B **345** (1995) 397-402
- [DUR98] D. Durand, *Physics from collisions below 200 MeV/u*, Nuclear Physics A **630** (1998) 52c-66c
- [DUR06] D. Durand, B. Tamain and E. Suraud, *Nuclear Dynamics in the nucleonic regime*, Institute Of Physics, New York (2001) and refs. therein
- [ELL02] J.B. Elliott *et al.*, *Liquid to Vapor Phase Transition in Excited Nuclei*, Physical Review Letters **88** (2002) 042701
- [EPE08] E. Epelbaum, H.W. Hammer, and U.G. Meißner, *Modern Theory of Nuclear Forces*, Review of Modern Physics **81** (2008) 1773-1825
- [EPE12] E. Epelbaum and U.G. Meissner, *Chiral dynamics of few- and many-body systems*, Annual Review of Nuclear and Particle Science **62** (2012) 159-185

- [EUD11] P. Eudes and Z. Bazrak, private communication (2011)
- [EUD14] P. Eudes, Z. Basrak, F. Sébille, V. de la Motta and G. Royer, *Towards a unified description of evaporation-residue fusion cross-sections above the barrier*, European Physics Letters **104** (2013) 22001, and Physical Review C **90** (2014) 034609
- [FAI83] G. Fai and J. Randrup, *Statistical simulation of complete events in energetic nuclear collisions*, Nuclear Physics A **404** (1983) 551-577
- [FAZIA] FAZIA project, Website : <http://fazia.in2p3.fr/spip>
- [FEL95] H. Feldmeier, K. Bieler, and J. Schnack, *Fermionic molecular dynamics for ground states and collisions of nuclei*, Nuclear Physics A **586** (1995) 493-532
- [FIN82] J. E. Finn, *et al.*, *Nuclear Mass Yields from High-Energy Proton-Nucleus Interactions*, Physical Review Letters **49** (1982) 1322-1325
- [FINO96] P. Finocchiaro, *et al.*, *Second order phase transitions : from infinite to finite systems*, Nuclear Physics A **600** (1996) 236-250
- [FIS67] M.E. Fisher, *The theory of equilibrium critical phenomena*, Reports on Progress in Physics, Volume **30** (1967) 615
- [FIS74] P.M. Fishbane and J.S. Trefil, *Factorization as a Simple Geometrical Property of Composite Systems*, Physical Review Letters **32** (1974) 396-399
- [FRA74] V. Franco, *Nuclear Collisions and Factorization*, Physical Review Letters **32** (1974) 911-913
- [FRA01a] J.D. Frankland, *et al.* (INDRA collaboration), *Multifragmentation of a very heavy nuclear system : selection of single-source events*, Nuclear Physics A **689** (2001) 905-940
- [FRA01b] J.D. Frankland, *et al.* (INDRA collaboration), *Multifragmentation of a very heavy nuclear system (II) : bulk properties and spinodal decomposition*, Nuclear Physics A **689** (2001) 940-964
- [FRA05] J.D. Frankland, *et al.* (INDRA collaboration), *Model-independent tracking of criticality signals in nuclear multifragmentation data*, Physical Review C **71** (2005) 034607
- [FRE07] M. Freer, *The clustered nucleus-cluster structures in stable and unstable nuclei*, Reports on Progresses in Physics **70** (2007) 2149-2210
- [FUC06] C. Fuchs and H.H. Wolter, *Modelization of the EOS*, European Physical Journal A **30** (2006) 5-21, and refs therein
- [FUR13] R.J. Furnstahl and K. Hebeler, *New applications in Renormalization Group methods in Nuclear Physics*, Reports on Progresses in Physics **76** (2013) 12630
- [GAI79] J. Gaidos, *et al.*, *Nuclear Fragment Emission in High-Energy p-Xe and p-Kr Collisions and a description of Their Production Mechanism*, Physical Review Letters **42** (1979) 82-85
- [GAL09a] E. Galichet, *et al.* (INDRA collaboration), *Isospin diffusion in 58Ni-induced reactions at intermediate energies. I. Experimental results*, Physical Review C **79** (2009) 064614
- [GAL09b] E. Galichet, M. Colonna, B. Borderie and M. F. Rivet, *Isospin diffusion in 58Ni-induced reactions at intermediate energies. II. Dynamical simulations*, Physical Review C **79** (2009) 064615
- [GAS14] *GASPARD : a new array for reaction studies at SPIRAL2*, Website : <http://gaspard.in2p3.fr>
- [GER04] E. Geraci, *et al.* (CHIMERA Collaboration), *Isoscaling in central  $^{124}\text{Sn} + ^{64}\text{Ni}$ ,  $^{112}\text{Sn} + ^{58}\text{Ni}$  collisions at 35 A MeV*, Nuclear Physics A **732** (2004) 173-201
- [GLA59] R.J. Glauber, *Lectures on Theoretical Physics*, Interscience, New York, Volume **1** (1955)
- [GLA06] R.J. Glauber, *Quantum Optics and Heavy Ion Physics*, Nuclear Physics A **774** (2006) 3-13
- [GLE88] N.K. Glendenning, *Equation of state from nuclear and astrophysical evidence*, Physical Review C **37** (1988) 2733-2743
- [GRE87] C. Grégoire, B. Remaud, F. Sébille, L. Vinet and Y. Raffray, *Semi-classical dynamics of heavy-ion reactions*, Nuclear Physics A **465** (1987) 317-338
- [GRO85] D.H. E. Gross and Xiao-ze Zhang, *Fragmentation of Big Nuclei by Protons at High Energies - Monte Carlo Sampling of the Open Phase-Space*, Physics Letters B **161** (1985) 47-51
- [GRO01] D.H.E. Gross, *Microcanonical thermodynamics : Phase transitions in small systems*, Lectures Notes in Physics, Vol. **66** , World Scientific, Singapore, (2001)
- [GRU13] D. Gruyer *et al.* (INDRA collaboration), *Nuclear Multifragmentation Time Scale and Fluctuations of the Largest Fragment Size*, Physical Review Letters **110** (2013) 172701

- [GRU14] D. Gruyer, *et al.* (INDRA collaboration), *Coulomb chronometry to probe the decay mechanism of hot nuclei*, arXiv :1309.7779 [nucl-ex], submitted to Physical Review Letters (2014)
- [GUL03] F. Gulminelli, *et al.*, *Transient backbending behavior in the IMF*, Physical Review E **68** (2003) 026119
- [GUL04] F. Gulminelli and P. Chomaz, *Equilibrium under flow*, Nuclear Physics A **734** (2004) 581-588
- [HAM11] H. Hamrita, *et al.*, *Description of current pulses induced by heavy ions in silicon detectors (II)*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **642** (2011) 59-64
- [HAU52] W. Hauser and H. Feshbach, *The inelastic scattering of Neutrons*, Physical Review **87** (1952) 366-373
- [HES58] W.N. Hess, *Summary of High-Energy Nucleon-Nucleon Cross-section Data*, Reviews of Modern Physics **30** (1958) 368
- [HOY53] F. Hoyle, *et al.*, *A state in  $^{12}\text{C}$  predicted from astrophysical evidence*, Physical Review **92** (1953) 1095
- [HUB90] F. Hubert, R. Bimbot and H. Gauvin, *Range and Stopping-Power tables from 2-100 MeV/nucleon heavy ions in solid*, Atomic Data and Nuclear Data Table **46** (1990) 1-213
- [HUD03] S. Hudan, *et al.* (INDRA collaboration), *Characteristics of the fragments produced in central collisions of  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  from 32A to 50A MeV*, Physical Review C **67** (2003) 064613
- [IKE68] K. Ikeda, N. Takigawa, and H. Horiuchi, *The systematic structure-change into the molecule-like structures in the self-conjugate  $4n$  nuclei*, Progress of Theoretical Physics Supplements E **68** (1968) 464-475
- [INDRA] Collaboration INDRA, Website : <http://indra.in2p3.fr/spip>
- [ISH07] N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda, *Nuclear force from Lattice QCD*, Physical Review Letters **99** (2007) 022201
- [JAC96] B. Jacquot, S. Ayik, P. Chomaz and M. Colonna, *Fluid dynamical approach to spinodal instabilities in finite nuclear matter*, Physics Letters B **383** (1996) 247-251
- [JAK82] B. Jakobsson, G. Jönsson, B. Lindkvist and A. Oskarsson, *The disintegration of nuclei in violent heavy ion interactions at 55A MeV - 110A MeV*, Zeitschrift Für Physik A **307** (1982) 293-304
- [KIK68] K. Kikuchi and M. Kawai, *Nuclear matter and Nuclear Collisions*, North Holland, New York (1968)
- [KIM89] Y.D. Kim, *et al.*, *Multifragment Emission Observed for the Reaction  $^{36}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  at  $E/A = 35$  MeV*, Physical Review Letters **63** (1989) 494-497
- [KLA93] D. Klakow, G. Welke, and W. Bauer, *Nuclear flow excitation function*, Physical Review C **48** (1993) 1982-1987
- [KOL33] A. Kolmogorov, *Sulla determinazione empirica di una legge di distribuzione*, Giornale dell'Istituto Italiano degli Attuari, Roma, Vol. **4** (1933) 83
- [KRE93] P. Kreutz, *et al.* (ALADIN collaboration), *Charge correlations as a probe of nuclear disassembly*, Nuclear Physics A **556** (1993) 672-696
- [KSH72] A.M. Kshirsagar, *Multivariate Analysis*, Statistics textbooks and monographs, Vol. **2** Marcel Dekker, New York (1972)
- [LAP74] P.S. de Laplace, *Mémoire sur les approximations des formules qui sont fonctions de très grand nombres*, Mémoires de l'Académie Royale des Sciences de Paris (Savants étrangers) **4** (1774), available at : [gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k77596b/f32.image](http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k77596b/f32.image)
- [LAC09] D. Lacroix, *Strong interaction in the nuclear medium : new trends*, Cours de l'école Joliot-Curie (2009)
- [LAT01] J.M. Lattimer and M. Prakash, *Neutron Star Structure and the Equation of State*, Astrophysical Journal **550** (2001) 426
- [LAT04] J.M. Lattimer and M. Prakash, *The Physics of Neutron Stars*, Science **304** (2004) 536
- [LAT12] J.M. Lattimer, *The Nuclear Equation of State and Neutron Star Masses*, Annual Review of Nuclear and Particle Physics **62** (2012)
- [LAU05] P. Latusse, *et al.* (INDRA collaboration), *Experimental overview of Ni+Ni collisions at 32 MeV/nucleon : Discriminant analysis and duality in the decay modes of a fusionlike system*, Physical Review C **71** (2005) 034602

- [LEC95] J.F. Lecomte, *et al.*, *Neck formation and decay in Pb + Au collisions at 29 MeV/u*, Physics Letters B **354** (1995) 202-207
- [LEC96] J.F. Lecomte, *et al.*, *Reaction mechanism in highly fragmented Pb + Au collisions at 29 MeV/u*, Physics Letters B **387** (1996) 460-465
- [LEF05] A. Le Fèvre, *et al.*, *Isotopic Scaling and the Symmetry Energy in Spectator Fragmentation*, Physical Review Letters **94** (2005) 162701
- [LEF09] A. Le Fèvre, *et al.*, *Bimodality : a general feature of heavy ion reactions*, Physical Review C **80** (2009) 044615
- [LEH09] G. Lehaut, *Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi*, Thèse de l'Université de Caen, LPC Caen (2009)
- [LEH10a] G. Lehaut, F. Gulminelli and O. Lopez, *Phase diagram of the charged lattice-gas model with two types of particles*, Physical Review E **81** (2010) 051104
- [LEH10b] G. Lehaut, F. Gulminelli and O. Lopez, *Isoscaling as a Measure of Symmetry Energy in the Lattice Gas Model*, Physical Review Letter **102** (2010) 142503
- [LEH10c] G. Lehaut, *et al.* (INDRA collaboration), *Study of Nuclear Stopping in Central Collisions at Intermediate Energies*, Physical Review Letters **104** (2010) 232701
- [LEN99] N. Le Neindre, *Aspect thermodynamique de la multifragmentation du système Xe + Sn de 32A à 50A MeV*, Thèse de l'université de Caen, LPC (1999)
- [LEN07] N. Le Neindre, *et al.* (INDRA Collaboration), *Yield scaling, size hierarchy and fluctuations of observables in fragmentation of excited heavy nuclei*, Nuclear Physics A **795** (2007) 47-69
- [LEN13] N. Le Neindre, *et al.* (FAZIA collaboration), *Comparison of charged particle identification using pulse shape discrimination and  $\Delta E - E$  methods between front and rear side injection in silicon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **701** (2013) 145-152
- [LER86] S. Leray, Proceedings conférence *HICOFED*, Journal de Physique C **4**, Paris (1986) 4
- [LI93] G. Q. Li and R. Machleidt, *Microscopic calculation of in-medium nucleon-nucleon cross sections*, Physical Review C **48** (1993) 1702
- [LI98] B.A. Li, C.M. Ko and W. Bauer, *Isospin Physics in heavy-ion collisions at intermediate energies*, International Journal of Modern Physics E **7** (1998) 147-229
- [LI08] B.A. Li, L.W. Chen and C.M. Ko, *Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions*, Physics Report **464** (2008) 113-281
- [LIN63] J. Linhart, M. Scharff and H.E. Schiott, *Range Concepts and Heavy Ion Ranges*, Matematisk-fysiske Meddelelser Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab **33** (1963) 1-42
- [LIO05] R. Lioni, V. Baran, M. Colonna, and M. Di Toro, *IMF isotopic properties in semi-peripheral collisions at Fermi energies*, Physics Letters B **625** (2005) 33-40
- [LIU01a] J.Y. Liu, *et al.*, *Nuclear Stopping as a Probe for In-Medium Nucleon-Nucleon Cross Sections in Intermediate Energy Heavy Ion Collisions*, Physical Review Letters **86** (2001) 975-979
- [LIU01b] J.Y. Liu, *et al.*, *Isospin effect on the process of multifragmentation and dissipation at intermediate energy heavy ion collisions*, Physical Review C **63** (2001) 054612
- [LOM11] I. Lombardo, *et al.*, *Even-odd effects in Z and N distributions of fragments emitted at intermediate energies*, Physical Review C **84** (2011) 024613
- [LOP88] J.A. Lopez and J. Randrup, *Multifragmentation Versus Sequential Fission : Observables Differences ?*, Nuclear Physics A **491** (1989) 477-491
- [LOP89] J.A. Lopez and J. Randrup, *Theory of Nuclear Multifragmentation (I). Transition-state treatment of the breakup process*, Nuclear Physics A **503** (1989) 183-222
- [LOP90] J.A. Lopez and J. Randrup, *Theory of Nuclear Multifragmentation (II). Post-transition dynamics*, Nuclear Physics A **512** (1990) 345-364
- [LOP93a] O. Lopez, *Mise en évidence d'un mécanisme de production simultanée de fragments dans les collisions centrales du système  $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$  à 60A MeV*, Thèse de l'Université de Caen (1993)
- [LOP93b] O. Lopez, *et al.*, *Évidence for fast and simultaneous multi-fragment emission in central Kr + Au collisions at 60 MeV/u*, Physics Letters B **315** (1993) 34-39

- [LOP94] J.A. Lopez and J. Randrup, *Theory of Nuclear Multifragmentation (III). Pre-transition nucleon radiation*, Nuclear Physics A **571** (1994) 379-392
- [LOP05] O. Lopez, D. Lacroix and E. Vient, *Bimodality as a Signal of a Liquid-Gas Phase Transition in Nuclei ?*, Physical Review Letters **95** (2005) 242701
- [LOP06] O. Lopez and M.F. Rivet, *Bimodalities : a survey of experimental data and models*, European Physical Journal **30** (2006) 263-274 , and refs therein
- [LOP08] O. Lopez, *Multidétecteurs dans le domaine des basses énergies*, Cours de l'Ecole Joliot-Curie "Physique nucléaire instrumentale" (2008) 201-232
- [LOP09] O. Lopez and M. Pârlog, *Mass identification using Si-CsI(Tl) telescopes*, Proceedings of the *International Workshop on Multifragmentation and Related Topics*, Catania (Italy) (2009) 148-157
- [LOP14] O. Lopez *et al.* (INDRA collaboration), *In-medium effects for nuclear matter in the Fermi energy range*, ArXiv : nucl-ex/1409.0735, submitted to PRC (September 2014)
- [LOU94] M. Louvel, *et al.*, *Rapid decrease of fragment emission time in the range of 3-5 MeV/u excitation energy*, Physics Letters B **320** (1994) 221-226
- [LUK97] J. Lukasik, *et al.* (INDRA-ALADIN collaboration), *Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral and semicentral collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon*, Physical Review C **55** (1997) 1906-1916
- [MA05] Y.G. Ma, *et al.*, *Critical Behavior in Light Nuclear Systems : Experimental aspects*, Physical Review C **71** (2005) 054606
- [MAH89] C. Mahaux and R. Sartor, *Nuclear Matter and Heavy-ion collisions*, Ecole théorique des Houches (1989)
- [MAN04] L. Manduci, Thèse de l'Université de Caen Basse-Normandie, LPC Caen (2004), <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00011469/fr>
- [MAN08] L. Manduci, *et al.* (INDRA collaboration), *Multifragmentation threshold in  $^{93}\text{Nb} + ^{\text{nat}}\text{Mg}$  collisions at 30 MeV/nucleon*, Nuclear Physics A **811** (2008) 93-106
- [MAR03] J. Margueron, Ph. Chomaz, Physical Review C **67** (2003) 041602
- [MAR95] N. Marie-Nourry, *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 MeV/nucléon*, Thèse GANIL (1995)
- [MAR97] N. Marie, *et al.* (INDRA collaboration), *A hot expanding source in 50A MeV Xe+Sn central reactions*, Physics Letters B **391** (1997) 15
- [MAR98] N. Marie, *et al.* (INDRA collaboration), *Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation events*, Physical Review C **58** (1998) 256
- [MAJ04] A. Maj, *et al.*, *Evidence for the Jacobi shape transition in hot  $^{46}\text{Ti}$* , Nuclear Physics A **731** (2004) 319-326
- [MAJ87] M. Majhed, *L'analyse tensorielle en physique des particules*, Thèse LPC Clermont-Ferrand (1987)
- [MIL07] M.L. Miller, K. Reygers, S.J. Sanders and P. Steinberg, *Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions*, Annual Review of Nuclear and Particle Physics Science, Volume **57** (2007) 205-243
- [MOR75] L.G. Moretto, S.K. Kataria, R.C. Jared, R. Schmitt and S.G. Thompson, *Intermediate Mass fragments emitted in the reaction  $\text{Ag} + ^{14}\text{N}$  at 100, 160 and 250 MeV bombarding energy*, Nuclear Physics A **255** (1975) 491-508
- [MET53] N. Metropolis, *et al.*, *Equation of state calculations by fast computing machines*, Journal of Chemical Physics Volume **21** (1953) 1087
- [MET58] N. Metropolis, *et al.*, *Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. II. High -Energy Studies and Pion Processes*, Physical Review **110** (1958) 204-220
- [MUT09] M. Mütterer, *et al.*, *Particle identification with time-of-flight and pulse-shape discrimination in neutron-transmutation doped silicon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **608** (2009) 275-286
- [MYE96] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, *Nuclear properties according to the Thomas-Fermi model*, Nuclear Physics A **601** (1996) 141-167
- [NAD81] A. Nadasen, *et al.*, *Elastic scattering of 80-180 MeV protons and the proton-nucleus optical potential*, Physical Review C **23** (1981) 1023-1044

- [NAP10] P. Napolitani, *et al.*, *Probing the nuclear equation of state in heavy-ion collisions at Fermi energy in isospin-sensitive exclusive experiments*, Physical Review C **81** (2010) 044619
- [NAP13] P. Napolitani, and M. Colonna, *Bifurcations in Boltzmann-Langevin one-body dynamics for fermionic systems*, Physics Letters B **726** (2013) 382
- [NED14] *NEDA* : a neutron detector for *SPIRAL2*, Website : <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/instrumentation/neda>
- [NOR28] L.W. Nordheim, Proceedings of the Royal Society A **119** (1928) 689
- [NOR80] W. Nörenberg, *Heavy-Ion Collisions*, ed. North-Holland (Amsterdam) (1980) Vol. 2
- [ONO98] A. Ono, H. Horiuchi, H. Takemoto, and R. Wada, *Application of antisymmetrized molecular dynamics to nucleus-nucleus collisions*, Nuclear Physics A **630** (1998) 148c-159c
- [ONO04] A. Ono, *et al.*, *Symmetry energy for fragmentation in dynamical nuclear collisions*, Physical Review C **70** (2004) 041604(R)
- [PAR14] *PARIS* : a Photon Array for Studies with Radioactive Ion ans Stable Beams, Website : <http://paris.ifj.edu.pl>
- [PAR01a] M. Parlog, *et al.* (INDRA collaboration), *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions, Part I : recombination and delta-electrons*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **482** (2001) 674-692
- [PAR01b] M. Parlog, *et al.* (INDRA collaboration), *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions, Part II : calibration and identification in the INDRA array*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **482** (2001) 693-706
- [PAR10] M. Parlog, *et al.* (INDRA collaboration), *Description of current pulses induced by heavy ions in silicon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **613** (2010) 290-294
- [PAU92] G. Pausch, *et al.*, *Particle identification in solid-state detectors by exploiting pulse shape information*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **322** (1992) 43-52
- [PAU94] G. Pausch, W. Bohne, D. Hilscher, H.G. Ortlepp, and D. Polster, *Particle identification in a wide dynamic range based on pulse-shape analysis with solid-state detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **349** (1994) 281-284
- [PEG90] A. Péghaire, *et al.*, *Tonneau : a multidetector array for charged-particle and light-fragment  $4\pi$  detection*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **295** (1990) 365-372
- [PHA92] L. Phair, *et al.*, *Impact-parameter filters for  $^{36}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  collisions at  $E/A=50, 80$  and  $110$  MeV*, Nuclear Physics A **548** (1992) 489-509
- [PIA05] S. Piantelli, *et al.* (INDRA collaboration), *Estimate of average freeze-out volume in multifragmentation events*, Physics Letter B **627** (2005) 18-25
- [PIA13] S. Piantelli, *et al.* (FAZIA collaboration),  *$N$  and  $Z$  odd-even staggering in Kr+Sn collisions at Fermi energies*, Physical Review C **88** (2013) 064607
- [PIC06] M. Pichon, *et al.* (INDRA collaboration), *Bimodality : A possible experimental signature of the liquid-gas phase transition of nuclear matter*, Nuclear Physics A **779** (2006) 267
- [PIE12] J. Piekarewicz, *et al.*, *Electric dipole polarizability and the neutron skin*, Physical Review C **85** (2012) 041302
- [PIE01] S.C. Pieper and R.B. Wiringa, *Quantum Monte Carlo calculations of light nuclei*, Annual Review of Nuclear and Particle Science **51** (2001) 53-90
- [POC95] J. Pochodzalla *et al.* (ALADIN collaboration), *Probing the Nuclear Liquid-Gas Phase Transition*, Physical Review Letters **75** (1995) 1040-1043
- [POG07] G. Poggi, *FAZIA : prototyping a next-generation  $4\pi$  array for reaction-dynamics studies*, European Physical Journal Special Topics **150** (2007) 369-372
- [POU1995] J. Pouthas *et al.*, *INDRA, a  $4\pi$  charged product detection array at GANIL*, Nuclear Instruments and Methods A **357** (1995) 418-442
- [RAD11] Ad. R. Raduta, *et al.*, *Evidence for  $\alpha$ -particle condensation in nuclei from the Hoyle state deexcitation*, Physics Letters B **705** (2011) 65-70
- [REI97] W. Reisdorf, *et al.* (FOPI collaboration), *Central collisions of Au on Au at 150, 250 and 400 A.MeV*, Nuclear Physics A **612** (1997) 493-556

- [REN72] P.U. Renberg, D.F. Measday, M. Pepin, P. Schwaller, B. Favier, and C. Richard-Serre, *Reaction cross section in the energy range 220-570 MeV*, Nuclear Physics A **183** (1972) 81-104
- [RIC01] J. Richert and P. Wagner, Physics Report **350** (2001) 1
- [RIO12] A. Rios and V. Somà, *Self-Consistent Green's Function Calculation of the Nucleon Mean Free Path*, Physical Review Letters **108** (2012) 012501
- [RIV98] M.F. Rivet, *et al.* (INDRA collaboration), *Independence of fragment charge distributions of the size of heavy multifragmenting sources*, Physics Letters B **430** (1998) 217-222
- [RIZ05] J. Rizzo, M. Colonna, and M. Di Toro, *Fast nucleon emission as a probe of the momentum dependence of the symmetry potential*, Physical Review C **72** (2005) 064609
- [RIZ07] J. Rizzo, M. Colonna, and A. Ono, *Comparison of multifragmentation dynamical models*, Physical Review C **76** (2007) 024611
- [ROP98] G. Röpke, A. Schnell, P. Schuck, and P. Nozières, *Four-particle condensate in strongly coupled fermion systems*, Physical Review Letters **80** (1998) 3177-3180
- [RUD91] G. Rudolf, *et al.*, *XYZt, a multidetector for fast intermediate-mass fragments*, Nuclear Instruments and Methods A **307** (1991) 325
- [RUS11] P. Russotto, *et al.* (FOPI collaboration), *Symmetry energy from elliptic flow in  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$* , Physics Letters B **697** (2011) 471-476
- [SAT03] N. Sator, Physics Report **376** (2003) 1
- [SAU76] G. Sauer, H. Chandra and U. Mosel, *Thermal properties of Nuclei*, Nuclear Physics A **264** (1976) 221-243
- [SCHN98] A. Schnell, G. Röpke, U. Lombardo, and H.J.Schulze, *Elastic nucleon-nucleon cross section in nuclear matter at finite temperature*, Physical Review C **57** (1998) 806-810
- [SCH84] W.U. Schroder and J. R. Huizenga, *Treatise on Heavy Ion Science*, ed. A. Bromley (Plenum, New York), Vol. **2** (1984)
- [SCH80] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Ed. Springer-Verlag, New York, Chap. **1** (1980)
- [SFI07] C. Sfonti and M. De Napoli (ALADIN collaboration), *Gross properties and isotopic phenomena in spectator fragmentation*, Nuclear Physics A **787** (2007) 627-632
- [SIS01] D. Sisan, *et al.*, *Intermediate mass fragment emission in heavy-ion collisions : Energy and system mass dependence*, Physical Review C **63** (2001) 027602
- [SMI48] N.V. Smirnov, *Tables for estimating the goodness of fit of empirical distributions*, Annals of Mathematical Statistics **19** (1948) 279
- [SOU02] G.A. Souliotis, W. Loveland, K. Hanold, G.J. Wozniak and D.J. Morissey, *Heavy residue formation in 20 MeV/nucleon  $^{197}\text{Au} + ^{90}\text{Zr}$  collisions*, Nuclear Physics A **705** (2002) 279-296
- [SOU03] G.A. Souliotis, *et al.*, *Isotopic scaling of heavy projectile residues from the collisions of 25 MeV/nucleon  $^{86}\text{Kr}$  with  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{112}\text{Sn}$  and  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}$* , Physical Review C **68** (2003) 024605
- [SOU06] G.A. Souliotis, *et al.*, *Heavy-residue isoscaling as a probe of the symmetry energy of hot fragments*, Physical Review C **73** (2006) 024606
- [SOU90] R.T. de Souza, *et al.*, *The MSU Miniball  $4\pi$  fragment detection array*, Nuclear Instruments and Methods A **295** (1990) 109-122
- [SOU91] R.T. de Souza, *et al.*, *Multifragment emission in the reaction  $^{36}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  at  $E/A=35, 50, 80$ , and  $110$  MeV*, Physics Letters B **268** (1991) 6-11
- [STE01] J.C. Steckmeyer, *et al.* (INDRA collaboration), *Excitation energy and angular momentum of quasiprojectiles produced in the  $\text{Xe} + \text{Sn}$  collisions at incident energies between 25 and 50 MeV/nucleon*, Nuclear Physics A **686** (2001) 537-567
- [STU92] L. Stuttgé, *et al.*, *Energy damping and intermediate-velocity fragment emission in peripheral  $\text{Kr}+\text{Au}$  collisions at  $43$  MeV/u*, Nuclear Physics A **539** (1992) 511-526
- [SUR90] E. Suraud, *L'équation d'état de la matière nucléaire*, Cours de l'école Joliot-Curie (1990)
- [SU10] Z.Y. Su, *et al.*, *Isospin diffusion and equilibration for  $\text{Sn}+\text{Sn}$  collisions at  $E/A=35$  MeV*, Physical Review C **82** (2010) 051603(R)

- [TAB99] G. Tăbăcaru, *et al.* (INDRA collaboration), *Pulse-height defect in the passivated ion-implanted Si detectors of the INDRA array*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **428** (1999) 379-390
- [TAB06] G. Tăbăcaru, *et al.* (INDRA collaboration), *Multifragmentation of very heavy nuclear systems (III) :Fragment velocity correlations and event topology at freeze-out*, Nuclear Physics A **764** (2006) 371-386
- [TRO87] R. Trockel, *et al.*, *Correlated Fragment Production in  $^{18}\text{O}$ -Induced Reactions at  $E/A = 84$  MeV*, Physical Review Letters **59** (1987) 2844-2847
- [TRO89] R. Trockel, *et al.*, *Onset of multifragment emission in heavy-ion collisions* (ALADIN collaboration), Physical Review C **39** (1989) 729-732
- [TSA01] M.B. Tsang, *et al.*, *Isotopic Scaling in Nuclear Reactions*, Physical Review Letters **86** (2001) 5023-5026
- [TSA04] M.B. Tsang, *et al.*, *Isospin Diffusion and the Nuclear Symmetry Energy in Heavy Ion Reactions*, Physical Review Letters **92** (2004) 062701
- [TSA06] M.B. Tsang, *et al.*, *Comparisons of statistical multifragmentation and evaporation models for heavy-ion collisions*, European Journal of Physics A **30** (2006) 129-139
- [TSA09] M.B. Tsang, *et al.*, *Constraints on the Density Dependence of the Symmetry Energy*, Physical Review Letters **102** (2009) 122701
- [TSA12] M.B. Tsang, *et al.*, *Constraints on the symmetry energy and neutron skins from experiments and theory*, Physical Review C **86** (2012) 015803
- [UEH33] E.A. Uehling and G.E. Uhlenbeck, *Transport Phenomena in Einstein-Bose and Fermi-Dirac Gases. I*, Physical Review **43** (1933) 552-561
- [UNE10] See *Unified Nuclear Energy Density Functional*, Website : <http://unedf.org>
- [VAN04] D. Lacroix, A. Van Lauwe, and D. Durand, *HIPSE, a phenomenological model for heavy-ions induced collisions around the Fermi energy*, Physical Review C **69** (2004) 054604
- [VAU72] D. Vautherin and D. M. Brink, *Hartree-Fock Calculations with Skyrme Interactions. I. Spherical Nuclei*, Physical Review C **5** (1972) 626-647
- [VAU87] D. Vautherin, J. Treiner, and M. Vénéroni, *Evolution of hot compressed nuclei in the time-dependent Hartree-Fock approximation*, Physics Letters B **191** (1987) 6-11
- [VIE08] E. Vient, *Calorimétrie et thermométrie des noyaux chauds produits dans les collisions entre ions lourds autour de l'énergie de Fermi*, Habilitation à diriger des recherches (HDR), Université de Caen (2008)
- [WAD92] R. Wada, *et al.*, Nuclear Physics A **548** (1992) 471
- [WAD75] C. J. Waddington and P. S. Freier, *The cascading of cosmic-ray nuclei in various media*, Astrophysics and Space Science **38** (1975) 419
- [WEI90] S. Weinberg, *Nuclear forces from chiral lagrangians*, Physics Letters B **251** (1990) 288-292
- [WEI37] V. Weisskopf, *Statistics and Nuclear Reactions*, Physical Review **52** (1937) 295-303
- [XIA98] C. Xiangzhou, F. Jun, S. Wenqing, M. Yugang, W. Jiansong, and Y. Wei, *In-medium nucleon-nucleon cross section and its effect on total nuclear cross section*, Physical Review C **58** (1998) 572-575
- [XU00] H.S. Xu, *et al.*, *Isospin Fractionation in Nuclear Multifragmentation*, Physical Review Letters **85** (2000) 716-720
- [YAN52] C.N. Yang and T.D. Lee, *Statistical Theory of Equations of State and Phase Transitions. I. Theory of condensation*, Physical Review **87** (1952) 404-410
- [YAN91] Q. Yang, D.J. O'Connor, and Z. Wang, *Empirical formulae for energy loss straggling of ions in matter*, Nuclear Instrumentation and Methods in Physics Research Section B **61** (1991) 149-155
- [YAN99] , L.B. Yang, *et al.*, *Odd-even Z isospin anomaly in heavy-ion reaction*, Physical Review C **60** (1999) 041602
- [ZHA11] G.Q. Zhang, *et al.*, *Unified description of nuclear stopping in central heavy-ion collisions from 10A MeV to 1.2A GeV*, Physical Review C **84** (2011) 034612
- [ZHA12] Y. Zhang, *et al.*, *Influence of in-medium NN cross sections, symmetry potential, and impact parameter on isospin observables*, Physical Review C **85** (2012) 024602
- [ZIE77] J.F. Ziegler, *Helium Stopping Powers and Ranges in All elements*, Pergamon Press (1977)