



**HAL**  
open science

# Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits lors des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi.

G. Lehaut

► **To cite this version:**

G. Lehaut. Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits lors des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2009. Français. NNT: . tel-00426878

**HAL Id: tel-00426878**

**<https://theses.hal.science/tel-00426878v1>**

Submitted on 28 Oct 2009

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

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



UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. des SCIENCES

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

Monsieur Grégory LEHAUT

et soutenue le 14 octobre 2009



en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique

(Arrêté du 7 août 2006)



Titre :

**Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits lors des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi**

JURY

M. Bernard BORDERIE, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay *(Rapporteur)*  
M. Fouad RAMI, Chargé de recherche CNRS, IPHC Strasbourg *(Rapporteur)*  
M. Rémi BOUGAULT, Directeur de recherche CNRS, LPC Caen *(Directeur de thèse)*  
M. Giuseppe CARDELLA, Physiciens INFN, Catanes  
M. Jean COLIN, Professeur UCBN, UCBN Caen  
M. Olivier LOPEZ, Chargé de recherche CNRS, LPC Caen



Liens entre les propriétés statistiques et  
dynamiques des fragments produits lors des  
collisions d'ions lourds autour de l'énergie de  
Fermi.

Grégory Lehaut

27 octobre 2009



# Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier Jean-Claude Steckmeyer, directeur du LPC Caen, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Merci à Jean Colin d'avoir présidé mon jury de thèse. Je remercie Fouad Rami et Bernard Borderie d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit, et d'y avoir apporté des corrections pour sa compréhension. Je remercie Giuseppe Cardella d'avoir fait le déplacement depuis Catane pour faire partie du jury de cette thèse.

Merci à Rémi Bougault d'avoir été le directeur de cette thèse, ainsi que le chef du groupe "dynamique et thermodynamique du noyau" au LPC. J'en profite pour remercier l'ensemble des membres de ce groupe pour leurs disponibilités : Emmanuel (avec qui j'ai passé de très bon moments lors du stage de M2), Marian, Nicolas, Paolo, Bernard, Damien, Mohammad.

Et celui sans qui les pages suivantes n'auraient aucun sens (le manchot écrit n'étant pas très répandu) : Olivier Lopez ; merci à toi pour tout ce que tu m'as transmis (ta bonne humeur, ton approche des données expérimentales et la passion de la communication grand public) et toutes les activités que nous avons partagées (conférences, école d'été et fête de la science), merci pour ces trois ans.

Francesca, je te remercie d'avoir accepté d'encadrer la partie théorique de ma thèse, d'avoir consacré une grande partie de ton temps à me former à la thermodynamique (que ce soit en cours ou pendant nos réunions) et de ton soutien.

Merci Dominique, de m'avoir proposé l'étude du pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire et d'avoir été là pour répondre à toutes mes questions plus ou moins farfelues.

Et celui qui m'a introduit à la physique des collisions nucléaires autour de l'énergie de Fermi : Denis. Merci de m'avoir pris comme stagiaire, et de m'avoir donné ma première arme pour aborder ce domaine : HIPSE.

Et merci à François de m'avoir fait découvrir les joies de la modélisation et de la programmation objet.

Merci à l'ensemble des membres du LPC de faire de ce laboratoire un endroit agréable permettant de travailler dans de bonnes conditions, et merci à l'ensemble de la collaboration INDRA pour la qualité et la quantité des données expérimentales disponibles.

Sans transition, afin d'éviter un oubli éventuel, je remercie tous ceux et celles qui m'ont consacré du temps pour toutes les activités extérieures aux domaines des collisions d'ions lourds, lors de mes journées de thésard. Journées rythmées par les pauses café de 10h et 16h, moments joyeux s'apparentant à une transhumance plus ou moins bruyante de la machine à café jusqu'au noyau central où chacun apporte sa note d'humour, d'histoire, de culture, de tout et de n'importe quoi. À chaque pause solitaire, mon bureau étant situé au fond du laboratoire, mon chemin m'amenait à rencontrer divers bureaux et occupants : merci à vous tous d'avoir tout le temps

gardé votre porte grande ouverte.

La journée achevée, il est toujours possible de trouver des volontaires pour aller prendre une bière et refaire le monde du Highland à l'Écume des nuits ; pour organiser des *Pasta parties*, barbecues (avec andouillettes bien-sûr). Merci à tout mes compagnons du crépuscule.

Remerciements appuyés à celui qui, en plus d'être présents aux moments ludiques, était présent lorsque j'étais dans le bureau : le chef de bureau, *JL*<sup>2</sup>.

Et enfin merci à ceux extérieurs à la physique qui ont toujours été là pour partager de bons moments : mon Biquet, mon Mathieu, Paulin et Chacha, ... ; merci d'être de bons amis. Je remercie mes parents de m'avoir laissé choisir ma voie.

Ça y est c'est la fin de ma thèse, merci de m'avoir soutenu et maintenant commençons notre vie, mon Boubou.

*À Laure,  
ma future femme.*





# Introduction

L'objet d'étude de ce travail est le noyau atomique soumis à des conditions extrêmes en terme de densité, température et isospin. Dans ce travail, on cherchera à déterminer les caractéristiques de l'équation d'état de la matière nucléaire, notamment en ce qui concerne le terme d'énergie de symétrie. L'étude se décomposera en deux parties. La première s'intéressera aux propriétés statistiques des noyaux formés durant les collisions en termes de température et densité à l'aide d'un modèle de gaz sur réseau (chapitre 1 et 2). La seconde sera consacrée aux données expérimentales acquises par le multidétecteur *INDRA*, nous essaierons de mettre en évidence les liens existant entre les propriétés dynamiques et statistiques des fragments produits lors des collisions d'ions lourds.

## Le noyau atomique en conditions extrêmes

La matière qui nous entoure est constituée d'atomes, dont 99.95% de la masse est contenue dans le noyau. Sur Terre, les noyaux atomiques sont dans leur état fondamental qui est caractérisé par une énergie de liaison de leurs constituants, par leur rayon et leur durée de vie. Dans une étoile massive ou lors de l'explosion d'une étoile, les noyaux sont dans des conditions extrêmes, loin de leur état fondamental. La matière nucléaire à l'intérieur d'une étoile massive subit la gravitation, agissant comme une pression qui peut comprimer la matière nucléaire à une densité supérieure à la densité de saturation ( $\rho_0 = 0.17 \text{ nucléon} \cdot \text{fm}^{-3}$ ) et à température non nulle ( $T$  de quelques MeV). Lors de l'explosion d'une étoile massive, l'expansion spatiale va conduire le système nucléaire d'une densité élevée ( $\rho > \rho_0$ ) à une densité inférieure à  $\rho_0$ .

## Noyaux en collision

Sur Terre, le seul moyen d'observer des systèmes nucléaires à des densités différentes de  $\rho_0$  et à température non-nulle est de les créer en laboratoire. L'énergie d'excitation peut être apportée par la collision d'un projectile (particule ou noyau) sur un noyau cible qui, suivant sa nature et son énergie, va sonder différentes caractéristiques du système nucléaire en terme de pression, température, moment angulaire ou encore isospin. Un projectile leptonique chargé ( $e^-$ ,  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ) va sonder la réponse du système nucléaire à une excitation purement électromagnétique, alors qu'un projectile hadronique ( $n, p, \bar{p}, A$ ) sondera la réponse du système à une excitation nucléaire.

Une collision entre une particule hadronique et un noyau va exciter le système sans compression ni excitation mécanique, alors que pour des collisions entre deux systèmes nucléaires de grande taille ( $A + A$ ), le système va être soumis à une excitation nucléaire, mécanique (rotation, compression) et coulombienne.

Cette thèse s'intéresse aux collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (autour de l'énergie de Fermi soit  $E \approx 38 \text{ MeV}/A$ , c'est-à-dire des systèmes nucléaires subissant une excitation nucléaire et mécanique, dans une gamme d'énergie où les degrés de liberté du système sont les protons et les neutrons. Ce travail essaiera d'apporter des éléments de réponse à la question : *Comment sont formés les fragments produits lors des collisions d'ions lourds ?*

## Le noyau en tant que système quantique à N-corps

Le noyau atomique est composé de neutrons et de protons<sup>1</sup>. Les neutrons sont des particules de charge nulle subissant l'interaction forte (force résiduelle de la force de couleur de *QCD*), les protons sont des particules chargées positivement subissant l'interaction forte et l'interaction coulombienne. L'interaction coulombienne est une interaction très bien connue, elle agit sur les particules chargées avec une portée infinie. La constante de couplage entre les protons et les neutrons à l'intérieur du noyau est mal connue, on sait que cette interaction agit sur les hadrons (proton, neutron) et est de portée finie. Le noyau est donc un système à *N-corps* (quantique), dont l'interaction principale est mal connue. Pour décrire ce système théoriquement, il faut donc se placer dans le formalisme quantique et résoudre les équations du système à *N-corps*, ce qui constitue un problème à l'heure actuelle. En utilisant des approximations, ce problème peut être abordé pour décrire les propriétés du noyau à différents degrés de description, partant d'une approche de type goutte liquide jusqu'aux modèles de particules en interaction en passant par les modèles à particules indépendantes.

## Approche macroscopique du noyau : modèle de la goutte liquide

Le modèle de la goutte liquide est une approche macroscopique des noyaux à  $T = 0$ . Dans ce modèle, le noyau atomique est représenté par une goutte de matière nucléaire homogène. Cette goutte est caractérisée par un rayon et une énergie de liaison  $E_{\text{liaison}}$ . L'énergétique de cette goutte peut être décomposée en plusieurs parties :

---

<sup>1</sup>Les neutrons et les protons sont des systèmes composés de quarks. Ces quarks sont les constituants élémentaires de toute la matière *hadronique* (neutron, proton, noyaux atomiques,  $\pi^{-,0,+}$ ,  $K^{-,0,+}$ ...) et interagissent entre-eux grâce à l'interaction forte. La théorie qui décrit cette interaction est la chromodynamique quantique *QCD*. Nous considérerons souvent dans ce travail, les neutrons et les protons comme les constituants élémentaires de la matière *nucléaire* (noyaux atomiques).

- l'énergie de volume, proportionnelle au volume ou au nombre de nucléon :  $A$ ,
- l'énergie de surface, proportionnelle à la surface  $A^{2/3}$ . Ce terme traduit le fait que la goutte est de taille finie,
- l'énergie coulombienne, qui est dû au fait que les protons sont chargés,
- l'énergie de symétrie, qui reflète la différence de l'interaction neutron-neutron, proton-proton, neutron-proton (isovectorielle),
- l'énergie de *pairing*, ce terme prend en compte le fait que les noyaux ayant un nombre de proton et neutron pairs sont plus stables que les noyaux avec un nombre de neutron et proton impairs.

Ceci donne une paramétrisation de l'énergie de liaison par nucléon qui s'écrit :

$$\frac{E_{liaison}}{A} = -a_v + a_s A^{-1/3} + a_c Z^2 A^{-4/3} + a_{sym} \frac{(A - 2Z)^2}{A^2} + \delta_p a_p A^{-3/2} \quad (1)$$

où  $a_v$  est le terme de volume,  $a_s$  est le terme de surface,  $a_c$  le terme coulombien,  $a_{sym}$  le terme de symétrie et  $a_p$  le terme de pairing.  $\delta_p$  est égal à  $+1$  pour les noyaux avec un nombre pair de neutron et proton,  $-1$  pour les noyaux ayant un nombre impair de proton et neutron,  $0$  dans les autres cas.

Cette paramétrisation permet de reproduire de manière remarquable la masse des noyaux atomiques stables mesurés. Nous pouvons voir en cette paramétrisation macroscopique une équation d'état des noyaux à température nulle et à la densité de saturation.

## Modèle à particules indépendantes

L'étape suivant l'approche macroscopique est l'approche microscopique, qui considère le noyau composé de nucléons. Le plus simple de ces modèles est le modèle du gaz de Fermi. Dans ce modèle, les nucléons sont représentés par des fonctions d'onde planes, caractérisées par un vecteur d'onde  $\vec{k}$ . Les niveaux d'énergie associés aux vecteurs d'onde ne sont pas quantifiés, autrement dit  $\vec{k}$  peut prendre n'importe quelle valeur. Par contre, la nature fermionique des nucléons intervient en limitant le nombre d'occupation des différentes valeurs de  $\vec{k}$  à 1, respectant ainsi le principe d'exclusion de Pauli <sup>2</sup>.

Le gaz de Fermi est caractérisé par son énergie de Fermi  $E_F$ . À température nulle, cette énergie est reliée à la densité  $\rho$  du système par :

$$\rho = \frac{4}{6\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} E_F^{3/2}$$

où  $\hbar$  est le constante de planck (divisé par  $2\pi$ ). Pour un noyau symétrique ( $N=Z$ ) et à densité de saturation  $\rho_0 = 0.17 fm^{-3}$ ,  $E_F$  vaut approximativement  $38 MeV$ .

Dans ce modèle, les nucléons sont alors en mouvement à l'intérieur du noyau de manière indépendante, avec une énergie cinétique maximale de  $38 MeV$ . Ceci revient à dire que les nucléons n'interagissent pas à l'intérieur du noyau ; ils y sont simplement confinés.

---

<sup>2</sup>Ce principe interdit à deux fermions de posséder strictement le même ensemble de nombres quantiques.

## Modèle de nucléons en interaction

Dans les modèles de nucléons en interaction, le point de départ est le système à  $N$ -corps, ensuite des troncatures y sont effectuées afin de rendre le problème soluble.

Nous nous limiterons ici à un modèle classique microscopique, qui peut être résolu de manière exacte numériquement sans aucune approximation, en prenant en compte toutes les corrélations à  $N$ -corps. Ce modèle sera étudié dans l'ensemble statistique *canonique-isobare* (conservation du nombre de constituants et contrainte sur le volume par la pression), afin de caractériser un système classique de neutrons et de protons en fonction de la pression et la température. Ceci nous amènera à parler de l'équation d'état de la matière nucléaire dans la suite.

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

L'équation d'état d'un système à l'équilibre thermodynamique est une relation entre différents paramètres physiques qui déterminent son état. La matière nucléaire est l'idéalisation d'un milieu homogène infini (sans effets de bords, électriquement neutre et constitué de degrés de liberté nucléoniques).

L'équation d'état de la matière nucléaire relie l'état d'un système nucléaire (son énergie, sa densité) à la température, la pression, l'isospin (variable qui caractérise l'asymétrie neutron-proton du système). Pour cela, l'équation d'état contient plusieurs termes reliant ces grandeurs entre elles :

- le terme d'énergie de symétrie :

$$E_{sym}(\rho, T) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 E/A}{\partial I^2} \right)_{\rho, T, I=0}$$

où  $E$  est l'énergie du système et  $I = \frac{N-Z}{A}$  est l'isospin du système. Ce terme correspond donc à la variation de l'énergie du système à  $\rho$  et  $T$  fixe pour un changement de composition chimique (neutron-proton) autour de l'équilibre ( $I = 0$ ).

- le terme de compressibilité :

$$K_{\infty} = 9 \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho^2 \frac{\partial E/A}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0, I=0}^{-1}$$

Ce terme mesure la réponse du système à composition chimique fixe pour un changement de densité, autour de la densité de saturation.

Sa connaissance permet de modéliser macroscopiquement la matière nucléaire, telle qu'elle peut être vue dans la matière d'étoiles.

## La problématique de l'énergie de symétrie

Le terme d'énergie de symétrie de la matière nucléaire intervient en physique nucléaire ainsi qu'en astrophysique [Ste08].

Ce terme apparait très vite en physique nucléaire dans la paramétrisation de la masse des noyaux (modèle de la goutte liquide), qui permet de contraindre l'énergie de symétrie à densité de saturation et température nulle. L'énergie de symétrie pour les états fondamentaux détermine aussi l'épaisseur de la peau de neutrons des noyaux lourds [Typ01].

Le programme expérimental *PREX* à J-Lab a pour objectif de mesurer l'épaisseur de la peau de neutrons de  $^{208}\text{Pb}$  à l'aide d'un faisceau d'électrons. Cette mesure devrait permettre de contraindre la dérivée de l'énergie de symétrie par la densité [Hor01].

Au *GSI*, des mesures de résonances géantes dipolaires isovectorielles et Pygmées permettent de contraindre  $E_{sym}$  [Aum08].

Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires permettent d'explorer la matière nucléaire à basse densité et température non nulle. Des analyses des propriétés des fragments produits peuvent donc contraindre la dépendance en densité et température de l'énergie de symétrie.

## Description d'une collision

Les différentes phases qui interviennent lors de la collision sont (figure 1) :

- la phase d'approche : cette phase est gouvernée par l'interaction coulombienne.
- la phase de contact et d'échange de matière : l'interaction nucléaire est l'interaction principale, l'interaction coulombienne est cependant toujours là. Cette phase dure entre 100 et 200 fm/c.
- la phase de désexcitation : les produits de la collision sont dans des états fortement excités, ils vont se désexciter par émission de particules et fragments, on parle de désexcitation secondaire. Les temps caractéristiques de cette phase sont de l'ordre de 1000 fm/c.

Suivant l'énergie et le paramètre d'impact, nous allons avoir différents types de collisions, et donc différents scénarii pour la production des particules, comme l'illustre le schéma de la figure 1.

- Les collisions périphériques de basse énergie ( $E_1^{peripheriques} \approx 5 - 20 \text{ MeV/A}$ ) : les deux noyaux vont fusionner dans un référentiel en rotation, qui peut mener le système formé à fissionner ou à évaporer des particules, suivant sa fissilité. Les partitions du système<sup>3</sup> vont donc être constituées de deux noyaux de taille inférieure aux participants (quasi-projectile *QP* et quasi-cible *QC, QT*) accompagnés de quelques particules légères (*LCP* : proton, neutron, deuton, triton,  $^X\text{He}$ ).
- Les collisions périphériques à haute énergie ( $E_2^{peripheriques} \approx 70 - 80 \text{ MeV/A}$ ) [Luk03] : nous sommes ici dans le régime participant-spectateur. La zone de recouvrement entre les deux noyaux va correspondre à la zone participante, où les nucléons des deux noyaux vont interagir entre eux. La zone spectateur

---

<sup>3</sup>Distribution des différentes caractéristiques du système (charge, masse, énergie, angle, isospin des fragments ...)

se contente d'évacuer l'énergie d'excitation due à la perturbation de la zone participante.

- Les collisions centrales à basse énergie ( $E_1^{centrales} \approx 15 - 20 \text{ MeV}/A$ ) : les deux participants de la collision fusionnent, et ensuite le noyau de fusion va se désexciter. Nous observons dans la voie de sortie un résidu de fusion accompagné de particules légères.
- Les collisions centrales à énergie intermédiaire ( $E_2^{centrales} \approx 35 - 50 \text{ MeV}/A$ ) : ici, les deux noyaux fusionnent de manière incomplète à cause de la transparence et l'énergie d'excitation emmagasinée va faire passer le système par une phase à basse densité, pour obtenir en voie de sortie plusieurs fragments de taille variable dus au changement de volume du système.
- Les collisions centrales à haute énergie ( $E_3^{centrales} > 50 \text{ MeV}/A$ ) : les deux participants de la collision emmagasinent suffisamment d'énergie pour se vaporiser en particules légères.

Toutes ces collisions vont former des systèmes nucléaires de taille et d'énergie d'excitation variés. Cette variété de système nous offre un observatoire exceptionnel pour étudier la matière nucléaire loin de son état fondamental et de sa densité de saturation ( $\rho_0 = 0.17 \text{ nucleon.fm}^{-3}$ ). Mais pour chaque énergie, nous observerons différents phénomènes suivant les paramètres d'impact ( $b$ ). La difficulté sera de discriminer ces différents phénomènes afin de récupérer des informations sur la matière nucléaire à l'instant de la création des fragments (temps dit de *freeze-out*).

Différents accélérateurs permettent d'effectuer ces collisions (*GANIL, GSI, RIKEN, NSCL*), et différents dispositifs de détection ont été développés pour détecter de manière exclusive les produits de la collision (*INDRA, CHIMERA, Isis, Lassa, ...*).

## INDRA

Le multidétecteur *INDRA* est le fruit d'une collaboration de plusieurs laboratoires du *CNRS-IN2P3* qui a commencé en 1989. L'objectif de la collaboration *INDRA* est l'étude des noyaux formés lors des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi. La mise en évidence des modes de décroissance tels que la multifragmentation, ou encore l'apparition d'effets dynamiques (col, prééquilibre) sont poursuivies. Ce sont les données acquises au cours des différentes expériences, qui seront utilisées dans ce travail.

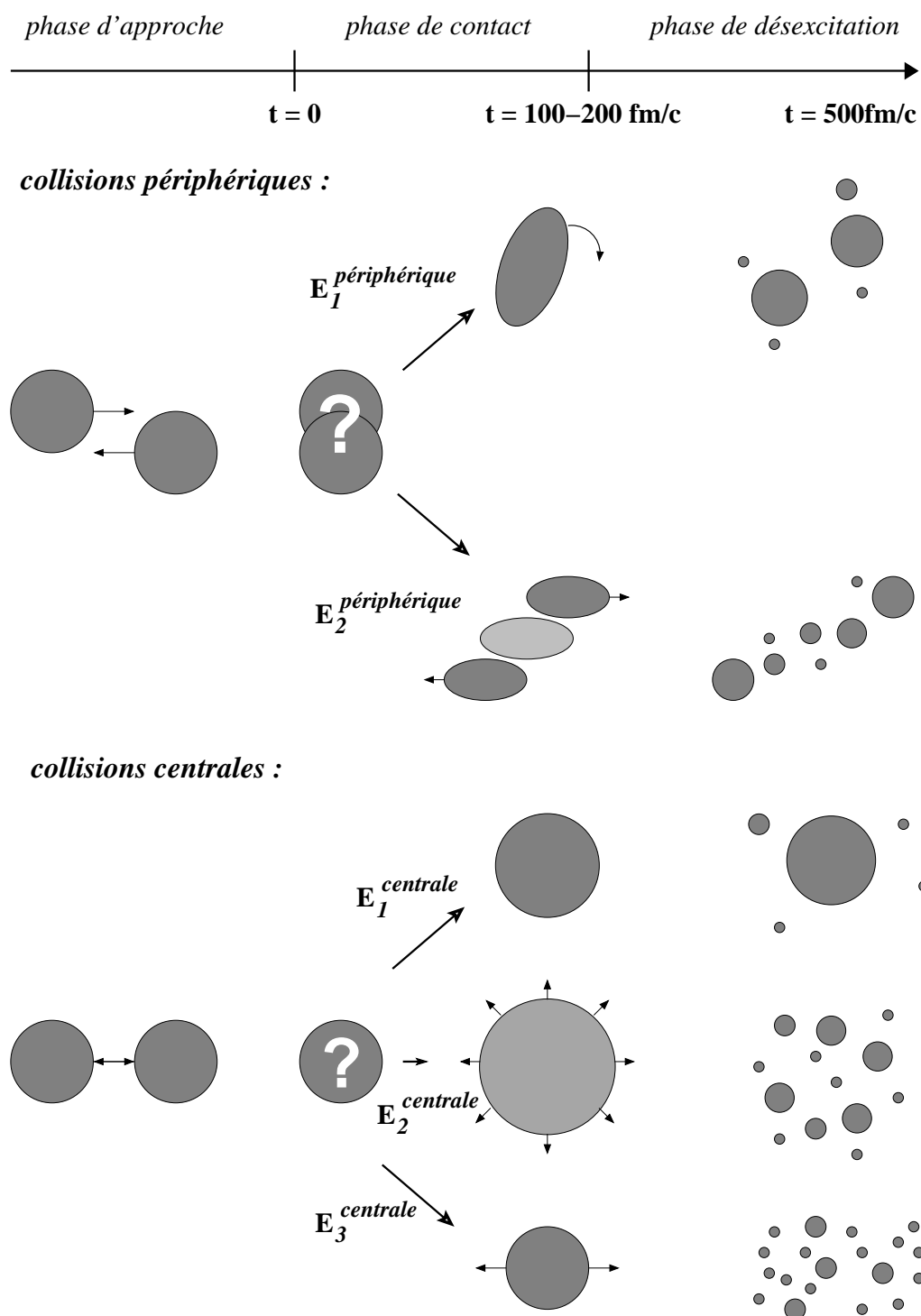


FIG. 1 – Description schématique des collisions d'ions autour de l'énergie de Fermi en fonction du temps. En haut : collisions périphériques avec  $E_1^{\text{périphériques}} < E_2^{\text{périphériques}}$ , en bas : collisions centrales avec  $E_1^{\text{centrales}} < E_2^{\text{centrales}} < E_3^{\text{centrales}}$ .





# Table des matières

<b>I</b>	<b>Degré de liberté d’isospin dans un modèle microscopique statistique</b>	<b>17</b>
<b>1</b>	<b>Le modèle de gaz sur réseau</b>	<b>23</b>
1.1	Description du modèle de gaz sur réseau . . . . .	23
1.2	Ensemble statistique . . . . .	24
1.3	Mise en oeuvre numérique . . . . .	26
1.3.1	Algorithme . . . . .	26
1.3.2	Validation de l’application numérique . . . . .	26
1.4	Le gaz sur réseau à température nulle . . . . .	30
1.4.1	Recuit simulé adaptatif . . . . .	30
1.4.2	États fondamentaux . . . . .	32
<b>2</b>	<b>Thermodynamique du modèle de gaz sur réseau</b>	<b>37</b>
2.1	Observation de la transition liquide-gaz . . . . .	37
2.1.1	Hamiltonien scalaire . . . . .	37
2.1.2	Hamiltonien isovectoriel . . . . .	38
2.1.3	Hamiltonien complet . . . . .	41
2.1.4	Températures de transitions . . . . .	41
2.2	Transition fission-évaporation . . . . .	43
2.3	Diagramme des phases . . . . .	47
2.4	Fonctionnelle de l’énergie . . . . .	49
2.5	Propriétés isotopiques des fragments . . . . .	54
2.5.1	Contenu isotopique des fragments . . . . .	54
2.5.2	Observation de l’isoscaling et son lien avec l’énergie de symétrie . . . . .	55
2.6	Conclusion . . . . .	58
<b>II</b>	<b>Données expérimentales</b>	<b>61</b>
<b>3</b>	<b>INDRA et la mesure de systèmes nucléaires excités</b>	<b>67</b>
3.1	Détecteur <i>INDRA</i> . . . . .	67
3.1.1	Caractéristiques géométriques . . . . .	67
3.1.2	Principes de détection . . . . .	71
3.1.3	Modules de détection . . . . .	71
3.1.4	Électronique et logique de déclenchement . . . . .	73
3.2	Identification des particules . . . . .	74

3.2.1	Identification ChI <sub>0</sub> -Si . . . . .	74
3.2.2	Identification Si-CsI . . . . .	75
3.2.3	Identification CsI rapide-lente . . . . .	75
3.2.4	Identification ChI <sub>0</sub> -CsI . . . . .	77
3.3	Résumé du jeu de données disponibles . . . . .	78
3.4	La 5ème Campagne . . . . .	78
3.4.1	Amélioration de l'identification en masse . . . . .	80
3.4.2	Introduction du degré de liberté d'isospin . . . . .	80
3.5	Les autres expériences . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Étude expérimentale des collisions centrales</b>	<b>83</b>
4.1	Présentation des données expérimentales . . . . .	83
4.1.1	Section efficace de réaction . . . . .	83
4.1.2	Caractéristiques des événements détectés . . . . .	85
4.1.3	Sélections des événements complets . . . . .	87
4.1.4	Sélection des collisions centrales . . . . .	91
4.1.5	Collisions les plus violentes . . . . .	96
4.1.6	Évolution des valeurs moyennes . . . . .	97
4.2	Mesure du pouvoir d'arrêt dans les collisions centrales . . . . .	101
4.2.1	Isotropie de l'émission des particules . . . . .	101
4.2.2	Comparaison et systématique du stopping . . . . .	103
4.3	Inclusion du degré de liberté d'isospin . . . . .	105
4.3.1	Sélection des collisions centrales . . . . .	106
4.3.2	Mesure de l'isotropie des collisions centrales . . . . .	106
4.3.3	Diffusion de l'isospin dans les collisions les plus violentes . . . . .	108
4.4	Conclusion . . . . .	108
<b>5</b>	<b>Des collisions centrales aux collisions périphériques</b>	<b>115</b>
5.1	Mécanisme de réaction . . . . .	115
5.1.1	Sélection en paramètre d'impact . . . . .	115
5.1.2	Tri en mécanisme . . . . .	121
5.1.3	Caractéristiques des classes A, B1 et B2 . . . . .	125
5.1.4	Proportion des différentes classes . . . . .	130
5.2	Propriétés des particules légères . . . . .	130
5.2.1	Diffusion d'isospin pour les particules légères . . . . .	134
5.2.2	Isoscaling . . . . .	138
5.3	Perspectives . . . . .	139
5.3.1	Identification en masse . . . . .	140
5.3.2	Mesure de l'isospin dans l'espace des vitesses . . . . .	141
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>145</b>

## Première partie

### Degré de liberté d'isospin dans un modèle microscopique statistique



## Généralités

Pendant la phase finale d'une étoile massive, de l'explosion de la supernova jusqu'à son refroidissement en proto-étoile à neutrons, la matière explore à température finie des densités baryoniques différentes de la densité de saturation. Pour comprendre ce phénomène complexe la détermination de la fonctionnelle énergie-densité de la matière nucléaire est nécessaire [Li08]. En particulier, la compréhension des propriétés des étoiles à neutrons ou de la dynamique des supernovae requièrent la dépendance en température et en densité du terme d'énergie de symétrie [Ste08].

Dans cette partie, nous allons baser notre étude sur le modèle de gaz sur réseau avec une interaction dépendante de l'isospin entre proches voisins (que nous appelons isovectorielle par abus de langage) et une interaction coulombienne à longue portée, dont la description et la mise en œuvre seront faites lors du premier chapitre.

Nous étudierons ensuite la thermodynamique du modèle et construirons le diagramme des phases d'un système de taille finie subissant à la fois l'interaction coulombienne et dépendante de l'isospin.

Nous effectuerons enfin une paramétrisation de type *champ moyen* prenant en compte explicitement le terme de symétrie afin d'étudier sa dépendance en terme de température et de densité. Ceci fait, nous pourrons alors comparer les différentes méthodes expérimentales proposées pour évaluer le terme de symétrie dans le second chapitre.

## Fragmentation et équilibre statistique

La fragmentation d'un noyau excité est un phénomène complexe dépendant du temps. Cependant, cette fragmentation peut être vue comme un système à l'équilibre thermodynamique constitué de particules en interaction, dans certaines conditions expérimentales [Bor96].

D'un point de vue théorique, il est aussi admis dans certaines circonstances [Cvi02, Cho05] qu'un processus dépendant du temps puisse être abordé avec le formalisme de la mécanique statistique à l'équilibre. Ainsi, la fragmentation peut être utilisée pour étudier les propriétés thermodynamiques des systèmes nucléaires.

## transition de phases liquide-gaz

La forme de l'interaction nucléon-nucléon, attractive à courte distance avec un cœur répulsif, ressemble à l'interaction de Lennard-Jones qui lie les molécules d'eau dans la phase fluide. Cette similarité a conduit les auteurs de la référence [Ber83] à supposer l'existence d'une transition de phases de type liquide-gaz dans la matière nucléaire. Il est clair que le phénomène de multifragmentation du système nucléaire, largement observé depuis les années 80 [Jak82, Biz93, Mor93, Mar95, Bel00, Dur01, Man08], apparaît alors comme une transition, au sens d'un changement de régime dans le mode de désexcitation. L'ordre de cette transition reste à définir, mais de récentes études montrent que cette transition semble être une transition du première ordre (avec chaleur latente) [Ago99, Ago02, Pic06, ?, Mer08].

Dans la référence [Car98], les auteurs proposent une étude du diagramme des phases et de la distribution des fragments à l'aide d'une simulation d'un modèle d'Ising à nombre constant de particules. La thermodynamique complète de ce modèle a été évaluée dans la référence [Gul03a] et montre que la transition de phases ayant lieu dans ce modèle est de la même classe d'universalité que la transition liquide-gaz.

Une étude des transitions de phases dans les systèmes finis a montré l'existence d'une distribution bimodale des paramètres d'ordre du système lors des transitions de phases du premier ordre (y compris la transition liquide-gaz) [Cho01]. Mais ce signal de bimodalité apparaît aussi pour une autre transition, la transition de Jacobi, le paramètre de contrôle de cette transition du second ordre n'est pas la température mais le moment angulaire [Lop05]. Ce signal de bimodalité seul est nécessaire mais pas suffisant pour signer la transition liquide-gaz. Ce signal de bimodalité pour la charge du plus gros fragment et de l'énergie d'excitation a été observé du point de vue expérimental pour les quasi-projectiles créés lors des collisions périphériques entre ions lourds [Pic06, ?, Mer08].

Mais que devient la transition de phases lorsque le système est soumis à des interactions de longue portée répulsives comme l'interaction coulombienne ? Différentes études montrent que cette transition semble survivre [Rad01, Gul03b, Iso04]. Dans cette partie nous allons donc nous intéresser à l'influence coulombienne et isovectorielle sur la nature de la transition.

## Dépendance du terme d'énergie de symétrie nucléaire

Les auteurs de l'article [Pan97] ont étudié un modèle de gaz sur réseau avec une interaction dépendante de l'isospin. Avec l'ajout du degré de liberté d'isospin dans ce type de modèle, nous pouvons avoir accès à des informations sur le terme d'asymétrie neutron-proton  $c_{sym}$ . En effet le terme d'asymétrie est défini comme :

$$c_{sym} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \delta^2} \Big|_{A, \langle V \rangle, T, \delta=0} \quad (2)$$

où  $E$  est l'énergie d'un noyau de masse  $A$ , de volume moyen  $\langle V \rangle$ , à une température  $T$ , et  $\delta = (N - Z)$  correspond à l'asymétrie neutron-proton.

Si l'énergie des noyaux (dans leur état fondamental ou excité) peut être reproduite par une fonctionnelle de la densité comme dans les approches de type *champ moyen* ( $E = \int d^3r \epsilon(\rho_n(r), \rho_p(r), T)$ ), il est alors clair que  $c_{sym} = c_{sym}(\rho_p, \rho_n, T) = c_{sym}(\rho, \delta, T)$ . À température nulle, le terme de symétrie de la plupart des approches champ moyen de l'équation d'état de la matière nucléaire peut être reproduit par une fonctionnelle en densité de la forme [Che05] :

$$c_{sym}(\rho) = c_{sym}^0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (3)$$

où  $\rho_0 = 0.17 \text{fm}^{-3}$  est la densité de saturation nucléaire et  $\gamma$  est le terme qui détermine la dureté du coefficient de symétrie. La valeur du coefficient  $\gamma$  peut varier fortement (0.5 – 2) suivant la paramétrisation de l'équation d'état utilisée, et n'est pas assez contraint de manière expérimentale. À basse densité soit pour  $\rho \ll \rho_0$ , il

n'est même pas clair qu'une description en terme de fonctionnelle de la densité soit correcte et que  $c_{sym}$  ne dépende que de  $\rho$  et  $T$ . La dépendance en  $T$  de l'énergie de symétrie n'est pas non plus très bien connue.

## Isoscaling et énergie de symétrie

Il est apparu expérimentalement que le rapport ( $R_{21}$ ) des taux de production d'isotopes  $Y_i(N, Z)$  dans deux collisions différentes en isospin ( $i = 1, 2$ ) suit une loi d'échelle appelée *Isoscaling* [Tsa01] :

$$R_{21}(Z, N) = \frac{Y_2(N, Z)}{Y_1(N, Z)} \propto \exp(\alpha N + \beta Z) \quad (4)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les coefficients d'isoscaling.

Plusieurs analyses expérimentales montrent que le paramètre  $\alpha$  décroît avec l'augmentation de la violence de la collision [Tsa01, Lef05, She07]. Une augmentation de la violence de la collision est associée à une augmentation de la température/une diminution de la densité lors de la création des fragments, ce qui suggère que nous puissions remonter à la dépendance de l'énergie de symétrie en fonction de la densité et de la température. Encore faut-il que le paramètre d'isoscaling  $\alpha$  soit bien relié à  $c_{sym}$ . Dans des modèles statistiques macroscopiques et dans l'ensemble grand canonique, ce lien a été fait [Bot02, Ono04, Rad06]. Nous allons poursuivre ce type d'étude dans le chapitre 2 grâce à une approche microscopique de type gaz sur réseau, avec une interaction dépendant de l'isospin et une interaction coulombienne.





# Chapitre 1

## Description du modèle de gaz sur réseau et mise en œuvre numérique

### 1.1 Description du modèle de gaz sur réseau

Un réseau cubique de 8000 sites ( $L = 20$ ) est utilisé pour décrire l'espace des positions. Le paramètre de maille  $a_0$  du réseau est égal à  $1.8 fm$  afin de reproduire la densité de saturation de la matière nucléaire ( $\rho_0 = 0.17 fm^{-3}$ ) dans le cas d'une configuration compacte. Chaque site est caractérisé par quatre degrés de liberté : un discret pour l'isospin  $\sigma_i$  ( $\sigma_0 = 0; \sigma_n = -1; \sigma_p = 1$ ), et trois continus pour l'impulsion  $\vec{p}_i = (p_{x_i}, p_{y_i}, p_{z_i})$ .

L'énergétique du système est décrite par l'hamiltonien  $\mathcal{H}$  :

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle i,j \rangle} \epsilon_{\sigma_i \sigma_j} \sigma_i \sigma_j + \sum_{i \neq j}^{\sigma_i = \sigma_j = 1} \frac{I_c}{r_{ij}} + \sum_i^{L^3} \frac{p_i^2}{2m} \sigma_i^2 \quad (1.1)$$

où  $\langle i, j \rangle$  correspond aux paires de plus proches voisins ( $i, j$ ),  $\epsilon_{\sigma_i \sigma_j}$  est le couplage dépendant de l'isospin entre les sites  $i$  et  $j$  ( $\epsilon_{0,0} = \epsilon_{-1,-1} = 0$ ,  $\epsilon_{-1,1} = 5.5 MeV$ ) qui simule l'interaction nucléaire [Pan97].

$I_c$  est l'intensité de l'interaction coulombienne entre deux protons ( $I_c = 1.44 MeV \cdot fm$ ) et  $r_{ij}$  est la distance entre ces deux protons. Le dernier terme est le terme d'énergie cinétique où  $m = 939 MeV$  est la masse d'un nucléon et  $p_i$  l'impulsion, qui à l'équilibre suit une distribution de *Maxwell-Boltzmann* de la forme :

$$f_{MB}(p_q) = (2\pi mT)^{-1/2} \exp\left(-\frac{p_q^2}{2mT}\right) \quad (1.2)$$

où  $p_q$  est l'impulsion suivant l'axe  $q$  ( $= x, y, z$ ), et  $T$  est la température.

Par la suite, la contribution énergétique du couplage entre plus proches voisins sera appelée  $E_{bulk}$ ,  $E_{coul}$  sera la contribution de l'interaction coulombienne, et l'énergie d'interaction sera notée  $E_{int} = E_{bulk} + E_{coul}$ . L'énergie cinétique moyenne  $E_{cin}$  du système se déduit de la fonction de distribution de l'impulsion (equ 1.2), et est égale à  $3T/2$ ; elle ne contribue qu'en un terme dépendant uniquement de la température  $T$  du système (gaz classique). L'énergie totale s'écrira comme la somme de ces trois

termes :  $E_{total} = E_{bulk} + E_{coul} + E_{cin}$ .

Les fragments, constitués de nucléons, seront reconstruits à partir de la règle suivante : deux nucléons  $(i,j)$  voisins appartiennent au même fragment si :

$$E_{rel} < |\epsilon_{\sigma_i \sigma_j}| \quad (1.3)$$

avec

$$E_{rel} = \frac{\mu}{2} v_{rel}^2$$

où  $\mu$  est la masse réduite des deux nucléons et  $v_{rel}$  la vitesse relative entre ces deux nucléons.

Les fragments formés sont des fragments liés par définition [Sat03] ; cela signifie que si l'on considérait une évolution dynamique du système sous l'action de l'hamiltonien 1.1, les fragments resteraient tels qu'ils sont jusqu'à un temps infini.

## 1.2 Ensemble statistique

Notre but est d'étudier les propriétés statistiques du système nucléaire fortement excité au temps dit de *freeze-out* à partir duquel la composition chimique des fragments est établie et ne sera plus modifiée par l'évolution libre jusqu'aux détecteurs (hormis la désexcitation secondaire). Cette situation est caractérisée par une extension spatiale bien définie (volume de freeze-out) qui toutefois n'est connue qu'en moyenne car elle fluctue événement par événement.

Un tel système peut être décrit de façon statistique en le confinant dans un puit de potentiel [Cho01]. De plus, le nombre de particules doit être constant. Un ensemble statistique respectant ces contraintes est l'ensemble isobare-canonique. La fonction de partition de cet ensemble s'écrit :

$$\mathcal{Z}_{\beta,P} = \sum_{(n)} \exp(-\beta (E^{(n)} + PV^{(n)})) \quad (1.4)$$

La somme est effectuée sur l'ensemble des réalisations  $(n)$ .  $\beta = \frac{1}{kT}$  est l'inverse de la température et  $k$  est la constante de Boltzmann (qui vaut 1 si la température est exprimée en MeV).  $P$  est la pression qui contraint le volume  $V$ , le volume étant estimé par :

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi \frac{2 \sum_i^{L^3} r_i^3 |\sigma_i|}{\sum_i^{L^3} |\sigma_i|} \quad (1.5)$$

où  $r_i$  est la distance entre le site  $i$  et le centre du réseau <sup>1</sup>,  $L$  est la taille linéaire du réseau.

---

<sup>1</sup>Dans le cas d'un système sphérique et homogène, cette définition de  $R$  est exacte ( $R^3 = \frac{2 \int_V r^3 \rho dr^3}{\int_V \rho dr^3}$ ), dans les autres cas, elle doit être interprétée comme l'un des estimateurs possibles de l'encombrement spatial d'une partition.

La probabilité  $p^{(n)}$  d'une réalisation  $(n)$ , d'énergie  $E^{(n)}$  et de volume  $V^{(n)}$ , à une température  $\beta$  et une pression  $P$  se déduit de l'équation 1.4 :

$$p_{(\beta,P)}^{(n)} = \frac{1}{\mathcal{Z}_{\beta,P}} \exp(-\beta(E^{(n)} + PV^{(n)})) \quad (1.6)$$

Et la probabilité  $p(E, V)$  d'observer le système à une énergie  $E$  et un volume  $V$  :

$$p_{(\beta,P)}(E, V) = \mathcal{W}_{(\beta,P)}(E, V) \frac{\exp(-\beta(E + PV))}{\mathcal{Z}_{\beta,P}} \quad (1.7)$$

où  $\mathcal{W}(E, V)$  est le nombre d'états d'énergie  $E$  et volume  $V$  :

$$\mathcal{W}_{(\beta,P)}(E, V) = \sum_{(n)} \delta(V^{(n)} - V) \delta(E^{(n)} - E) \quad (1.8)$$

où  $\delta$  est la fonction de Dirac.

Les valeurs moyennes de différentes observables  $O$  sont calculées par :

$$\langle O \rangle_{\beta,P} = \sum_{(n)} p^{(n)} O^{(n)} = \frac{1}{\mathcal{Z}_{\beta,P}} \sum_{(n)} O^{(n)} \exp(-\beta(E + PV)) \quad (1.9)$$

L'entropie thermodynamique  $S_{(\beta,P)}$  du système est définie par :

$$S_{(\beta,P)} = -k \sum_{(n)} p_{(\beta,P)}^{(n)} \ln p_{(\beta,P)}^{(n)} \quad (1.10)$$

On peut aussi exprimer l'enthalpie  $H$ , la grandeur thermodynamique qui caractérise le système à une énergie  $E$ , volume  $V$  et pression  $P$  :

$$H = E + PV \quad (1.11)$$

et sa probabilité s'exprime comme :

$$p_{(\beta,P)}(H) = \mathcal{W}(H) \frac{\exp(-\beta H)}{\mathcal{Z}_{\beta,P}} \quad (1.12)$$

avec

$$\mathcal{W}(H) = \sum_{E,V} \mathcal{W}(E, V) \delta(H - E - PV) \quad (1.13)$$

La température microcanonique associée peut être calculée de la manière suivante :

$$\frac{\partial S}{\partial H} = \frac{\partial \ln \mathcal{W}(H)}{\partial H} = \frac{1}{T_P} = \frac{\partial \ln p_{\beta,P}}{\partial H} - \beta \quad (1.14)$$

Maintenant que les relations de l'ensemble statistique isobare-canonique sont définies, nous allons nous intéresser à l'implémentation numérique du modèle.

## 1.3 Mise en oeuvre numérique

### 1.3.1 Algorithme

Afin d'explorer l'espace des phases accessibles par le système pour une température et une pression données, nous utilisons l'algorithme de Metropolis [Met53]. Cet algorithme est basé sur le principe de la balance détaillée soit :  $p_t^{(i)} p_{t+dt}^{(j)} = p_t^{(j)} p_{t+dt}^{(i)}$ , où  $(i)$  et  $(j)$  sont deux configurations distinctes. Nous partons d'un système où les nucléons sont distribués de façon aléatoire à l'intérieur du réseau et nous passons d'une configuration (1) à une configuration (2) en effectuant une permutation de l'occupation de deux sites (fig 1.1). La probabilité d'accepter la nouvelle configuration est donnée par :

$$p^{(1) \rightarrow (2)} = \frac{p^{(1)}}{p^{(2)}} = \exp(-\beta(E^{(1)} - E^{(2)} + P(V^{(1)} - V^{(2)}))) \quad (1.15)$$

Notons que le choix de cet algorithme conserve exactement le nombre de particules ainsi que l'isospin total. Les deux sites sont choisis aléatoirement. Un nombre suffisamment grand d'itérations permet le calcul exact de la fonction de partition (eq. 1.4) et des valeurs moyennes des observables (eq.1.9). Nous allons définir dans la partie suivante le nombre d'itérations permettant d'explorer l'espace des phases de manière suffisante et donc de pouvoir évaluer numériquement par la suite les observables du système.

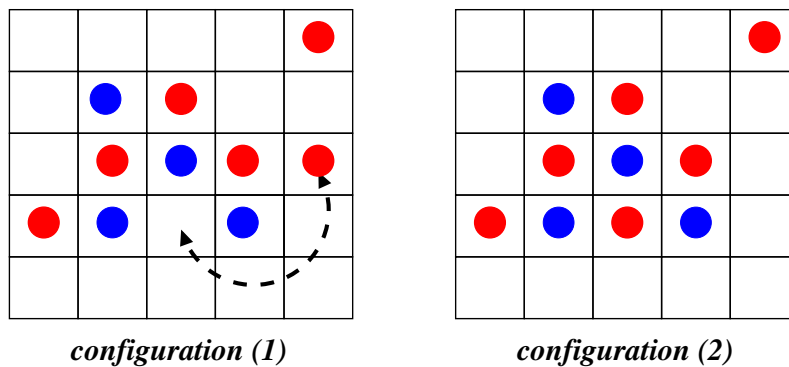


FIG. 1.1 – Représentation du passage d'une configuration (1) à une configuration (2), où la configuration (2) est acceptée avec la probabilité donnée par l'équation 1.15.

### 1.3.2 Validation de l'application numérique

Nous allons maintenant présenter l'application numérique de ce modèle sur un système de 75 neutrons et 54 protons représentant un noyau de  $^{129}\text{Xe}$  à différentes températures et pressions. Ce choix est dicté par la volonté de comparer les prédictions du modèle avec les données expérimentales présentées dans les chapitres 4 et 5.

### Établissement du régime d'équilibre

La figure 1.2 représente l'évolution d'un système de 75 neutrons et 54 protons pour deux températures<sup>2</sup> (2 MeV en bleu et 3 MeV en rouge) et une pression  $P = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ A.MeV.fm}^{-3}$ .

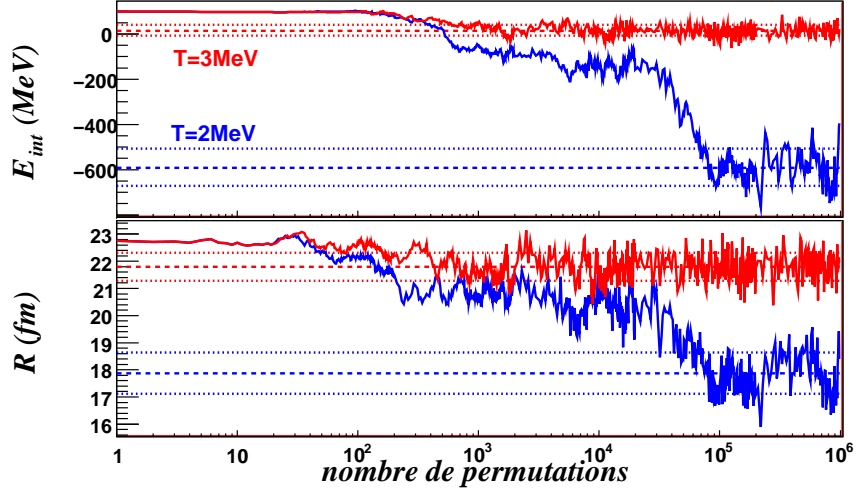


FIG. 1.2 – Évolution de l'énergie (en haut) et du rayon moyen (en bas) en fonction du nombre de permutations pour un système de 75 neutrons et 54 protons à deux températures différentes (2 MeV en bleu et 3 MeV en rouge) et une pression  $P = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ A.MeV.fm}^{-3}$ . Les droites tiretées indiquent les valeurs moyennes, et les droites en pointillées représentent l'écart-type autour de la valeur moyenne.

Nous observons deux régimes : un premier régime, qui est le régime transitoire correspondant au temps nécessaire pour que le système arrive à l'équilibre ; le second régime est le régime d'équilibre qui va faire l'objet de notre étude ; ce régime étant défini par le fait que le calcul des différentes valeurs moyennes des observables ne dépend plus du choix de temps initial. La durée du régime transitoire varie en fonction de la température et de la configuration initiale ; plus la température est élevée, plus le régime transitoire est court.

Le régime transitoire est un régime hors-équilibre qui sera exclu des analyses. Pour nous en affranchir, nous supposons que ce temps varie de façon linéaire en fonction de la température pour une pression constante ( $t_{transitoire} = aT + b$ ), ce qui a été validé par différents tests. Les coefficients utilisés sont reportés dans le tableau 1.1. On notera que le fait de prendre en compte une interaction plus complexe (Coulomb et/ou isovectorielle augmente considérablement le temps transitoire ( $\times 10$ )).

<sup>2</sup>Nous prenons ces valeurs de pression et de température car elles nous permettent d'explorer des régimes différents du diagramme de phases.

Hamiltonien	$a$	$b$
scalaire	-16 A	147 A
scalaire + coulomb	-160 A	1000 A
isovectorielle	-165 A	1000 A
complet	-300 A	1500 A

TAB. 1.1 – Valeurs des coefficients utilisés pour une pression constante de  $2.5 \cdot 10^{-5} \text{ A.MeV.fm}^{-3}$  dans la paramétrisation du temps du régime transitoire ( $t_{\text{transitoire}} = aT + b$ ).  $A$  est le nombre de nucléons du système.

### Échantillonnage des événements

Pour passer d'une configuration (1) à une configuration (2), nous effectuons une permutation de l'occupation entre deux sites. Cette façon de procéder entraîne de fortes corrélations entre deux configurations successives. Afin d'atténuer ce biais sur nos mesures, nous calculons la fonction d'autocorrélation  $f$  du système qui s'écrit [Duf99] :

$$f(\tau) = \frac{1}{\sigma_E(T - \tau)} \int_0^{T-\tau} dt (E(t) - \langle E \rangle_T) (E(t + \tau) - \langle E \rangle_T) \quad (1.16)$$

où  $\tau$  est l'intervalle entre deux mesures,  $T$  est la période sur laquelle nous effectuons nos mesures,  $\sigma_E(T - \tau)$  correspond aux fluctuations de l'énergie du système sur l'intervalle  $T - \tau$ . Lorsque la fonction d'autocorrélation vaut 1, les deux configurations sont fortement corrélées, par contre lorsqu'elle vaut 0 les deux configurations sont complètement décorrélées.

L'évolution de la fonction d'autocorrélation est représentée sur la figure 1.3 pour un système de 54 protons et 75 neutrons à deux températures (2 MeV en bleu et 3 MeV en rouge). Cette figure nous permet de définir la période raisonnable (échantillonnage) à laisser entre deux mesures (ici une valeur inférieure à 0.1 pour la fonction d'autocorrélation, ligne en pointillé sur la figure).

Là encore, la période est fonction de la température, les faibles températures correspondant à de longues périodes. Nous supposons par la suite que cette période dépend linéairement de la température ( $\tau = a'T + b'$ ). Les événements étudiés correspondront alors aux événements échantillonnés avec la période préconisée par les valeurs du tableau 1.2.

### Échantillonnage de l'espace des phases

Nous avons décrit ici l'évolution du système vers l'équilibre (ainsi que la fréquence d'échantillonnage), il nous reste à définir le nombre d'échantillons nécessaires afin d'avoir une représentation correcte de l'espace des phases.

Nous avons choisi trois observables, correspondant à trois niveaux de description du système : une description des valeurs moyennes, une description des fluctuations et enfin une description des distributions. Ces trois observables seront comparées

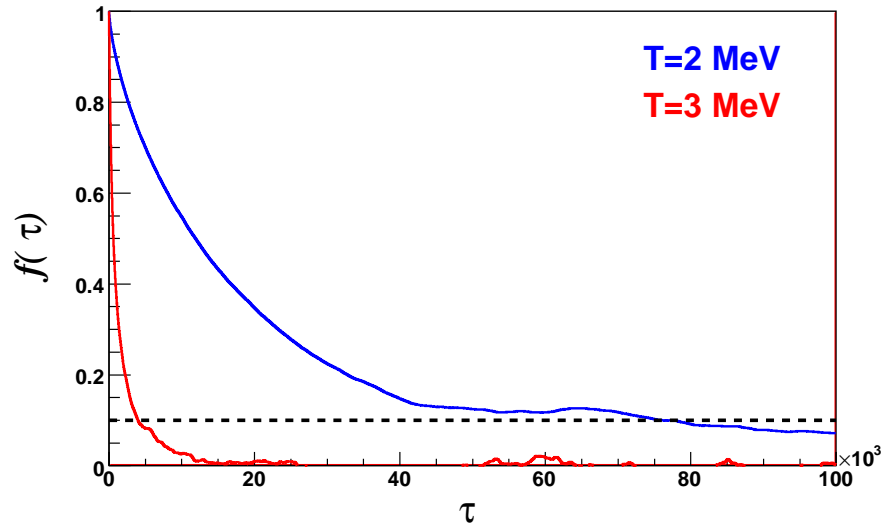


FIG. 1.3 – Évolution de la fonction d'autocorrélation  $f(\tau)$  (eq.1.16) en fonction de la période d'échantillonnage  $\tau$  (en milliers) pour un système de 75 neutrons et 54 protons à deux températures (2 et 3 MeV) et une pression  $P = 2.5 \cdot 10^{-5} A.MeV.fm^{-3}$ . La ligne tiretée indique la valeur de  $f(\tau)$  correspondant à une décorrélation raisonnable entre deux mesures (10%).

Hamiltonien	$a'$	$b'$
scalaire	-7 A	70 A
scalaire + coulomb	-50 A	300 A
isovectorielle	-50 A	300 A
complet	-40 A	500 A

TAB. 1.2 – Valeurs des coefficients utilisés pour une pression constante de  $2.5 \cdot 10^{-5} A.MeV.fm^{-3}$  dans la paramétrisation de la fréquence d'échantillonnage ( $\tau = a'T + b'$ ).  $A$  est le nombre de nucléons du système.



avec leurs valeurs pour deux millions d'échantillons (que nous considérons représentatifs<sup>3</sup>), notés avec un exposant  $\infty$ . Ces tests ont été effectués sur un système de 75 neutrons et 54 protons, à une pression de  $P = 5.10^{-5} A/2MeV.fm^{-3}$  et une température  $T = 2MeV$ . Dans ces conditions le système se trouve dans une phase ordonnée (liquide type *II* p.49), phase dans laquelle les conditions numériques sont les plus drastiques (système dense et ordonné).

Le premier niveau de description est la description du système en terme de moyenne d'observable, et nous avons représenté en haut de la figure 1.4 l'évolution de l'énergie d'interaction :

$$\text{test1} = \frac{|\langle E_{int} \rangle_{[0;n]} - \langle E_{int} \rangle^{\infty}|}{\langle E_{int} \rangle^{\infty}}$$

en fonction de  $n$  (le nombre d'échantillons). Nous observons qu'à partir de 50 000 échantillons, l'écart entre la valeur moyenne asymptotique et la moyenne pour  $n$  échantillons diffère de moins de 0.3%.

Le deuxième niveau de description est la description en terme de fluctuations  $\sigma$  du système autour de la valeur moyenne. Au milieu de la figure 1.4 est tracé l'évolution de :

$$\text{test2} = \frac{|\sigma_{E_{int}}^{[0;n]} - \sigma_{E_{int}}^{\infty}|}{\sigma_{E_{int}}^{\infty}}$$

Nous observons qu'à partir de 500 000 échantillons, nous nous écartons de moins de 1% de la valeur asymptotique.

Enfin, le dernier niveau de description est la *forme* des distributions des observables. Pour cela, nous avons représenté la probabilité de vraisemblance  $p_{KS}$  donnée par le test de Kolmogorov-Smirnov [Jam06, Por08] entre la distribution finale et la distribution à l'instant  $n$  (en bas sur la figure 1.4). Nous observons qu'à partir de 1 000 000 d'échantillons, la probabilité n'évolue plus de façon significative et correspond à des probabilités proches de 1.

Ces différentes observations nous permettent de valider l'algorithme *Metropolis* avec l'hamiltonien utilisé, et de définir le nombre d'itérations nécessaires suivant le niveau de description souhaité. Pour une étude des systèmes en valeur moyenne, 50 000 échantillons par valeurs de  $T$  et  $P$  suffisent pour une précision à 1% ; par contre si l'on s'intéresse aux distributions des observables, il faudra prendre au moins 1 000 000 échantillons.

## 1.4 Le gaz sur réseau à température nulle

### 1.4.1 Recuit simulé adaptatif

Afin de tester le degré de description du modèle, nous allons étudier l'énergétique de quelques systèmes dans leurs états fondamentaux.

---

<sup>3</sup>Des tests effectués avec une statistique plus grande ( $> 2.10^6$ ) n'ont pas montré d'évolution significative des valeurs moyennes.

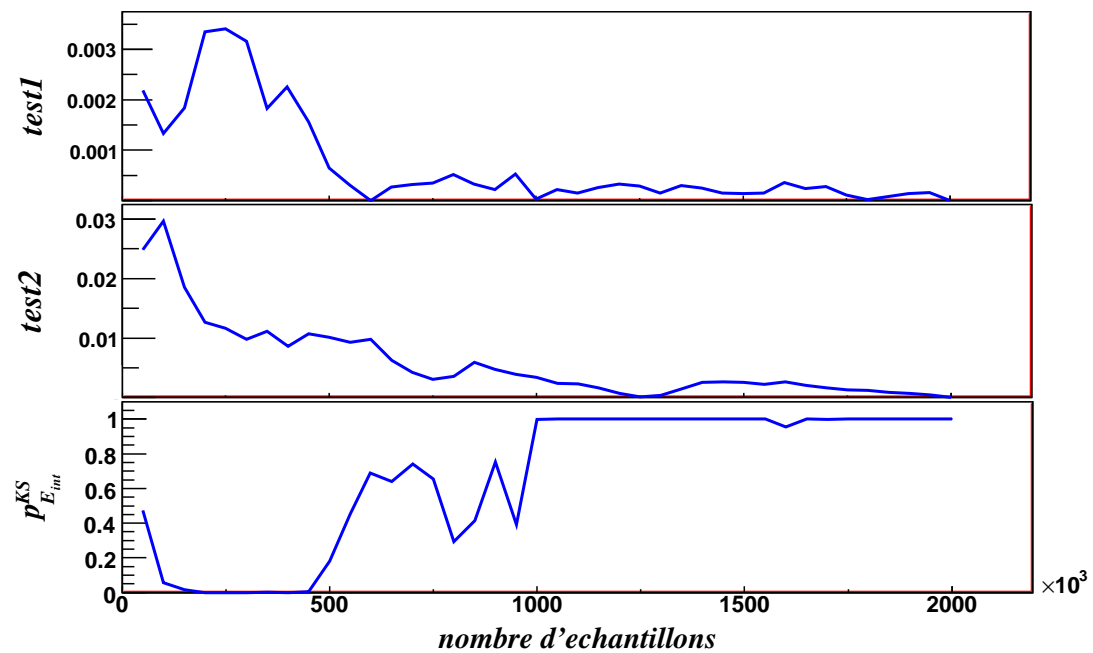


FIG. 1.4 – En haut : évolution de l'écart relatif de la valeur moyenne par rapport à la valeur moyenne finale en fonction du nombre d'échantillons (en milliers). Au milieu : évolution de l'écart relatif des fluctuations par rapport à la valeur des fluctuations finales en fonction du nombre d'échantillons. En bas : évolution de la probabilité de vraisemblance de la distribution par rapport à la distribution finale toujours en fonction du nombre d'échantillons. Les courbes sont obtenues pour un système de 75 neutrons et 54 protons à une température de 2 MeV et une pression  $P = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ A.MeV.fm}^{-3}$ .

L'algorithme de *Metropolis* ne peut pas être utilisé à température nulle, car cet algorithme ne peut pas sortir des minima locaux de la surface d'énergie potentielle ( $p_{T=0}^{(1) \rightarrow (2)} = 1 \Leftrightarrow E_2 < E_1$ ). Pour obtenir les états fondamentaux du système, on peut utiliser la méthode de recuit simulé ; cette méthode consiste à refroidir le système de façon lente et à le réchauffer progressivement lorsque le système est piégé dans un minimum local. Ici, nous utilisons une méthode un peu plus sophistiquée, le recuit simulé adaptatif.

Pour cette méthode, nous utilisons une période  $k$ , que nous divisons en 10 sous-plateaux de période  $k'$ . Nous notons  $\langle H \rangle_i^{sous-plateau} = \frac{1}{k'} \sum_{j=kn+(i+1)k'}^{j=kn+ik'} H_j$ , la valeur moyenne de l'énergie du  $i^{eme}$  sous-plateau. Et  $\langle H \rangle_n^{plateau} = \frac{1}{10} \sum_{i=0}^9 \langle H \rangle_i^{sous-plateau}$  la valeur moyenne de l'énergie du plateau  $n$ . La température du plateau  $n + 1$  est calculée de la manière suivante :

$$T_{n+1} = \begin{cases} \frac{1}{a_n} T_n & \text{si } \# \left\{ \langle H \rangle_i^{sous-plateau} \leq \langle H \rangle_{n-1}^{plateau} \right\} = 0 & \text{et } a_{n+1} = a_n^{\frac{1}{r}} \\ a_n T_n & \text{si } \# \left\{ \langle H \rangle_i^{sous-plateau} \leq \langle H \rangle_{n-1}^{plateau} \right\} \in [1, 4] & \text{et } a_{n+1} = a_n \\ a_n T_n & \text{si } \# \left\{ \langle H \rangle_i^{sous-plateau} \leq \langle H \rangle_{n-1}^{plateau} \right\} \geq 5 & \text{et } a_{n+1} = a_n^r \end{cases} \quad (1.17)$$

où  $r = 0.9$  et  $a_n \in ]0.96, 0.996[$  [Per05], et  $\#\{test\}$  correspond au nombre de fois où le test est vérifié. La température fictive  $T_n$  définie par l'équation 1.17 est ensuite utilisée dans l'algorithme *Metropolis* décrit au paragraphe précédent (p. 26).

L'évolution de l'énergie d'interaction et de la température *Metropolis*<sup>4</sup> est représentée sur la figure 1.5 ; nous observons dans un premier temps une diminution de l'énergie d'interaction accompagnée d'une diminution de la température jusqu'à ce que l'énergie d'interaction sature. Ensuite, nous observons des oscillations de la température accompagnée d'une diminution progressive de l'énergie d'interaction jusqu'à la valeur finale correspondant à  $E_{int}$  minimale.

Les caractéristiques des états fondamentaux de différents systèmes ont été ainsi mesurées grâce à cette méthode très efficace, qui permet ainsi d'obtenir les minima absolus d'énergie et donc les états fondamentaux des systèmes.

## 1.4.2 États fondamentaux

Pour représenter l'énergie d'interaction du système à  $T = 0$  et vérifier le degré d'adéquation du modèle à la description de systèmes nucléaires, nous avons choisi une paramétrisation de l'énergie de liaison selon la formule standard de Bethe-Weizsacker [Wei35, Bet36] :

$$\frac{E_{int}^0(A, Z)}{A} \approx a_v^0 + a_s^0 A^{-1/3} + c_{sym}^0 \frac{(A - 2Z)^2}{A^2} + \alpha_c \frac{Z(Z - 1)}{r_0 A^{4/3}} \quad (1.18)$$

<sup>4</sup>Nous parlons ici de température *Metropolis* car il ne s'agit plus d'une température au sens thermodynamique mais une température algorithmique : lorsqu'elle s'approche de zéro, le système n'évolue alors plus ; il se trouve dans un minimum d'énergie.

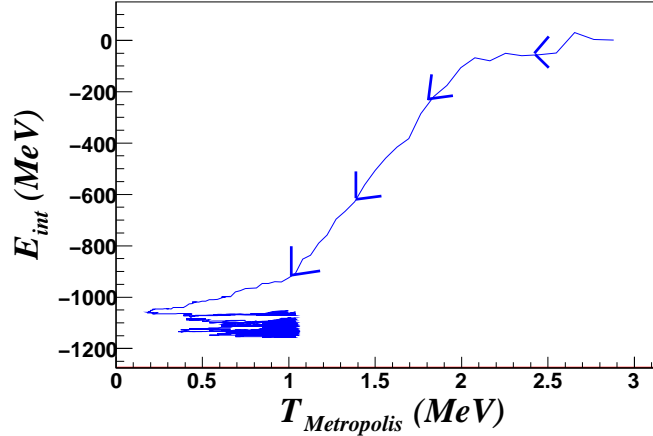


FIG. 1.5 – Représentation de l'évolution de la température *Metropolis* et de l'énergie d'interaction, lors de l'application de l'algorithme de recuit simulé (eq.1.17), pour un système de 75 neutrons et 54 protons.

où  $a_{v(s)}^0$  est la constante de volume (surface),  $c_{sym}^0$  le terme de symétrie et  $\alpha_c$  la constante de couplage coulombienne. Les différents paramètres sont extraits grâce à une procédure d'ajustement sur les différentes variables :

- $E_{bulk}(A) = a_v^0 A + a_s^0 A^{2/3}$  pour les systèmes symétriques ( $N = Z$ ) permet d'extraire les paramètres  $a_{v,s}^0$  (figure 1.6a).
- $E_{bulk}(N - Z, A = cst) = c_{sym}^0 (N - Z)^2$  permet d'obtenir  $c_{sym}^0$  (figure 1.6b).
- $R(A) = r_0 A^{1/3}$  donne le paramètre  $r_0$  (figure 1.6c).
- $E_{coul}(Z, A) = \alpha_c Z^2 / R$  permet d'extraire le coefficient  $\alpha_c$  (figure 1.6d).

La qualité de l'ajustement visible sur la figure 1.6(a-d) montre que l'expression fonctionnelle 1.18 est très bien adaptée à la description de l'énergétique du modèle pour l'état fondamental. Les valeurs numériques des paramètres sont reportées dans le tableau 1.3. On peut noter que la comparaison des valeurs avec celles extraites des mesures expérimentales des masses des noyaux est remarquable. Les courbes isoénergétiques des états fondamentaux évaluées à l'aide de l'équation 1.18 où les paramètres sont extraits par l'ajustement aux énergies du modèle comme expliqué plus haut, sont représentées dans la partie droite de la figure 1.6. On peut remarquer que les éléments les plus stables du modèle (ligne noire) suivent le même comportement que les noyaux atomiques, à savoir un décalage vers les noyaux riches en neutrons (à droite de la ligne  $N = Z$  en pointillé sur la figure) pour les noyaux de  $Z$  élevés. Nous observons aussi que pour des  $Z$  élevés, il n'y a pas d'états stables à cause de la fission symétrique induite par l'interaction coulombienne (zone en noir sur la figure 1.6) ; pour cette zone l'énergétique n'est pas évaluée correctement par le modèle, la ligne rouge est la ligne de fissilité expérimentale [Dur01]. Nous observons un décalage avec la zone noire de fissilité, ceci est dû au fait que le concept de barrière de fission, qui est un concept dynamique, n'est pas pris en compte par le modèle.

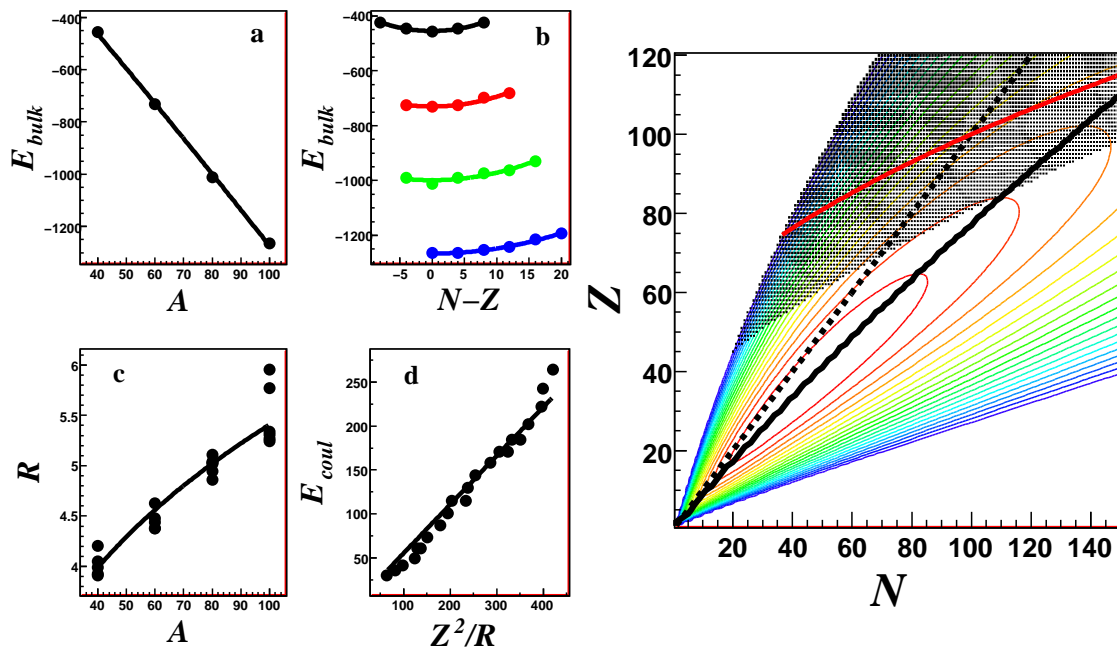


FIG. 1.6 – À gauche : Évolution des différentes contributions énergétiques  $E_{bulk}$  et  $E_{coul}$  en fonction des différents systèmes à température nulle. À droite : extrapolation des énergies par nucléon en fonction du nombre de protons et neutrons, la zone en noir correspond aux noyaux qui sont instables par fission symétrique à température nulle, la ligne en trait plein correspond aux éléments les plus stables ( $E_{int}$  minimale). La ligne rouge indique la ligne de fissionabilité expérimentale.

Nous pouvons dire en conclusion que la paramétrisation de type Bethe et Weizsacker (goutte liquide), décrit correctement l'énergétique des systèmes que nous étudions dans le cadre de l'approche statistique de gaz sur réseau. Ceci nous permet d'envisager d'utiliser ce modèle pour décrire les systèmes nucléaires à température non nulle, et c'est le but du chapitre suivant.

Paramètres	$a_v^0$	$a_s^0$	$c_{sym}^0$	$\alpha_c$	$r_0$
isoLGM	-15.9 MeV	14.8 MeV	20.4 MeV	0.554 MeV.fm	1.17 fm
[Mye66]	-15.68 MeV	18.56 MeV	28.1 MeV	0.717 MeV.fm	1.25 fm

TAB. 1.3 – Valeurs des différents paramètres utilisés dans la fonctionnelle 1.18, la première ligne correspond aux résultats obtenus en ajustant les paramètres de l'équation 1.18 avec l'énergie d'interaction à  $T = 0$ . À comparer avec les résultats d'un ajustement sur des données de masses expérimentales [Mye66].

Dans cette partie, nous avons simplement testé la mise en œuvre des algorithmes de convergence, et nous avons étudié les propriétés de l'hamiltonien à température nulle. Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution du système pour différentes températures et pressions afin de déterminer complètement le diagramme des phases des systèmes étudiés dans le cadre de notre implémentation du gaz sur réseau avec interaction isovectorielle et coulombienne.



# Chapitre 2

## Thermodynamique du modèle de gaz sur réseau

Il est établi que le modèle de gaz sur réseau, avec une interaction à courte distance indépendante de la nature des particules (interaction scalaire) et sans interaction coulombienne, présente une transition de phases du premier ordre et une transition du second ordre (point critique) analogue à la transition liquide-gaz (nous l'appellerons par la suite *LG*) [Gul03a].

Avec l'ajout de l'interaction coulombienne et isovectorielle, on peut se demander si la transition *LG* survit et/ou comment elle est modifiée. Étant donné la similarité de l'énergétique du modèle avec celle des noyaux, ainsi que les propriétés d'universalité des transitions de phases, on s'attend à ce que le diagramme de phases associé s'approche considérablement de celui des noyaux. De même, il est primordial de connaître l'évolution des caractéristiques du système en fonction des variables d'état, pression  $P$  et température  $T$ . Bien que ces variables ne soient pas mesurables directement, une caractérisation thermodynamique du système au niveau théorique va pouvoir à terme permettre une interprétation thermodynamique des observations par le biais des équations d'état, c'est-à-dire la connexion entre  $P$ ,  $T$  et leur variables extensives conjuguées  $\langle V \rangle$  et  $\langle E \rangle$  qui sont elles des quantités directement mesurables expérimentalement.

Dans un second temps, nous étudierons l'évolution des différents termes de l'énergie du système afin de fournir des prédictions sur la dépendance en  $\rho$  et  $T$  de l'énergie de symétrie et proposer des observables mesurables expérimentalement.

### 2.1 Observation de la transition liquide-gaz

#### 2.1.1 Hamiltonien scalaire

Dans un premier temps, nous allons étudier l'évolution d'un système de 129 nucléons ( $^{129}\text{Xe}$ ) en fonction de la température, à pression constante  $P = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ A.MeV.fm}^{-3}$ , avec une interaction scalaire (c'est-à-dire indépendante de l'isospin des particules) et sans terme coulombien.

L'évolution de l'énergie d'interaction moyenne en fonction de la température est représentée sur la figure 2.1 ; l'énergie d'interaction moyenne augmente avec la tem-



pérature, la valeur la plus probable de l'énergie d'interaction suit le même comportement que l'énergie moyenne sauf lorsque le système passe la transition de phases où la valeur la plus probable effectue un "saut" (transition). La transition de phases est ici caractérisée par une température notée  $T_{LG}^{scal aire}$ .

### Bimodalité des paramètres d'ordre

Ce saut survenant lors de la transition de phases se comprend mieux lorsque nous regardons la distribution de l'énergie d'interaction  $E_{int}$  à proximité de la température de transition (figure 2.1). En effet, cette distribution est bimodale<sup>1</sup>, alors que pour des températures inférieures ou supérieures à la température de transition  $T_{LG}^{scal aire}$ , les distributions deviennent monomodales et approximativement gaussiennes<sup>2</sup>. La bimodalité persiste sur une (étroite) plage de température aux alentours de  $T_{LG}^{scal aire}$ , avec des localisations des pics proches en énergie et une probabilité relative qui varie<sup>3</sup>. Il est alors possible de démontrer [Gul03a] que la température de la transition de phases à la limite thermodynamique coïncide avec la température à laquelle, dans le système fini, les deux maxima ont la même hauteur [Lop06]. La taille du plus gros fragment  $A_{max}$  est aussi distribuée de manière bimodale à la température de transition, ce phénomène de bimodalité en taille du plus gros fragment a été proposé pour signer la transition liquide-gaz de la matière nucléaire lors des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi [Cho01]; il est remarquable de noter que la valeur de la température de transition extraite à partir de la bimodalité de  $A_{max}$  coïncide avec la valeur thermodynamique (ici extraite de  $E_{int}$ ). Ceci montre que  $A_{max}$ , qui est d'accès expérimental bien plus aisé que  $E_{int}$ , peut être utilisé sans ambiguïté comme paramètre d'ordre de la transition  $LG$ , pour un système de taille finie.

#### 2.1.2 Hamiltonien isovectoriel

Nous allons maintenant nous intéresser au couplage isovectoriel (dépendant de l'isospin des particules) pour le même système à la même pression. L'évolution de l'énergie d'interaction en fonction de la température observée sur la figure 2.2 est similaire à celle obtenue avec l'interaction scalaire, si ce n'est une température de transition liquide-gaz  $T_{LG}^{iso}$  moins élevée pour l'interaction isovectorielle que pour l'interaction scalaire. Ceci se comprend très bien car l'interaction isovectorielle "oblige" le système à avoir un arrangement (ordre) particulier. La température de la transition est différente, par contre la chaleur latente<sup>4</sup> est à peu près identique. Il faudrait considérer des systèmes avec un contenu isotopique beaucoup plus éloigné de la vallée de stabilité pour observer un effet sur cette observable [Sti09].

---

<sup>1</sup>où chaque mode correspond à une phases différente, ici le mode 'liquide' et le mode 'gaz'.

<sup>2</sup>La forme gaussienne correspond à la limite thermodynamique, lorsque le système est constitué d'un nombre infini de particules

<sup>3</sup>La plage est d'autant plus étroite que l'on s'approche de la limite thermodynamique

<sup>4</sup>La chaleur latente correspond à la différence en énergie entre les deux phases, elle peut être calculée pour un système fini en évaluant la différence d'énergie entre les maxima de la distribution à la température de transition [Gul03a].

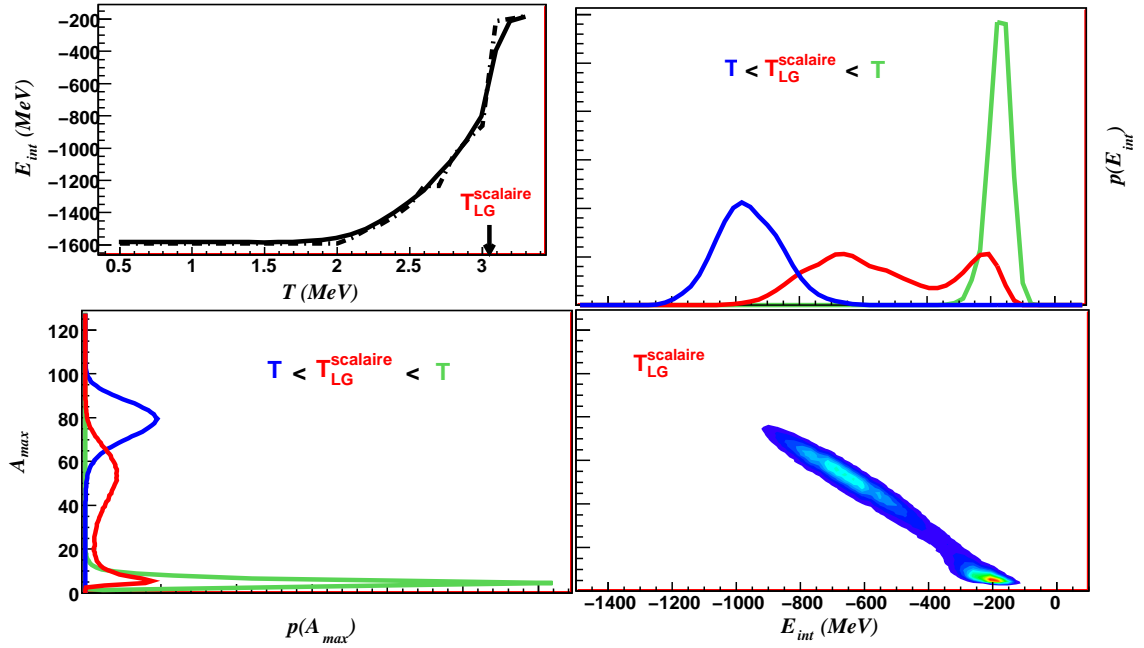


FIG. 2.1 – Caractéristiques d'un système de 129 nucléons soumis à une interaction scalaire et à une pression de  $2.5 \cdot 10^{-5} A.MeV.fm^{-3}$ . En haut à gauche : évolution de l'énergie d'interaction  $E_{int}$  moyenne (trait plein) en fonction de la température, et de l'énergie d'interaction la plus probable (trait tireté-pointillé). La flèche indique la température de la transition liquide-gaz. En haut à droite : distribution de l'énergie d'interaction à différentes températures (en bleu :  $T < T_{LG}^{scalaire}$ , en rouge :  $T = T_{LG}^{scalaire}$ , en vert :  $T > T_{LG}^{scalaire}$ ). En bas à gauche : distribution de la taille du plus gros fragment  $A_{max}$  pour les différentes températures. En bas à droite : corrélation entre l'énergie d'interaction et la taille du plus gros fragment à la température de transition.

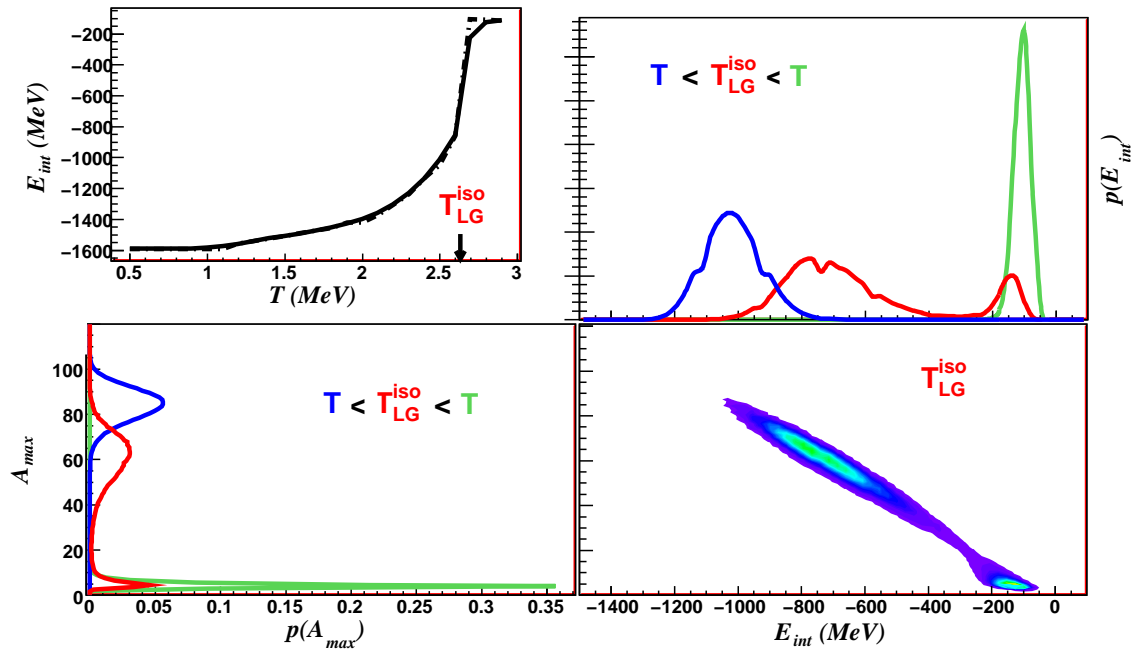


FIG. 2.2 – Caractéristiques d’un système de 54 protons et 75 neutrons soumis à une interaction isovectorielle et à une pression de  $2.5 \cdot 10^{-5} A \cdot \text{MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ . En haut à gauche : évolution de l’énergie d’interaction moyenne (trait pleins) en fonction de la température, et de l’énergie d’interaction la plus probable (trait tireté-pointillé). La flèche indique la température liquide-gaz. En haut à droite : distribution de l’énergie d’interaction à différentes températures (en bleu : pour une température inférieure à la température de la transition; en rouge : pour la température de transition liquide-gaz; et en vert : pour une température supérieure à la température de la transition de phases). En bas à gauche : distribution de la taille du plus gros fragment pour différentes températures. En bas à droite : corrélation entre l’énergie d’interaction et la taille du plus gros fragment à la température de transition.

### 2.1.3 Hamiltonien complet

Dans les calculs précédents, le couplage coulombien était ignoré. Si nous regardons maintenant ce qui se passe avec l'interaction isovectorielle et coulombienne sur la figure 2.3 (Hamiltonien complet), nous observons que la transition liquide-gaz survit à l'interaction coulombienne. Là encore, l'ajout d'un terme qui fragilise le système puisque répulsif (coulomb) baisse la température de la transition liquide-gaz  $T_{LG}^{complete}$ . Par contre ici, la chaleur latente est beaucoup plus faible que pour les interactions sans coulomb. Dans les trois exemples, considérés nous n'avons pas modifié la valeur de la pression. Le fait que la différence de probabilité entre les maxima et le minimum de l'énergie d'interaction sur la figure 2.3 soit très inférieure à celle observée sur les figures 2.1 et 2.2 montre que le point critique est plus proche dans le calcul avec l'hamiltonien complet. En effet, le point critique est défini par la disparition de la bimodalité des paramètres d'ordre  $(A_{max}, E_{int})$  et une dérivée seconde nulle qui est liée à la divergence de la chaleur spécifique. L'inclusion du terme coulombien (et, dans une moindre mesure, du terme isovectoriel) conduit donc à une baisse du point critique dans le plan (P,T).

Dans le cadre de la description fournie par le modèle de gaz sur réseau, nous pouvons conclure qu'un système nucléaire de taille finie subissant une interaction isovectorielle et coulombienne peut expérimenter une transition du première ordre de type liquide-gaz.

### 2.1.4 Températures de transitions

Sur la figure 2.4, nous avons résumé l'évolution de la température de transition en fonction du type d'interaction.

Nous observons que l'ajout de coulomb baisse la température de la transition  $LG$ ; l'interaction coulombienne est en effet une interaction répulsive à longue portée qui va "fragiliser" le système. L'interaction dépendant de l'isospin baisse aussi la température de la transition, ce qui se comprend par le fait que l'ajout de ce couplage impose un agencement particulier des deux types de particules. Dans l'interaction complète, ces deux effets se combinent pour baisser la température de transition de l'ordre de 25 à 30 % par rapport à l'hamiltonien scalaire. Cet effet est vrai pour différentes pressions comme présenté sur la figure 2.4.

La température de transition correspond aux maxima de fluctuations des distributions<sup>5</sup>, ce qui va nous permettre d'estimer facilement les températures de transition et d'avoir une estimation précise de la chaleur latente. L'évolution des fluctuations de  $E_{int}$  et  $A_{max}$  pour une pression fixée est représentée sur la figure 2.5. Nous observons un maximum des fluctuations pour les trois interactions étudiées (scalaire  $H_{scalaire}$ , isovectorielle  $H_{isovectorielle}$ , et complète  $H_{complete}$ ) à une température  $T_{LG}$ , qui est la température de la transition liquide-gaz. Comme observé sur les distributions de probabilité, les estimations basées sur la taille du plus gros fragment (rangée du bas) coïncident de façon remarquable avec les définitions thermodyna-

---

<sup>5</sup>ce qui se comprend par le caractère bimodal de la distribution.

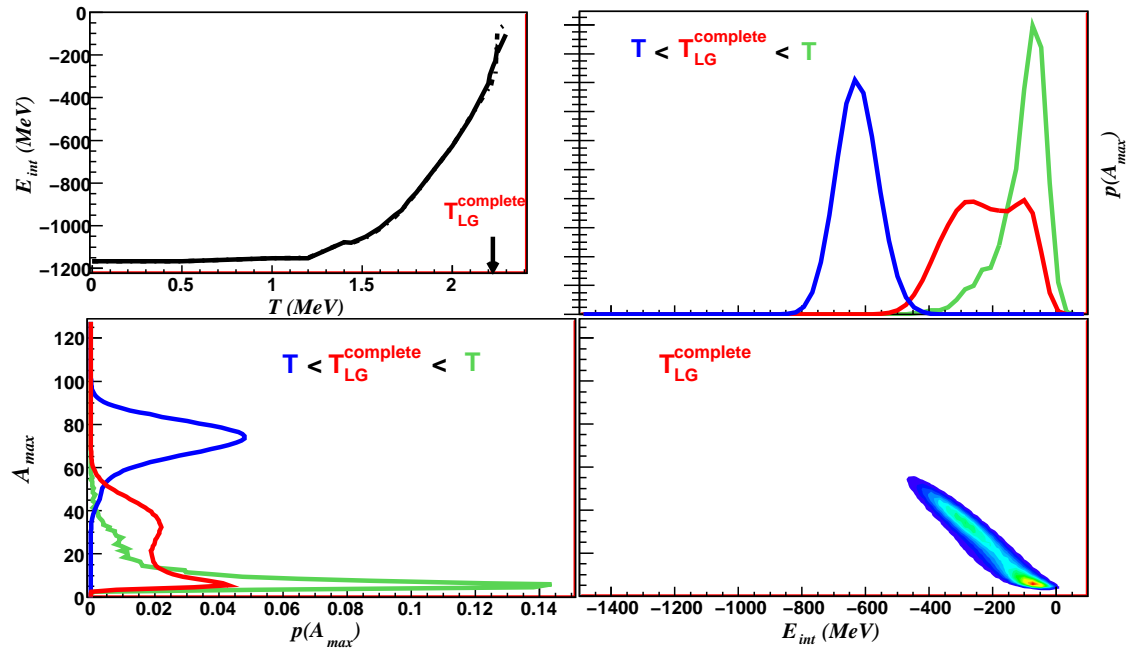


FIG. 2.3 – Caractéristiques d’un système de 54 protons et 75 neutrons soumis à une interaction isovectorielle et coulombienne et à une pression de  $2.5 \cdot 10^{-5} A \cdot \text{MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ . En haut à gauche : évolution de l’énergie d’interaction moyenne (trait pleins) en fonction de la température, et de l’énergie d’interaction la plus probable (trait tireté-pointillé). La flèche indique la température liquide-gaz. En haut à droite : distribution de l’énergie d’interaction à différentes températures (en bleu : pour une température inférieure à la température de la transition ; en rouge : pour la température de transition liquide-gaz ; et en vert : pour une température supérieure à la température de la transition de phases). En bas à gauche : distribution de la taille du plus gros fragment pour différentes températures. En bas à droite : corrélation entre l’énergie d’interaction et la taille du plus gros fragment à la température de transition.

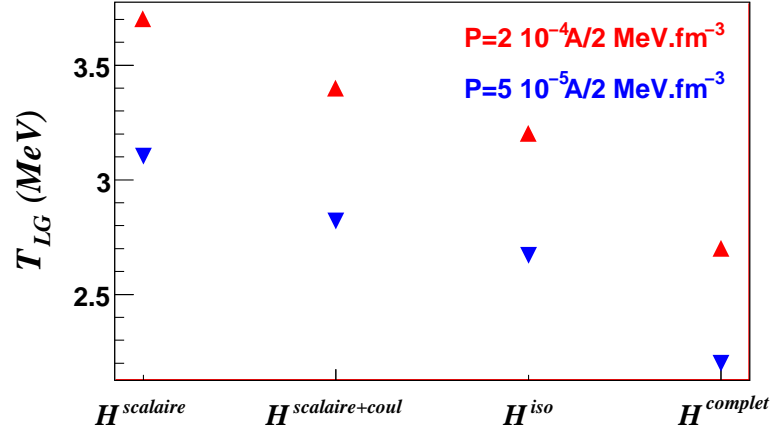


FIG. 2.4 – Influence de l’interaction sur la température de transition liquide gaz pour un système de 75 neutrons et 54 protons. Les triangles rouges pointant vers le haut représentent les températures de transition pour une pression  $P = 1. \cdot 10^{-4} A \cdot \text{MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ , et les triangles bleus pointant vers le bas représentent les températures de transition pour une pression  $P = 2.5 \cdot 10^{-5} A \cdot \text{MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ .

miques attendues avec l’énergie d’interaction (rangée du haut). Quant à l’interaction complète (colonne de droite), nous pouvons également noter la présence de deux autres maxima pour les fluctuations de  $A_{max}$  (aux températures notées  $T_a$  et  $T_b$ ), non corrélés à des maxima de  $E_{int}$ .

Le paragraphe suivant est consacré à l’étude de ces deux autres maxima pour l’interaction complète entre les températures  $T_a$  et  $T_b$ , car ce phénomène semble en effet provenir de la compétition entre l’interaction isovectorielle (isospin) et Coulombienne.

## 2.2 Transition fission-évaporation

Afin de comprendre l’origine des maxima en  $A_{max}$  qui ne sont pas présents sur les fluctuations de  $E_{int}$ , nous avons représenté sur la figure 2.6 les corrélations entre l’énergie d’interaction et la taille du plus gros fragment  $A_{max}$  aux trois températures d’intérêt ( $T_a, T_b$  et  $T_{LG}$ ). Nous distinguons clairement la transition liquide-gaz (en bas sur la figure 2.6) des deux autres transitions ; la transition liquide-gaz est caractérisée par une distribution bimodale de l’énergie d’interaction qui reflète la présence d’une chaleur latente pour cette transition.

Pour les deux autres températures de transition  $T_a$  et  $T_b$ , seule la taille du plus gros fragment est distribuée de façon bimodale, et l’énergie d’interaction est la même pour ces deux phases. La transition ayant lieu aux températures  $T_a$  et  $T_b$  est donc une transition sans chaleur latente. Nous observons par contre que l’énergie coulombienne est bimodale lors de cette transition, il y a donc un échange d’énergie entre le terme de couplage et le terme coulombien.

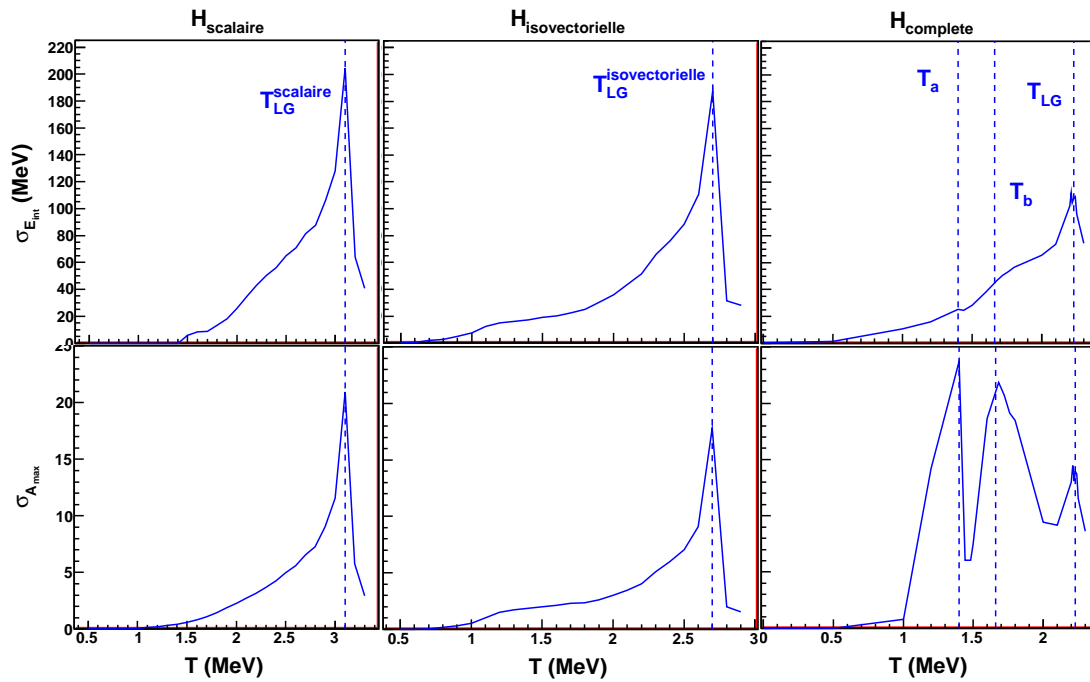


FIG. 2.5 – Évolution des fluctuations de l'énergie d'interaction  $\sigma_{E_{int}}$  (en haut) et de la taille du plus gros fragment  $\sigma_{A_{max}}$  (en bas) en fonction de la température. La colonne de gauche correspond à une interaction purement scalaire ( $H_{scalaire}$ ), la colonne du milieu à une interaction isovectorielle ( $H_{isovectorielle}$ ) et la dernière colonne à l'interaction complète ( $H_{complete}$ ). Les lignes tiretées correspondent aux maxima des fluctuations.

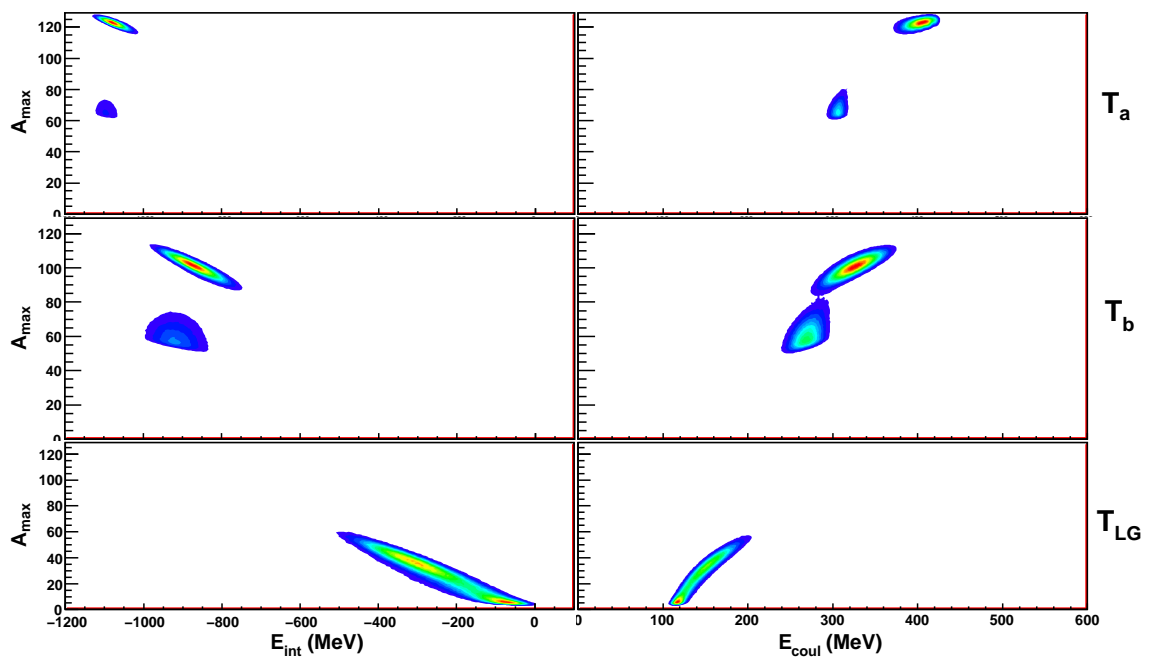


FIG. 2.6 – À gauche corrélation entre l'énergie d'interaction et la taille du plus gros fragment pour les trois températures de transition définies sur la figure 2.5. À droite : corrélation entre l'énergie coulombienne et la taille du plus gros fragment pour ces trois températures.



Nous avons observé des différences entre la transition liquide-gaz et ces deux autres transitions au niveau énergétique. Il peut-être intéressant de noter qu'un phénomène similaire a été observé pour des modèles statistiques nucléaires [Cha09].

Pour qualifier la topologie de ces transitions, nous pouvons regarder les 2 plus gros fragments ( $A_{max}$  et  $A_{second}$ ) sur la figure 2.7. Lors de ces nouvelles transitions (a) et (b), nous observons soit un gros fragment et un deuxième fragment de petite taille ( $A_{max} \gg A_{second}$ ), soit deux gros fragments de taille similaire ( $A_{max} \sim A_{second}$ ); cette transition a ainsi toute les caractéristiques de la fission symétrique. La taille des deux plus gros fragments est distribuée de façon bimodale à la température de transition  $T_a$  ( $T_b$ ), alors que seulement la taille du plus gros fragment est bimodale pour la transition liquide-gaz ( $T_{LG}$ ). La topologie est similaire entre  $T_a$  et  $T_b$ , avec une taille moyenne pour les deux plus gros fragments inférieure à la taille du système, ce qui signifie que les partitions contiennent aussi un pourcentage important de particules légères. L'évolution en températures du système fait donc apparaître une région de température  $[T_a; T_b]$  dans laquelle le système se présente sous forme de deux fragments de taille similaire.

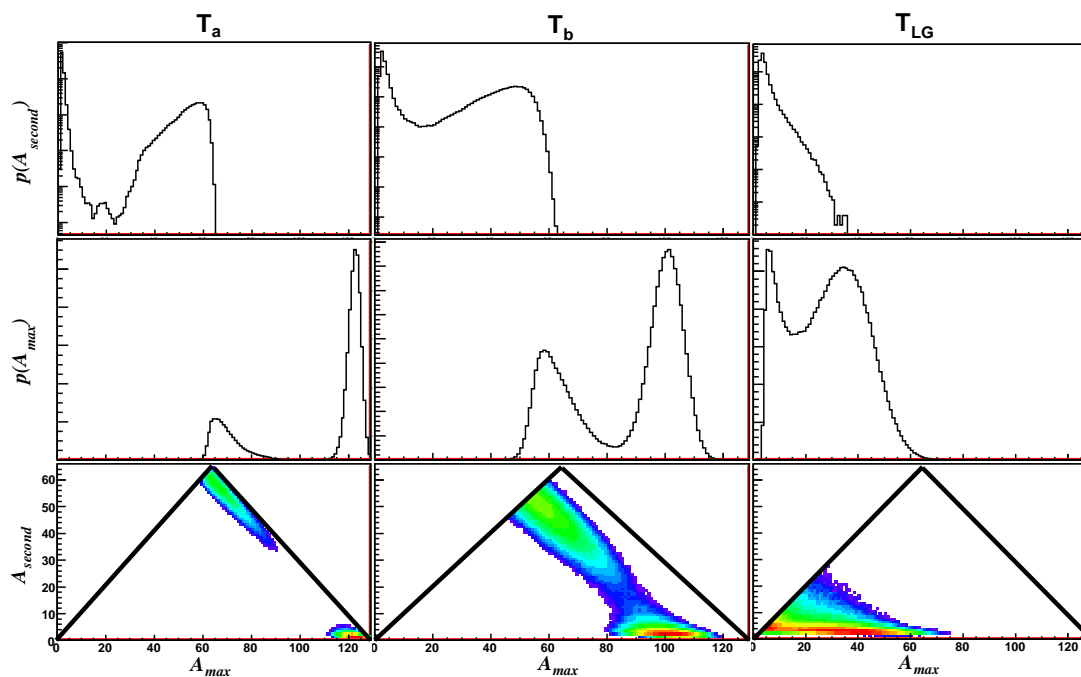


FIG. 2.7 – Distributions du plus gros fragment  $A_{max}$  et du second plus gros fragment  $A_{second}$ , ainsi que leurs corrélations, pour les trois températures présentant un maximum local de fluctuations (fig 2.5).

Pour finir cette étude des partitions du système, la figure 2.8 représente la probabilité  $p(Z)$  d'observer un fragment de charge  $Z$  à différentes températures représentatives des différentes phases (liquide :  $T < T_a$ , liquide-fission :  $T_a < T < T_b$ , liquide-évaporation :  $T_b < T < T_{LG}$ , gaz :  $T_{LG} < T$ ).

La première phase liquide (L type I,  $T < T_a$ ) est ainsi constituée d'un gros fragment ( $Z \approx 54$ ) ayant pu évaporer en moyenne une particule légère, la phase fission

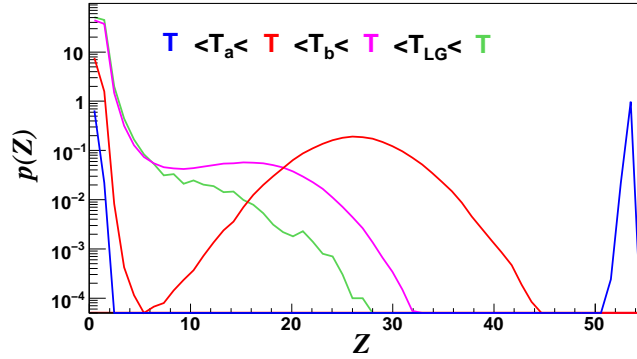


FIG. 2.8 – Distribution en charge des fragments à différentes températures correspondant à différents régimes (liquide ( $L_I$ ) :  $T < T_a$ , liquide-fission ( $F$ ) :  $T_a < T < T_b$ , liquide-evaporation ( $L_{II}$ ) :  $T_b < T < T_{LG}$ , gaz : ( $G$ )  $T_{LG} < T$ ).

( $F$ ,  $T_a < T < T_b$ ) est constituée de deux gros fragments de taille similaire ( $Z \approx 25$ ) et de quelques particules légères ( $Z \approx 2$ ), la deuxième phase liquide ( $L$  type II,  $T_b < T < T_{LG}$ ) est constituée d'un fragment de charge intermédiaire ( $10 < Z < 15$ ) et d'une dizaine de particules légères, enfin la phase gaz ( $G$ ,  $T_{LG} < T$ ) est constituée de particules légères pouvant être accompagnées d'un fragment de masse intermédiaire. Hormis la phase liquide au dessous de la première transition ( $T < T_a$ ), nous observons que les systèmes formés présentent un nombre important de fragments.

## 2.3 Diagramme des phases

Nous avons jusqu'ici parcouru l'évolution d'un système ( $^{129}\text{Xe}$ ) en fonction de la température à une pression fixe ; nous avons observé différentes phases suivant les températures que nous avons qualifiées. Il est donc naturel de suivre l'évolution de ces phases pour différentes pressions et valeurs de l'isospin afin de construire le diagramme de phases associé.

Dans un premier temps, nous allons rester à pression constante avec  $P < P_c$ , et regarder l'influence de l'isospin sur la température de transition  $T_{LG}$ .

La figure 2.9 représente l'évolution de la température de transition  $T_{LG}$  en fonction de l'isospin du système qui varie de  $N/Z = 1.29$  ( $^{124}\text{Xe}$ ) à  $N/Z = 1.59$  ( $^{136}\text{Xe}$ ). Nous observons que la température de transition augmente lorsque le nombre de neutrons augmente. Ceci s'explique par le fait que nous augmentons l'énergie de couplage disponible sans augmenter l'énergie d'interaction coulombienne. Cet effet est toutefois très faible et loin des effets importants prévus par les théories de *champ moyen* à température finie [Lev85]. Des résultats similaires sont toutefois prédits dans le cadre du modèle statistique macroscopique *SMM* qui, comme le modèle de gaz sur réseau, inclut la possibilité d'émettre des fragments de masse intermédiaire dans le cas d'une multifragmentation statistique [Bon95]. Il est intéressant de remar-

quer que des estimations récentes [Sti09] de la température de transition dans les données *ALADIN* sont cohérentes avec le faible effet de l'isospin sur cette observable.

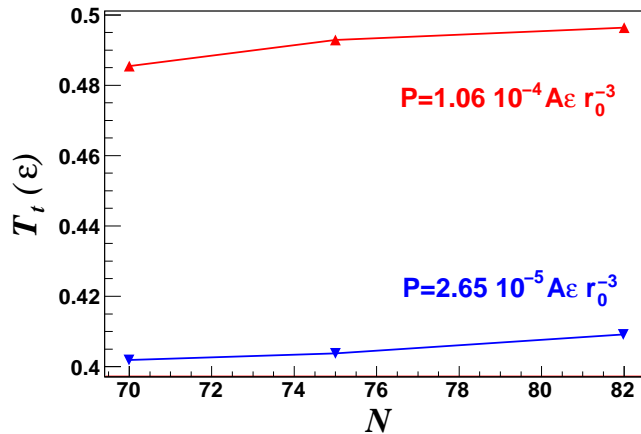


FIG. 2.9 – Influence du nombre de neutrons sur la transition liquide-gaz pour l'interaction complète et un système de 54 protons. Les triangles rouges pointant vers le haut représentent les températures de transition pour une pression  $P = 1. \cdot 10^{-4} A.MeV.fm^{-3}$ , et les triangles bleus pointant vers le bas représentent les températures de transition pour une pression  $P = 2.5 \cdot 10^{-5} A.MeV.fm^{-3}$ .

Nous avons étudié l'influence de l'interaction, de la température et de l'isospin à pression constante. Pour maintenant conclure cette étude sur les transitions de phases observées dans le modèle, nous allons construire le diagramme de phases ( $P$ - $T$ ) pour un système correspondant à un noyau de  $^{129}Xe$  ( $Z = 54, N = 75$ ) soumis à une interaction complète (isovectoriel+coulomb). Ce diagramme est tracé sur la figure 2.10.

Dans le plan  $P$ - $T$ , la transition de phases liquide-gaz est représentée par une demi-droite se terminant par un point critique caractérisé par  $T_c$  et  $P_c$  correspondant à une transition du second ordre. Les points de transition liquide-fission sont représentés par les segments horizontaux à trois pressions choisies. À partir de ces résultats nous pouvons conclure qu'il existe une pression limite pour l'existence de la phase fission, au delà de laquelle le diagramme de phases est de type purement LG. Le domaine d'existence de la phase fission est qualitativement représenté par la courbe en cloche sur la figure 2.10.

Dans le cadre de ce modèle, le noyau peut donc se présenter sous quatre phases différentes ( $L_I$ - $L_{II}$ -fission-gaz) suivant les conditions thermodynamiques. Les phases  $L_I$  et  $L_{II}$  sont deux mêmes facettes de la phase liquide au même titre que liquide et gaz sont deux mêmes réalisations de la phase fluide (il peut y avoir un crossover entre les deux au dessus du point critique : régime surcritique). Par la suite, nous allons paramétriser l'énergétique du système autour de la transition liquide-gaz, car c'est cette zone qui nous intéresse du point de vue expérimental. Dans la suite de ce chapitre, lorsque nous parlerons de transition de phase ou de température de transition, nous nous référerons exclusivement à la transition liquide-gaz, ce qui

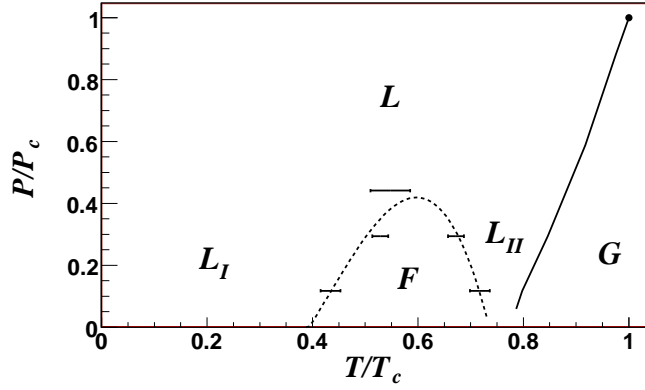


FIG. 2.10 – Diagramme des phases dans le plan pression-température pour un système de 54 protons et 75 neutrons. La ligne continue est la ligne de coexistence liquide-gaz (L-G) qui se termine par le point critique. La ligne tiretée est la ligne de coexistence fission-évaporation (F-L) déterminée dans le paragraphe 2.2.

signifie que nous nous placerons à des températures  $T$  au-delà de la zone de fission ( $F$ ) de la figure 2.10.

## 2.4 Fonctionnelle de l'énergie

Dans les approches de champ moyen, la densité d'énergie peut être exprimée comme une fonctionnelle des densités locales de neutrons et de protons et de la température :

$$\epsilon(\rho(\vec{r}), \delta(\vec{r}), T) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \rho(\vec{r}) = \rho_p(\vec{r}) + \rho_n(\vec{r}) \\ \delta(\vec{r}) = \rho_p(\vec{r}) - \rho_n(\vec{r}) \end{cases}$$

Comme nous l'avons vu précédemment, à température finie les systèmes du modèle de gaz sur réseau sont fortement inhomogènes et fragmentés (cf figure 2.8). Dans ce cas, le concept de densité locale n'a pas de sens. Il est toujours possible de définir une densité moyenne par  $\rho = \frac{1}{\langle V \rangle}$  avec  $V$  calculé par la formule 1.5, mais il n'est pas du tout évident que l'énergétique du système puisse être décrite par une paramétrisation macroscopique dépendant seulement de la densité moyenne.

Pour explorer cette possibilité et extraire le terme d'énergie de symétrie, nous utilisons une paramétrisation de type goutte liquide, qui s'est révélée efficace pour décrire l'énergétique des états fondamentaux. Dans une forme générale, cette paramétrisation s'écrit :

$$E_{int}^{LD}(\delta, \rho, T) = a_v(\rho, T) A + a_s(\rho, T) A^{2/3} + c_{sym}(\rho, T) A \delta^2 + \alpha_C(\rho, T) \frac{Z^2}{R(T)} \quad (2.1)$$

ici  $\delta$  est l'asymétrie en isospin  $(N - Z)/(N + Z)$ ,  $T$  est la température, et  $\rho$  la densité.

Cette paramétrisation utilise quatre termes macroscopiques :  $a_v$  est associé à l'énergie de volume,  $a_s$  correspond à l'énergie de surface,  $c_{sym}$  est le terme d'énergie de symétrie et  $\alpha_c$  correspond à la contribution de l'énergie coulombienne. Il faut noter ici que cette paramétrisation peut être vue comme une extension à densité différente de la densité de saturation  $\rho_0$  et à température finie ( $T \neq 0$ ) de la formule de la goutte liquide eq. 1.18.

Une caractéristique des théories de champ moyen est que, mis à part les effets dus à la masse effective, l'énergie potentielle est indépendante de la température (cette indépendance est exacte pour la matière nucléaire, approximée pour les noyaux finis). Dans le cas de notre modèle, l'extension spatiale du système dépend de la température par le biais de l'équation d'état  $\langle V \rangle (P, T)$ . L'énergétique doit donc contenir tout au moins cette dépendance  $E(\delta, \rho, T) = E(\delta, \rho(T))$  où une dépendance additionnelle de la température ne peut pas être exclue a priori. Afin de simplifier la paramétrisation 2.1, nous pouvons essayer une estimation des différents coefficients :

- Le terme de volume reflète l'énergie d'interaction au centre du système et il est directement proportionnel à la densité pour toute interaction à deux corps, on peut donc exprimer le terme de volume de la manière suivante :

$$a_v(\rho, T) \propto \rho(T) \times f(T) \quad (2.2)$$

où  $f(T)$  est une fonction que nous ne connaissons pas a priori et qui dépend de la température.

- Le terme de surface est un terme correctif au terme de volume ; en effet, les nucléons à la surface n'ont pas le même nombre de voisins, il faut donc corriger le terme de volume par un terme proportionnel au nombre de nucléons à la surface ( $N_{surf}$ ) du système. L'estimation du nombre de nucléons à la surface s'écrit :

$$\frac{N_{surf}}{A} \propto \frac{S}{V} \propto \rho^{1/3}$$

où  $V(S)$  est le volume(surface). Le terme de surface peut donc s'écrire :

$$a_s(\rho, T) \propto \rho^{1/3}(T) \times g(T) \quad (2.3)$$

où  $g(T)$  est là encore une fonction inconnue dépendant de la température.

- Pour le terme d'énergie de symétrie, il est raisonnable de supposer deux contributions à l'énergie de symétrie [Dan07], une pour la partie de volume et une pour la surface, soit :

$$c_{sym}(\rho, T) = c_{sym}^v(\rho, T) + c_{sym}^s(\rho, T) \quad (2.4)$$

avec

$$\begin{aligned} c_{sym}^v(\rho, T) &\propto \rho(T) \times h_1(T) \\ c_{sym}^s(\rho, T) &\propto \rho^{1/3}(T) \times h_2(T) \end{aligned} \quad (2.5)$$

où  $h_i(T)$  sont des fonctions dépendantes uniquement de la température. Les dépendances fonctionnelles en densité des 2 coefficients suivent le même raisonnement que pour les coefficients  $a_v$  et  $a_s$ .

- Le terme coulombien  $\alpha_c$  ne doit dépendre que de la température car la dépendance en densité est comprise dans le terme en  $\frac{Z^2}{R(T)}$ .

La densité qui apparait dans tous ces termes est calculée à partir de l'estimateur suivant :

$$\rho = \frac{3A^2}{8\pi \sum_{i \in \text{fragment}} r_i^3} \quad (2.6)$$

où la somme est faite sur les nucléons appartenant à un fragment ( $A > 1$ ), en excluant ici les monomères ( $A = 1$ ), car ils ne sont pas liés et donc n'apportent pas d'énergie d'interaction.

Nous avons ajusté les paramètres de la fonctionnelle présentée dans l'équation 2.1 en négligeant la dépendance en température ( $f(T) \propto g(T) \propto h_i(T) = \text{constante}$ ) sur le résultat obtenu par le modèle de gaz sur réseau pour différents systèmes en isospin ( $\delta \in [-1/3; 1/3]$ ) constitués de 150 nucléons ( $A = 150$ ). Le résultat de cet ajustement est présenté sur la figure 2.11. Nous observons un bon accord entre la paramétrisation et le calcul ; une légère modulation semble apparaître et est peut-être due à une légère dépendance en température, mais nous pouvons considérer qu'au premier ordre, une approche de type *champ moyen* donne une bonne approximation de l'énergétique du modèle de gaz sur réseau à  $T \geq 0$ .

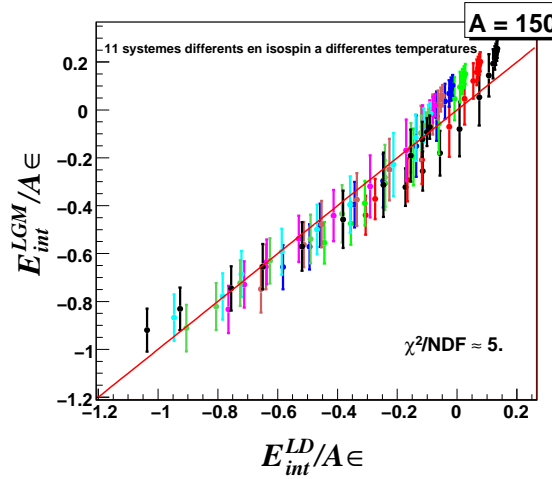


FIG. 2.11 – Résultat de la paramétrisation (equ. 2.1) en fonction du résultat calculé par le modèle de gaz sur réseau, la droite rouge correspond à  $E_{int}^{isoLGM} = E_{int}^{LDM}$ . Les différentes couleurs correspondent à différents systèmes en isospin. Les barres d'erreurs verticales correspondent aux fluctuations de l'énergie d'interaction. Le  $\chi^2$  du fit est indiqué.

L'évolution des coefficients macroscopiques est représentée sur la figure 2.12. Les différents termes décroissent lorsque la densité  $\rho$  diminue, ce qui semble logique. En

ce qui concerne les termes volumiques ( $a_v, c_{sym}^V$ ), les faibles valeurs obtenues même dans la phase liquide par rapport aux résultats des états fondamentaux sont cohérentes avec le fait que les systèmes peuvent être très fragmentés en phase liquide ( $\rho_t/\rho_0 = 0.04$  à la pression considérée,  $\rho_t$  est la densité à la température de transition), ce qui est un effet de taille finie [Gul03a].

Par contre à la densité plus élevée ( $\rho = 1.8\rho_t$ ), le terme de surface a déjà atteint la valeur de l'état fondamental. Ceci signifie qu'à plus haute densité dans le régime d'évaporation (liquide), l'expression simple  $a_s(\rho, T) = k\rho^{1/3}(T)$  ne peut pas être valable. Cela n'est pas surprenant si l'on considère que physiquement la dépendance en température de l'énergie de surface est due aux déformations de la surface plutôt qu'au changement de volume.

Le fait que le terme surfacique associé à l'énergie de symétrie soit nul est par contre inattendu. Nous ne pouvons exclure que ce résultat soit dû à une pathologie du modèle mais il est intéressant de noter qu'il est cohérent avec les résultats obtenus dans le cadre de la dynamique moléculaire antisymétrisée AMD [Ono04].

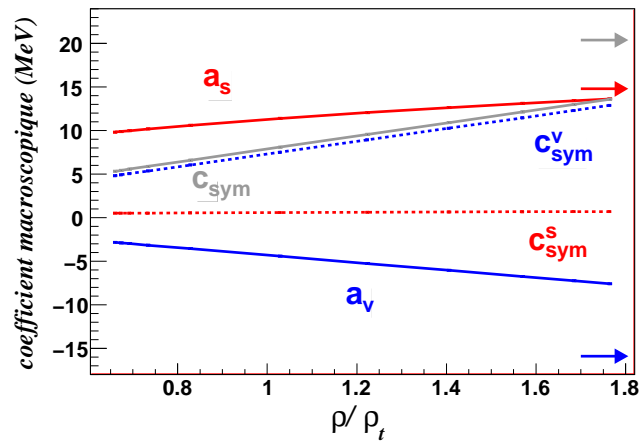


FIG. 2.12 – Évolution des différents coefficients macroscopiques de l'équation 2.1 en fonction de la densité normalisée à la densité de transition  $\rho_{LG}$ . La courbe bleue en trait continu représente l'évolution du terme de volume, la courbe rouge en trait continu représente l'évolution du terme de surface, la courbe grise en trait plein correspond au terme de symétrie, la courbe rouge tiretée représente la contribution de surface au terme de symétrie et la courbe bleue tiretée représente la contribution de volume au terme de symétrie. Les flèches indiquent la valeur des paramètres pour les systèmes dans leurs états fondamentaux ( $\rho = \rho_0, T = 0$ ).

Les calculs représentés sur la figure 2.11 ont été effectués à une seule valeur de la pression,  $P = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ A.MeV.fm}^{-3}$ . Toutefois, l'effet de la pression (equation.1.4) modifie simplement les valeurs de volume accessibles à une température donnée. Dans la mesure où l'énergétique du modèle dépend seulement du volume (fig 2.12), les résultats présentés sur la figure 2.11 ne dépendent donc pas de la pression choisie. Comme nous l'avons anticipé, cette pression implique une relation bien définie entre le volume moyen et la température, c'est ce qu'on appelle une équation d'état. Cette

relation est montrée dans la partie gauche de la figure 2.13 ( $\rho$  en fonction de  $T$ ). À l'aide de cette correspondance <sup>6</sup>, nous pouvons représenter la dépendance en température des coefficients macroscopiques (partie de droite de la figure 2.13). Cette représentation montre que nos résultats sont en accord qualitatif avec les calculs de [Sam08] qui évaluent la dépendance en température du coefficient d'asymétrie dans le cadre de la théorie de Thomas-Fermi avec des interactions effectives réalistes en supposant une expansion adiabatique des systèmes sous l'effet de la pression. Le résultat est une dépendance linéaire de la densité indépendamment de la dépendance en densité de l'interaction utilisée. Le changement de pente observé dans nos calculs est dû au comportement non linéaire de  $\rho(T)$  à  $P = cte$ , il reflète donc la transition de phases. Cet effet n'est pas traité dans les calculs de [Sam08]. Il est toutefois important d'observer que contrairement à la figure 2.11, la figure 2.13 dépend de la valeur de la pression. Du point de vue d'une possible comparaison avec les données, si la pression n'est pas expérimentalement mesurable, la mesure de la densité et de la température ne sont pas non plus des mesures directes. Pour une telle comparaison, il serait donc important de trier les événements selon des variables mesurables comme l'énergie totale ou encore la taille du plus gros fragment. Nous y reviendrons dans la suite.

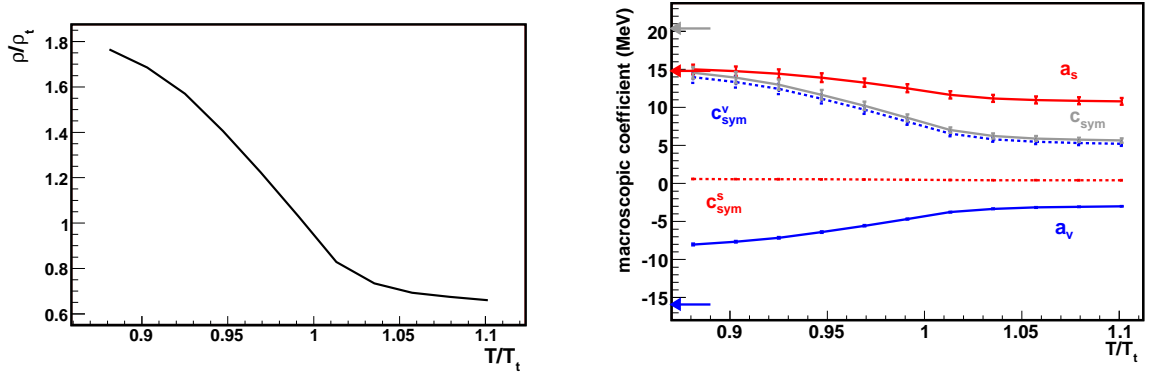


FIG. 2.13 – À gauche : évolution de la densité en fonction de la température. À droite : évolution des différents coefficients macroscopiques en fonction de la température. La courbe bleue en trait continu représente l'évolution du terme de volume, la courbe rouge en trait continu représente l'évolution du terme de surface, la courbe grise en trait plein correspond au terme de symétrie, la courbe rouge tiretée représente la contribution de surface au terme de symétrie et la courbe en bleu tiretée représente la contribution de volume au terme de symétrie. Les flèches indiquent la valeur des paramètres pour les systèmes dans leurs états fondamentaux.

Nous avons vu ici qu'une paramétrisation de l'énergie d'interaction du système par une fonctionnelle dépendant seulement de la densité reproduit au premier ordre le résultat obtenu par nos calculs ; rappelons que les calculs du modèle de gaz sur réseau sont exacts et prennent en compte toutes les corrélations à  $N$ -corps, bien

<sup>6</sup> $a_i(\rho, T) = a_i(\rho(T))$



que seulement au niveau classique. Cette paramétrisation nous a permis d'obtenir la dépendance en densité du terme de symétrie, et nous avons observé que celui-ci est surtout dû à la contribution volumique. Il varie linéairement avec la densité.

Changer l'isospin du système revient donc à modifier son énergétique globale (via le terme de symétrie); nous allons maintenant voir ce qu'il en est pour les fragments.

## 2.5 Propriétés isotopiques des fragments

### 2.5.1 Contenu isotopique des fragments

Nous allons nous intéresser maintenant à l'isospin des fragments produits à la température de transition  $T_{LG}$ .

La figure 2.14 représente la valeur moyenne du nombre de protons divisé par le nombre de nucléons dans chaque cluster ( $Z/A$ ) en fonction de l'énergie du système. Ces valeurs sont obtenues à la température de transition  $T_{LG}$  en sélectionnant seulement les clusters appartenant à la phase gazeuse (ici  $A_{max} < 16$ ). Les courbes correspondent aux différents systèmes étudiés (noir :  $^{124}\text{Xe}$ , rouge :  $^{129}\text{Xe}$ , bleu :  $^{136}\text{Xe}$ ), les droites représentent la valeur  $Z/A$  des différents systèmes.

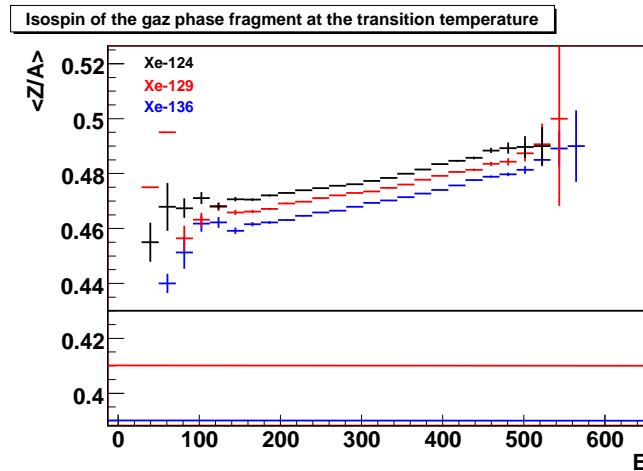


FIG. 2.14 – Valeur moyenne du rapport entre le nombre de protons et le nombre de nucléons dans les *clusters* de la phase gazeuse ( $A_{max} < 16$ ) en fonction de l'énergie du système à la température de transition et pour une pression  $P = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ A.MeV.fm}^{-3}$ . La courbe noire correspond à un système  $Z = 54$  et  $N = 70$  ( $^{124}\text{Xe}$ ), la courbe rouge à un système  $Z = 54$  et  $N = 75$  ( $^{129}\text{Xe}$ ) et enfin la courbe bleue à un système  $Z = 54$  et  $N = 82$  ( $^{136}\text{Xe}$ ). Les différentes droites correspondent aux rapport  $Z/A$  des systèmes.

Nous observons que lorsque l'énergie du système augmente, les fragments ont tendance à s'équilibrer en isospin ( $\langle Z/A \rangle = 0.5$ ) par rapport à l'isospin du système. Pour les trois systèmes étudiés, la tendance est la même avec un écart en isospin des clusters plus faible que l'écart d'isospin des trois systèmes (Xe-124 :  $\langle Z/A \rangle = 0.43$ ;

Xe-129 :  $\langle Z/A \rangle = 0.41$  ; Xe-136 :  $\langle Z/A \rangle = 0.39$  ). Nous observons le même effet à une pression plus élevée, avec un décalage des courbes vers les valeurs initiales d'isospin.

Nous présentons ensuite l'évolution de la valeur moyenne du rapport  $Z/A$  en fonction de la charge du cluster pour les différents systèmes à la température de transition (figure 2.15a), ainsi que l'écart-type de ces valeurs toujours en fonction de la charge des clusters (2.15b).

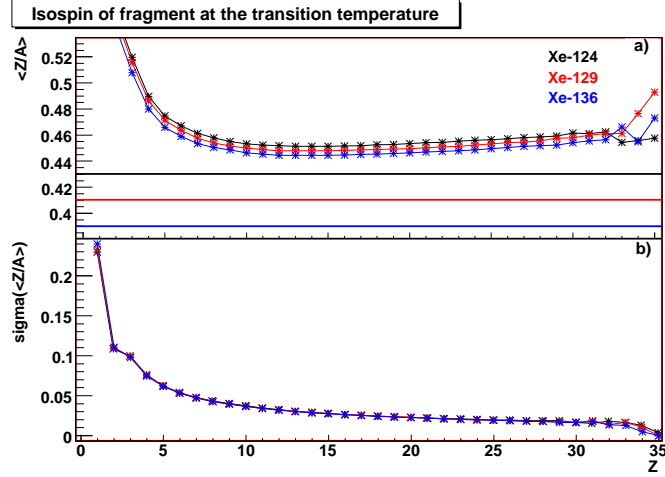


FIG. 2.15 – Valeur moyenne (a) et écart type (b) du rapport entre le nombre de protons et le nombre de masse dans les *clusters* en fonction de la charge du cluster à la température de transition. Les différentes courbes correspondent aux différents systèmes ( noir : Xe-124, rouge : Xe-129, bleu : Xe-136). Les droites représentent le rapport  $Z/A$  du système.

Nous observons que les trois systèmes ont la même tendance avec un décalage des valeurs moyennes correspondant au décalage du rapport  $Z/A$  des systèmes étudiés. La tendance de cette courbe est la même que celle présentée dans la référence [Rad06] pour un système similaire mais avec le modèle statistique macroscopique *MMM* (*Microcanonical Multifragmentation Model*). Par contre, nous n'observons aucune différence sur les écarts types des rapports  $Z/A$  obtenus pour différents isospins, contrairement à ce qui est observé dans [Rad06].

### 2.5.2 Observation de l'isoscaling et son lien avec l'énergie de symétrie

Une analyse plus globale du contenu isotopique est l'isoscaling. Il a été observé que le rapport du nombre d'isotopes produits  $Y_i(N, Z)$  dans deux réactions différentes en isospin ( $i = 1, 2$ ) mais similaires en termes de mécanismes et énergie déposée suit une loi exponentielle de la forme :

$$R_{21}(N, Z) = \frac{Y_2(N, Z)}{Y_1(N, Z)} \propto \exp(\alpha N + \beta Z) \quad (2.7)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les coefficients d'isoscaling. Il a été observé expérimentalement, que plus la collision est violente, plus la valeur de  $\alpha$  est faible [Tsa01, Lef05, She07].

Nous avons représenté sur la figure 2.16 le rapport isotopique de deux systèmes différents en isospin à une température et pression identique en fonction du nombre de neutrons  $N$ . Nous observons l'isoscaling en fonction du nombre de neutrons, ce qui nous permet de déduire le paramètre d'isoscaling  $\alpha$  à partir d'un ajustement des données sur chaque élément  $Z$  (les différentes courbes sur la figure de gauche). Les valeurs  $\alpha$  extraites des différents ajustements sont présentées en fonction de  $Z$  sur la figure 2.16 à droite.

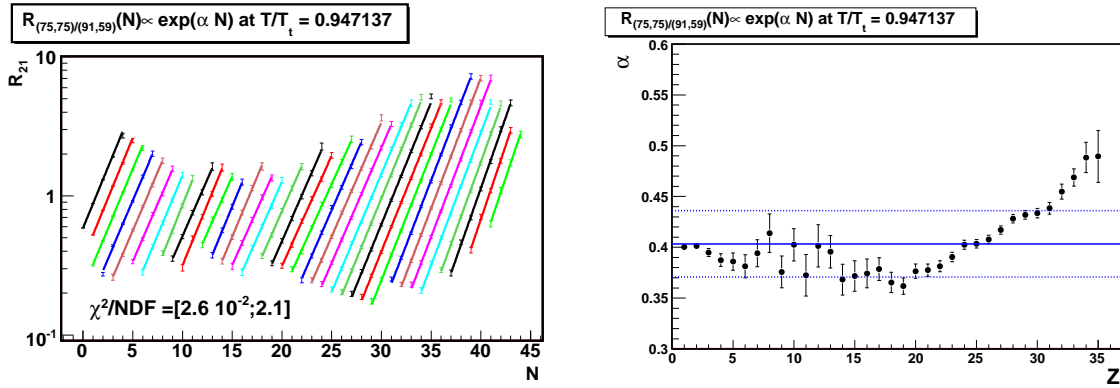


FIG. 2.16 – À gauche : rapport du nombre d'isotopes produits dans deux systèmes différents en isospin à la même température en fonction du nombre de neutrons  $N$ , les différentes couleurs correspondent aux différents éléments  $Z$ . À droite : évolution du paramètre  $\alpha$  de l'ajustement en fonction de la charge  $Z$  des isotopes.

On peut observer que le coefficient  $\alpha$  varie de l'ordre de 20 % suivant le  $Z$ . Les valeurs de  $\alpha$  sont relativement stables pour  $Z < 25$ . Par contre, le coefficient  $\alpha$  est plus élevé quand on se rapproche du  $Z$  du système initial (ici  $Z = 54$ ).

Deux approches permettent de relier l'énergie de symétrie au paramètre d'isoscaling  $\alpha$ .

- Dans le cadre d'un modèle statistique macroscopique [Bot02] (régime de Weisskopf, basse température), l'énergie de symétrie du système est reliée au paramètre  $\alpha$  par la relation suivante :

$$\tilde{c}_{sym} = \frac{\alpha T}{4((Z_2/A_2)^2 - (Z_1/A_1)^2)} \quad (2.8)$$

où  $Z_1$  et  $A_1$  sont respectivement la charge et le nombre de nucléons mis en jeu dans la réaction (1).

Nous avons représenté sur la figure 2.17 de gauche l'évolution de  $\alpha$  en fonction de la température pour différents couples de systèmes ( $^{150}\text{Re}$ ,  $^{150}\text{Tb}$ ,  $^{150}\text{Sm}$ ,  $^{150}\text{Pr}$ ) normalisé par  $1./((Z_2/A_2)^2 - (Z_1/A_1)^2)$ . Nous observons aux barres d'erreurs près un accord entre les valeurs de  $\alpha$  obtenues pour les différents couples de

systèmes ;  $\alpha$  décroît lorsque la température augmente, ce qui est en accord avec les observations expérimentales [Tsa01, Lef05, She07]. En effet, une augmentation de la violence de la collision est associée à une augmentation de la température. L'indépendance du système, une fois normalisé à son contenu isotopique, montre que  $\alpha$  suit un comportement général qui doit être gouverné par un phénomène dépendant de la température. Il est donc naturel de se demander si cette observable peut être reliée à l'énergie de symétrie. Nous avons utilisé la relation 2.8 dans le cadre du modèle de gaz sur réseau (figure 2.17), et nous observons que l'énergie de symétrie obtenue diffère de manière significative de l'énergie de symétrie obtenue par la paramétrisation 2.1. Les valeurs extraites à partir de l'isoscaling des différents isotopes  $Z = 1 - 6$  sont bien cohérentes entre elles en accord avec l'universalité montrée sur la figure 2.17, mais la valeur de  $c_{sym}^{\approx}$  est plus faible que l'énergie de symétrie du modèle d'un facteur 4. Ceci est en accord avec les résultats de [Dor07] qui dans le cadre d'un modèle de percolation a montré que l'isoscaling des fragments légers est dominé par les effets combinatoires.

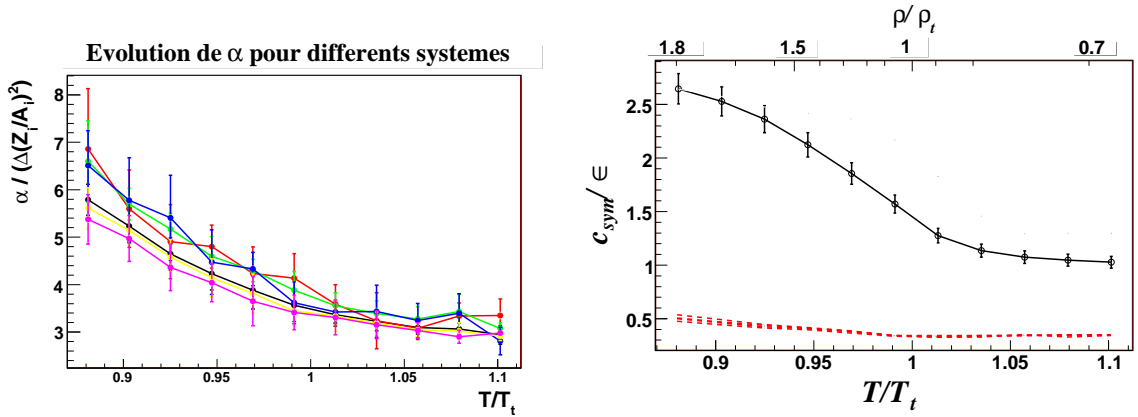


FIG. 2.17 – À gauche : évolution de  $\alpha$  pour différents couples de systèmes normalisé par la différence des  $(Z_i/A_i)^2$  des sources en fonction de la température. À droite : évolution de l'énergie de symétrie estimée par l'isoscaling via l'équation 2.8 en rouge, et estimée par la paramétrisation de champ moyen eq. 2.1.

- Dans le cadre d'une approche de multifragmentation statistique dans l'ensemble grand canonique, il a été montré [Ono04] que l'expression 2.8 se généralise de la façon suivante :

$$c_{sym}^Z = \frac{\alpha_Z T}{4((Z/\langle A_2 \rangle_Z)^2 - (Z/\langle A_1 \rangle_Z)^2)} \quad (2.9)$$

où  $\langle A_i \rangle_Z$  est le nombre de nucléons moyen d'un fragment de charge  $Z$  observé dans la réaction  $i$  et  $c_{sym}^Z$  est l'énergie de symétrie du fragments  $Z$ , qui coïncide avec l'énergie de symétrie du système si le terme de surface est négligeable.

Sur la figure 2.18 de gauche, nous avons représenté l'évolution de  $c_{sym}^Z$  en fonction de  $Z$ , pour différents systèmes et températures.

Dans le cadre du modèle de gaz sur réseau, nous observons que l'expression 2.9 est constante en fonction de la température (figure 2.18 de droite), et que dans aucun cas elle ne coïncide avec l'énergie de symétrie du système (courbe tiretées en rouge).

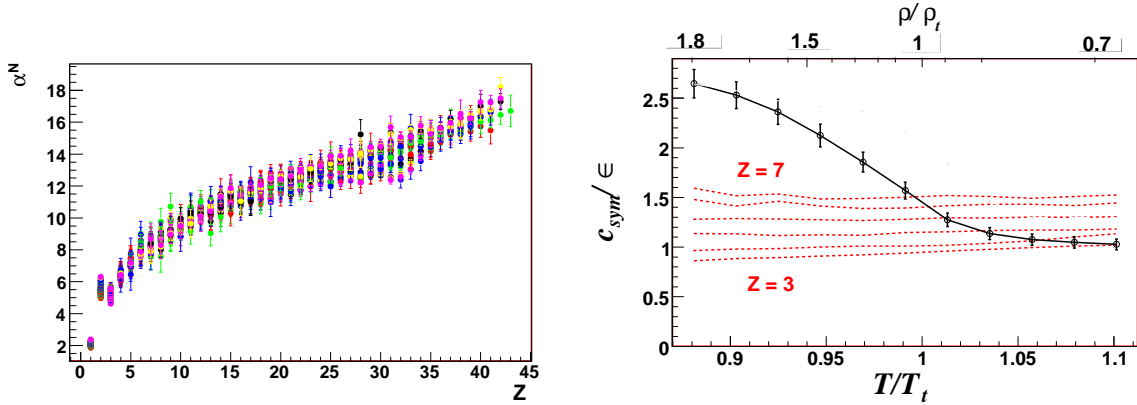


FIG. 2.18 – À gauche : évolution des coefficients  $c_{sym}^Z$  ( $\alpha^N$ ) en fonction de  $Z$ . À droite : évolution de  $c_{sym}$  évalué par l'isoscaling via l'équation 2.9 pour différents  $Z$  ( $=3-7$ ) et via l'équation de la paramétrisation 2.1.

Nous avons vu tout au long de ce chapitre que l'information la plus importante sur l'énergétique et la structure des phases du système est contenue dans le plus gros fragment, paramètre d'ordre des transitions. Il est donc naturel d'imaginer que la composition isotopique de ce dernier soit sensible à l'énergie de symétrie du système. Nous proposons ici de sélectionner le plus gros fragment de chaque événement, et d'extraire le paramètre  $\alpha$  seulement sur les fragments sélectionnés. Nous en déduisons un  $Z_{max}$  moyen à chaque température, et nous utilisons la charge de ce fragment dans la relation 2.9.

Nous observons avec cette sélection un accord qualitatif entre l'énergie du système extraite par la paramétrisation et celle calculée par l'équation 2.9 sur la sélection du plus gros fragment.

La déviation pour  $T/T_t > 1.05$  est probablement due à l'importance du facteur entropique dans la phase gazeuse. Entre  $T/T_t = 0.95$  et  $T/T_t = 1.05$  la distribution de  $A_{max}$  est bimodale. C'est la présence de ces fortes fluctuations qui pourraient être à l'origine de l'écart systématique qui est observé par rapport à la valeur de  $c_{sym}$ .

## 2.6 Conclusion

Nous avons utilisé un modèle classique schématique pour étudier les propriétés thermodynamiques d'un système nucléaire de taille finie.

Nous avons vu que le système formé de neutrons et protons pouvait se manifester sous différentes phases et nous avons établi le diagramme de phases pour le cas  $Z = 54$  et  $N = 75$  ( $^{129}Xe$ ). À basse température et pour un noyau lié, le système est sous forme liquide, c'est-à-dire un système lié par l'interaction nucléaire forte.

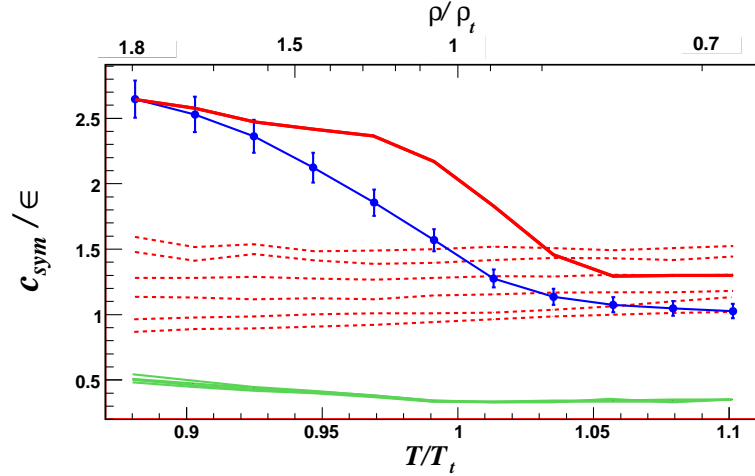


FIG. 2.19 – Évolution de l'énergie de symétrie obtenue par les différentes méthodes en fonction de la température. La courbe bleue correspond à l'énergie de symétrie obtenue avec la paramétrisation 2.1. Les courbes en vert correspondent à l'énergie de symétrie obtenue par  $\alpha$  et l'équation 2.8. Les courbes en rouge tiretées correspondent à l'énergie de symétrie obtenue par  $\alpha$  et l'équation 2.9. La courbe rouge continue correspond à l'énergie de symétrie obtenue par  $\alpha$  pour le plus gros fragment de chaque événement à l'aide de l'équation 2.9.

Ensuite, lorsque ce noyau est excité, il commence à évaporer quelques particules légères jusqu'à ce qu'il arrive à la transition de fission  $T = T_a$  où il se scinde en deux parties égales. Cette transition est signée par une distribution bimodale de la charge du plus gros fragment et du deuxième plus gros fragment, de l'énergie coulombienne et de l'énergie de *bulk*. Mais cette transition n'entraîne pas de chaleur latente, car il s'agit juste d'un échange d'énergie entre coulomb et le bulk. Il s'agit donc d'une transition du premier ordre, car la distribution des paramètres d'ordre de cette transition ( $E_{coul}$  et  $A_{max}$ ) est ici bimodale. Le système reste en deux morceaux jusqu'à la prochaine transition  $T = T_b$ , où le système effectue la transition dans le sens fission-évaporation. Ensuite le système évapore de plus en plus de particules légères jusqu'à la transition liquide-gaz où le résidu de l'évaporation casse en plusieurs fragments légers. Cette transition est signée par une distribution bimodale de la taille du plus gros fragment, de l'énergie de bulk et coulomb. Elle est accompagnée d'une chaleur latente.

Par contre, si le système est à trop haute pression, il ne pourra pas fissionner. De plus si la pression est surcritique, le système ne pourra pas passer par la transition liquide-gaz. Il se contentera alors d'évaporer des particules légères.

Nous avons également utilisé une paramétrisation de type champ moyen de l'énergie d'interaction du système, et nous avons observé qu'une dépendance en densité des différents termes de l'énergie suffit à reproduire correctement le résultat du calcul qui lui est exact, et rend compte des corrélations à  $N - corps$ , la dépendance en température agissant seulement pour changer la densité. De cette paramétrisation, nous avons pu obtenir l'évolution du terme d'énergie de volume, de surface et de

symétrie en fonction de la densité. Nous avons aussi observé que le terme d'énergie de symétrie de surface est négligeable.

Enfin, nous nous sommes intéressés à la composition isotopique des fragments à travers le signal d'isoscaling et nous avons regardé son lien éventuel avec l'énergie de symétrie. Nous avons conclu que seule l'information sur le plus gros fragment ( $A_{max}$ ) pouvait nous renseigner sur l'énergie de symétrie ainsi que sa dépendance en densité.

Deuxième partie

Données expérimentales





Dans la partie précédente, nous avons étudié un système nucléaire d'un point de vue phénoménologique, contraint par une pression et une température.

Expérimentalement, nous ne pouvons pas directement effectuer des mesures sur ce type de système. L'énergie d'excitation va être apportée au système par une collision entre deux noyaux, qui vont alors constituer les systèmes nucléaires étudiés.

Cette partie est consacrée à la description des systèmes nucléaires excités produits en laboratoire, et à la mesure des données expérimentales associées avec le multidétecteur *INDRA*. Nous présenterons ensuite une étude systématique des collisions centrales avec des systèmes symétriques de taille totale comprise entre 80 et 400 nucléons, sur une gamme d'énergie allant de la barrière coulombienne jusqu'à 100 MeV/A. Une mesure du pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire, afin de comprendre l'origine des fragments produits lors de ces collisions, sera présentée. La dernière partie sera alors consacrée au lien entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits lors de ces collisions.

## Fabriquer des systèmes nucléaires excités.

Depuis la fin des années 70, les accélérateurs de particules permettent d'accélérer des particules légères jusqu'au GeV/A. Lorsqu'on utilise de tels projectiles légers sur des cibles constituées de noyaux lourds, les noyaux de la cible peuvent casser en fragments de taille variable (noyaux, protons, neutrons). Dans les années 80, les accélérateurs d'ions lourds ont pu accélérer des noyaux lourds à des énergies comprises entre 10 et 100 MeV/A. Les collisions d'ions lourds permettent alors d'exciter les projectiles et cibles, en apportant une compression permettant aux noyaux d'explorer le diagramme des phases de la matière nucléaire en fonction de la densité et de la température.

## Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrue

Lors des premières expériences réalisées dans les années 70, quelques détecteurs étaient placés à différents angles par rapport à la cible, ces expériences effectuant des mesures dites *inclusives* (informations sur une portion de l'espace). Afin d'effectuer des mesures *exclusives*, des systèmes de détection couvrant tout l'espace autour de la cible ont été développés dans les années 80 et 90 afin de mesurer les produits de réaction ( $\gamma$ , neutrons, protons, noyaux atomiques...)[Sou06, Lop08].

À la fin des années 80, plusieurs laboratoires du *CNRS* décident alors d'entreprendre la construction d'un détecteur  $4\pi$  (exclusif) de particules chargées, capable de mesurer l'énergie, l'angle et la charge des fragments produits; c'est la collaboration *INDRA*. L'objectif scientifique est d'étudier les différents mécanismes de réaction autour de l'énergie de Fermi, la désexcitation de noyaux fortement excités, notamment la multifragmentation, afin de caractériser les propriétés de la matière nucléaire loin de son état fondamental (transition de phases).

Depuis la première campagne de mesure en 1993 au *GANIL*, *INDRA* a acquis un jeu exceptionnel de données expérimentales (voir tableau page 79). Ce jeu de données permet des études systématiques en fonction de l'énergie incidente, du projectile et de la cible. Depuis la 5<sup>ème</sup> campagne réalisée en 2001, les données *INDRA* incluent également une étude sur le degré de liberté d'isospin dans la matière nucléaire. Nous utiliserons ces données pour effectuer une analyse systématique du pouvoir d'arrêt (*stopping*) de la matière nucléaire lors des collisions centrales entre projectile et cible de taille similaire ( $Ar + KCl, Ni + Ni, Xe + Sn, Au + Au$ ), sur une gamme d'énergie de 12 MeV/nucléon à 100 MeV/nucléon. La 5<sup>ème</sup> campagne nous permettra aussi d'étudier le *stopping* en fonction de l'isospin, grâce à la présence de combinaisons projectile/cible différentes en isospin :  $^{124,136}Xe / ^{112,124}Sn$ .

## Sélection des collisions centrales

Théoriquement, pour une collision à paramètre d'impact pratiquement nul, il n'y a aucun moment angulaire orbital, ce qui réduit la complexité du problème. Les collisions centrales nous apportent alors des informations sur la compressibilité de la matière nucléaire (réponse du volume par rapport à la pression). Expérimentalement, nous n'avons cependant pas de mesure directe du paramètre d'impact  $b$ , seulement une estimation par l'intermédiaire d'observables expérimentales telles que la multiplicité de particules ou l'énergie transverse [Pha92, Mar95, Bel00, Bor08].

Nous allons étudier dans un premier temps les corrélations entre différentes estimations  $\hat{b}$  pour des collisions symétriques, afin d'effectuer une sélection des collisions les plus centrales.

## Le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire

La mesure du pouvoir d'arrêt (*stopping*) entre les deux participants de la collision, va nous apporter des informations sur la section efficace de collisions nucléon-nucléon  $\sigma_{nn}$  (ou le libre parcours moyen  $\lambda = (\rho\sigma_{nn})^{-1}$  des nucléons) dans le milieu nucléaire à différentes énergies [Dur01]. Le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire est de manière macroscopique relié à la viscosité de la matière nucléaire [Dan09]. Cette donnée permet aussi de contraindre fortement les différents codes de transport [Bau88, Liu01].

Nous utiliserons ici différentes observables reliées au *stopping*, basées sur l'isotropie des caractéristiques cinétiques des particules dans le centre de masse [Rei04, Esc05].

## Origine des particules émises lors des collisions centrales.

Lors de la phase de contact, les deux noyaux incidents peuvent fusionner pour former une source unique d'émission (événement qualifié de "monosources" [Fra01]).

Celles-ci pouvant émettre les particules à la surface : c'est le régime de désexcitation séquentielle ; ou les particules sont formées dans le volume de la source par un passage à basse densité : c'est la multifragmentation d'une source unique.

Par contre, si les deux noyaux ne sont pas complètement arrêtés (stopping incomplet), nous pouvons avoir deux sources d'émission plus une zone intermédiaire aux deux sources que l'on appelle zone de mi-rapidité, où les particules et fragments proviennent de plusieurs origines : collisions nucléon-nucléon [PawXX] (suivi d'une aggrégation) ou formation d'un col de matière [Boc00].

Une émission isotrope des particules dans le centre de masse nous indiquera que le système a oublié sa symétrie initiale, donc que les deux noyaux ont dû s'arrêter.

À contrario une forte anisotropie le long de l'axe du faisceau nous indiquera que le système a conservé partiellement sa symétrie initiale, donc que les deux noyaux ne se sont pas complètement arrêtés.

## L'isospin dans les collisions centrales

Nous disposons de mesures de collisions  $Xe+Sn$  avec différents couples en isospin à des énergies incidentes de 32 et 45 MeV/A. Ceci va nous permettre d'étudier l'effet de l'isospin sur le stopping pour ces deux énergies.

Il a été observé, dans la partie précédente qu'une faible déviation de l'isospin, n'entraîne que de faibles modifications de la température de la transition liquide-gaz. Expérimentalement, les températures limites des différents projectiles en isospin ne varient pas énormément [Sti09]. C'est pour cela qu'il peut être intéressant de mesurer le stopping pour différents systèmes en isospin à deux énergies.

Nous verrons enfin une utilisation de l'isospin comme traceur de la collision [Ram00], et nous observerons la manière dont se diffuse l'isospin [Tsa04] entre les deux participants de la collision dans la gamme d'énergie autour de  $E_{Fermi}$ .

## Des collisions centrales aux collisions périphériques

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'ensemble des collisions en fonction du paramètre d'impact estimé ( $\hat{b}_{mult}$ ).

Nous allons voir que ce simple tri en paramètre d'impact est insuffisant pour séparer les sources d'émission, car différents mécanismes interviennent dans les collisions semi-périphériques et centrales (cf fig 1).

## Les différents mécanismes

Afin de discriminer les différents mécanismes, nous allons utiliser une méthode d'analyse multidimensionnelle basé sur les variables globales caractérisant l'événement. Une méthode proposée est l'analyse en composantes principales, qui a déjà fait ses preuves par le passé [Bel00, Bel02].

Nous verrons alors que nous sommes capables de discriminer les différents mécanismes : résidu-évaporation, fission, col et multifragmentation.

### **Effet de l'isospin de la voie d'entrée**

Dans un premier temps, nous allons voir l'effet de l'isospin sur les proportions des différents mécanismes sélectionnés précédemment.

Enfin nous allons étudier le contenu en isospin des particules légères suivant les différents mécanismes mis en jeu dans les collisions  $Xe + Sn$  à 32 et 45 MeV/A. Nous utiliserons les rapports neutron/proton, ainsi que le signal d'isoscailing pour les particules de charges comprises entre 1 et 8.

# Chapitre 3

## INDRA et la mesure de systèmes nucléaires excités

Ce chapitre est une description du multidétecteur *INDRA*, ainsi que ses objectifs scientifiques qui sont liés à l'étude de la matière nucléaire. *INDRA* est un multidétecteur qui a été largement décrit dans différents travaux antérieurs [Cop90, Pou95, Eco95, Mar95, Pou96, Tab99, Bel00, Par02a, Par02b]. Dans cette partie, nous nous bornerons donc à une description succincte du dispositif expérimental, en nous attachant cependant à détailler les caractéristiques du détecteur qui sont importantes pour les analyses présentées par la suite.

### 3.1 Détecteur *INDRA*

Le multidétecteur *INDRA* a été conçu pour étudier les collisions d'ions lourds sur cible fixe, avec des projectiles ayant une énergie cinétique comprise entre 20 et 100 MeV/nucléon [Pou95]. Il est constitué de différents modules de détection (336 télescopes) pour l'identification des particules chargées ; ces différents modules sont agencés sur des couronnes successives à symétrie cylindrique (fig 3.1) de manière à détecter les produits chargés de la réaction sur l'ensemble de l'espace (de l'ordre de 90% de  $4\pi$ ). La façon dont sont disposés les modules (la géométrie) va influencer la résolution angulaire. La composition des différents modules (télescopes) va influencer la résolution en énergie ainsi que l'identification en charge et en masse des fragments. Dans les parties suivantes, nous allons décrire la résolution angulaire, la résolution en énergie et l'identification réalisées avec le multidétecteur *INDRA*.

#### 3.1.1 Caractéristiques géométriques

Le détecteur a une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau. L'agencement des 17 couronnes est représenté sur la figure 3.2. Pour les angles compris entre  $3^\circ$  et  $45^\circ$  (couronnes 2-9), les couronnes sont constituées de modules de détection ChIo-Si-CsI. Pour les angles compris entre  $45^\circ$  et  $176^\circ$  (couronnes 10-17), les couronnes sont constituées de modules de détection ChIo-CsI, sauf pour les modules étalons (ChIo-Si75 $\mu$ -SiLi et/ou CsI) qui sont au nombre de 1 module par couronne. À noter

FIG. 3.1 – Photo du multidétecteur *INDRA*.

également que les détecteurs de la couronne 1 (angle compris entre  $2^\circ$  et  $3^\circ$ ) sont constitués de télescopes Si-CsI.

Les collisions étudiées ont lieu sur cible fixe (au repos dans le laboratoire). Avec l'entraînement du projectile, les produits de la collision vont être émis plutôt vers l'avant (typiquement  $\theta_{lab} < 90^\circ$ ), ce qui justifie une résolution angulaire plus importante à l'avant dans le référentiel du laboratoire. La figure 3.3 présente la correspondance entre l'angle d'émission  $\theta_{CM}$  d'une particule de vitesse  $v^*$  dans le centre de masse et l'angle d'émission  $\theta_{lab}$  de cette même particule dans le référentiel du laboratoire :

$$\tan \theta_{lab} = \frac{\sin \theta_{CM}}{k + \cos \theta_{CM}}$$

où  $k = V_{CM}/v^*$  avec  $V_{CM}$  la vitesse du centre de masse. Pour les collisions d'intérêt, les fragments vont avoir des coefficients  $k$  compris entre 0.5 et 2, donnant les couvertures angulaires correspondantes estimées entre 66% et 30% de l'espace total ( $4\pi$ ) dans le laboratoire. Ceci justifie en partie une granularité plus élevée à l'avant du détecteur. *INDRA* possède ainsi 180 cellules de détection (télescopes) soit plus de la moitié des 336 télescopes dans le domaine angulaire compris entre  $2^\circ$  et  $45^\circ$ .

Les collisions étudiées sont caractérisées par l'émission de plusieurs dizaines de particules. Il faut donc que le détecteur ait une granularité suffisamment élevée afin d'éviter le phénomène d'empilement, c'est-à-dire l'accumulation de 2 particules (ou plus) dans le même détecteur. La figure 3.4 représente le pourcentage d'empilement en fonction du nombre de détecteurs, pour différentes multiplicités de particules par événement, en supposant une émission isotrope et des détecteurs identiques [Pou95].

Nous observons que pour avoir un taux d'empilement inférieur à 5%, il faut disposer d'au moins plusieurs centaines de détecteurs (pour une multiplicité  $M$  telle

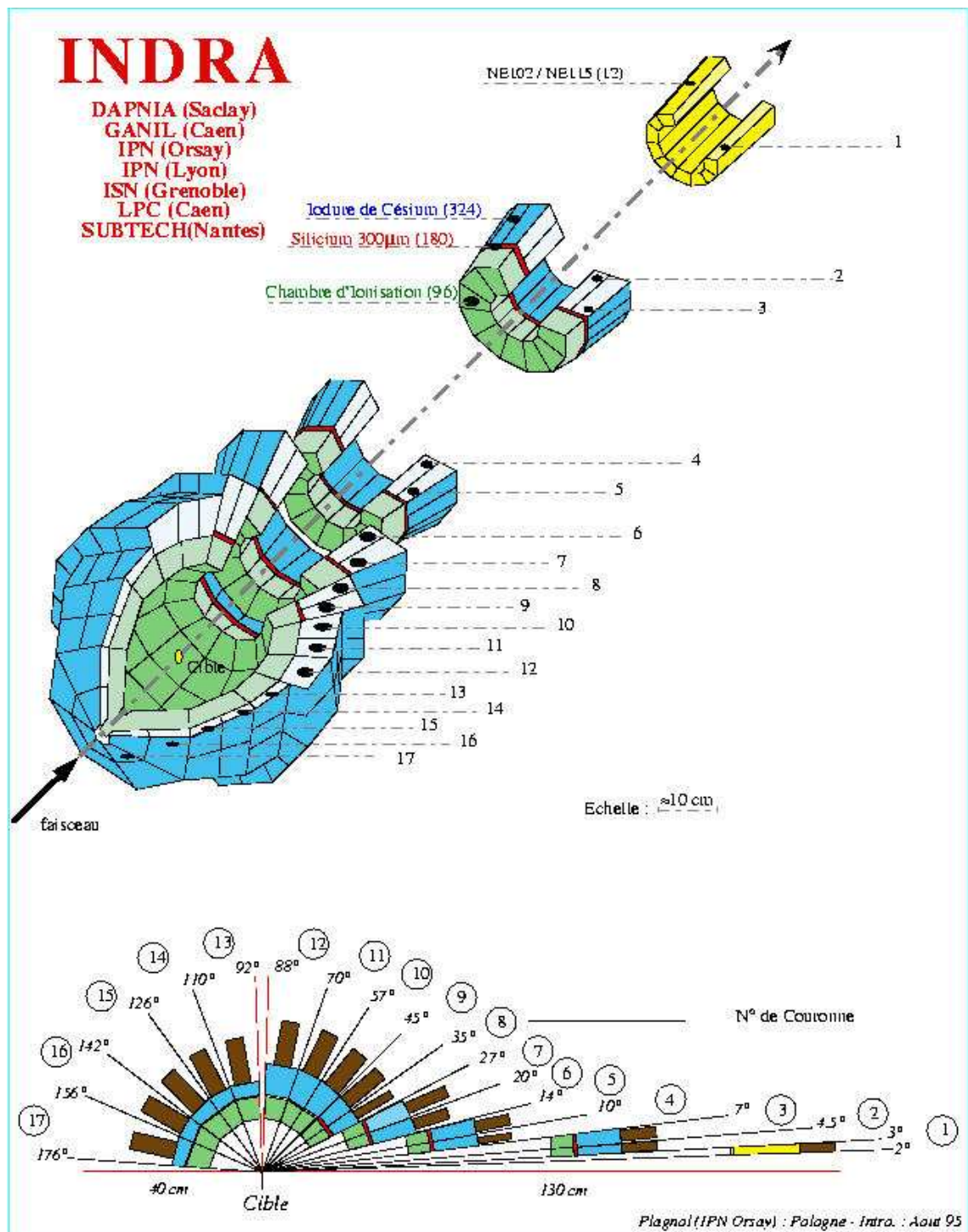


FIG. 3.2 – Vue d'ensemble du multidétecteur *INDRA* et coupe longitudinale des 17 couronnes.



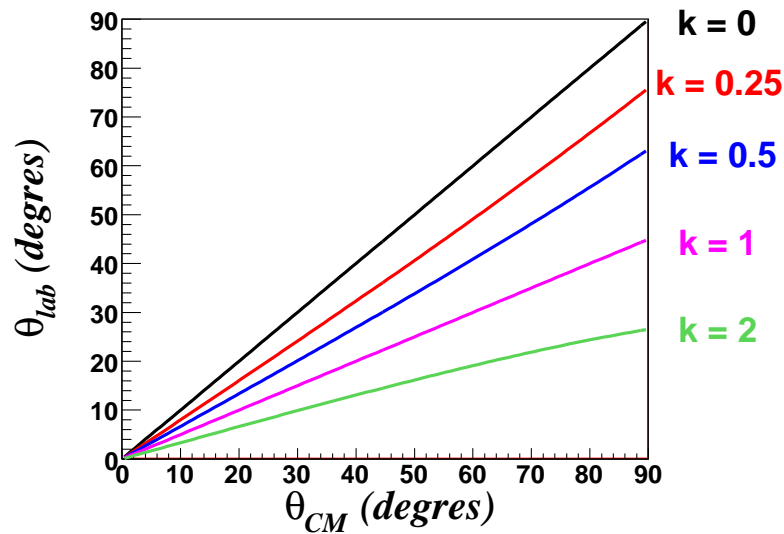


FIG. 3.3 – Corrélation entre l'angle d'émission polaire dans le centre de masse et l'angle d'émission correspondant dans le repère du laboratoire. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de  $k$  ( $k = \frac{V_{cm}}{v^*}$ ) [Lop08].

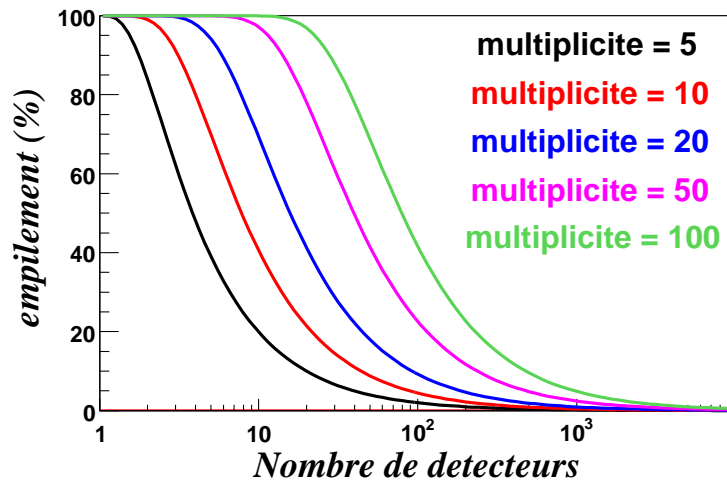


FIG. 3.4 – Corrélation entre la nombre de détecteurs et le taux d'empilement en % pour différentes multiplicités de particules en supposant une émission isotrope et des détecteurs identiques [Lop08].

que  $M = 20 - 50$ ), condition respectée pour *INDRA* avec 336 modules de détection.

Les différentes caractéristiques géométriques du multidétecteur *INDRA* sont répertoriées dans le tableau 3.1.

### 3.1.2 Principes de détection

INDRA est un détecteur de particules chargées. Les particules chargées vont interagir avec un milieu (le détecteur) par interaction coulombienne principalement avec les électrons du milieu (grande probabilité d'interaction). Cette interaction va ralentir ou stopper l'ion. La perte d'énergie  $dE$  d'une particule d'énergie  $E$  et de charge  $Z$  par unité de longueur  $dx$  dans un matériau  $z$  est donnée par la formule de Bethe-Bloch [Kno90] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \mathcal{N} z \left( \ln \frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 - \frac{C_k}{z} - \frac{\delta}{2} \right) \quad (3.1)$$

où  $z$  est le numéro atomique du matériau,  $\mathcal{N}$  le nombre d'atomes du matériau par unité de volume,  $I$  est le potentiel moyen d'ionisation,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma^2 = 1/(1 - \beta^2)$  pour le projectile.  $\delta$  est une correction de "densité" pour les hautes énergies et  $C_k$  une correction quantique de couche pour les basses énergies.

Pour les énergies qui nous intéressent, les particules auront des vitesses modérées ( $v < 0.3c$ ). Au premier ordre, la perte d'énergie pour une épaisseur  $dx$  est alors proportionnelle au produit de la charge au carré par la masse et inversement proportionnelle à l'énergie  $E$  de l'ion incident :

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (3.2)$$

En mesurant ainsi  $E$  et  $\Delta E$  ( $\Delta E = \int_0^e \left(\frac{dE}{dx}\right) dx$ ), où  $e$  est l'épaisseur du détecteur traversé, les particules de même  $Z$  et  $A$  se placeront sur une hyperbole. Les modules de détection d'*INDRA* sont des télescopes, c'est-à-dire qu'ils sont constitués de plusieurs détecteurs (2 ou 3 suivant l'angle polaire) et permettent donc de réaliser ce type d'identification appelé  $E - \Delta E$  (cf 3.2).

### 3.1.3 Modules de détection

Les différents détecteurs qui constituent les télescopes sont :

- **Les chambres d'ionisation (ChIo) :** Lorsqu'une particule chargée traverse un gaz, elle ionise et excite les atomes ou les molécules de ce gaz tout au long de sa trajectoire. Il en résulte notamment la formation de paires ion-électron ou ion-ion. Dans une chambre d'ionisation, les électrons et ions créés sont collectés sur les deux électrodes, et il en résulte une amplitude maximale de courant ( $I_{max}$ ) qui est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente (fonctionnement dit "chambre d'ionisation"). L'avantage d'un détecteur à gaz est la faible densité de son milieu de détection ( $\mathcal{N}$  petit) qui permet à des ions lourds ( $Z$  grand) de pouvoir traverser ce type de détecteur. Les inconvénients

couronne	Chambre d'ionisation			Silicium et/ou CsI		
	$\theta_{min}(\circ)$	$\theta_{max}(\circ)$	N	$\theta_{min}(\circ)$	$\theta_{max}(\circ)$	N
1				2	3	12
2	3.13	6.98	12	3.06	4.46	12
3				4.48	6.69	24
4	7.21	13.83	12	7.16	9.95	24
5				9.99	13.72	24
6	14.21	26.74	12	14.23	19.93	24
7				19.98	26.61	24
8	27.84	44.67	12	27.62	34.87	24
9				34.96	44.61	24
10	45.23	69.69	12	45.25	56.90	24
11				56.99	69.69	24
12	70.25	87.60	12	70.28	88.59	24
13	92.40	109.76	8	91.72	109.65	24
14	110.31	141.80	8	110.44	126.03	16
15				126.12	141.69	16
16	142.38	174.77	8	142.50	157.08	8
17				157.17	175.70	8

TAB. 3.1 – Caractéristiques géométriques des différents modules de détection

de ce type de détecteur sont : sa faible résolution en énergie de l'ordre de 5 à 10 %, la présence d'une fenêtre d'entrée que la particule incidente doit traverser pour être détectée (seuil énergétique de l'ordre du MeV/A), et sa mauvaise résolution en temps de l'ordre de la microseconde.

Les chambres d'ionisation d'INDRA forment les premiers étages des télescopes de détection des couronnes 2 à 17. Chacune d'elle est constituée d'une cellule de gaz ( $C_3F_8$ ) de 5 cm d'épaisseur entourée de deux feuilles de mylar de 2.5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur jouant le rôle de la cathode et d'anode. Les cellules de gaz comprises entre la couronne 2 et la couronne 7 sont à une pression de 30 mbar, et celles comprises entre la couronne 8 et la couronne 17 sont à une pression de 50 mbar. Ces chambres d'ionisation fonctionnent à une haute tension positive de l'ordre de 300 V.

- **Les siliciums (Si) :** Les détecteurs siliciums sont des détecteurs à semiconducteur (jonction dopées  $p$  ou  $n$ ). Le passage de la particule ionisante libère des charges (électron-trou) qui vont être collectées. L'excellente proportionnalité entre l'amplitude des signaux et l'énergie captée permet une relation d'étalonnage en énergie parfaitement linéaire. Par contre, pour les ions lourds ( $Z > 20$ ), une (faible) partie de l'énergie est perdue à cause du défaut d'ionisation [Tab99]. Cet effet est pris en compte lors de la calibration. La résolution en énergie est de l'ordre de 1%. Le matériau de détection étant relativement dense (matériau solide), le détecteur peut arrêter des particules très énergétiques. Cependant ces détecteurs sont dégradables sous rayonnement intense ;

leur structure est fragile car le réseau cristallin peut être facilement perturbé et ils ne peuvent donc pas supporter de grands flux de particules.

Les siliciums d'INDRA ont une épaisseur de 300  $\mu\text{m}$ , et fonctionnent en polarisation directe.

- **Les iodures de Césium (CsI) :** Les CsI sont des scintillateurs inorganiques dopés au Thallium (Tl). Un scintillateur est une substance qui émet de la lumière à la suite d'une excitation, avec une intensité lumineuse suivant une loi exponentielle décroissante avec une ou plusieurs constantes de décroissance  $\tau_i$ .

$$L(t) = \sum_i L_{0i} \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right)$$

La réponse du scintillateur n'est pas linéaire en énergie car elle dépend de l'ion incident [Par02a]. La calibration des CsI INDRA est présentée dans la référence [Par02b]. La luminescence peut être soit de nature fluorescente (prompte, de la  $ns$  à la  $\mu s$ ), soit phosphorescente (beaucoup plus longue, de la  $\mu s$  à la  $ms$ ). Cette luminescence est détectée par un photomultiplicateur qui transforme la quantité de lumière en courant. Les différentes épaisseurs des CsI INDRA sont répertoriées dans le tableau 3.2. Ces CsI sont dopés au Thallium (Tl) avec une concentration variant de 200 à 2000 ppm.

couronne	2-5	6-7	8-9	10-11	12	13	14-17
épaisseur (mm)	138	97	90	76	48	60	50
$E_{max}^{proton}$ (MeV)	237	192	183	166	126	144	129
$E_{max}^{deuteron}$ (MeV)	313	255	244	221	169	192	173
$E_{max}^{triton}$ (MeV)	370	300	288	262	199	228	205
$E_{max}^{3He}$ (MeV)	847	683	654	591	448	512	460
$E_{max}^{\alpha}$ (MeV)	948	766	733	664	504	577	517

TAB. 3.2 – Épaisseurs des détecteurs CsI d'INDRA en mm et énergie maximale d'arrêt dans les CsI.

### 3.1.4 Électronique et logique de déclenchement

Les différents signaux électriques délivrés par les détecteurs sont préamplifiés et amplifiés. Les signaux délivrés par les chambres d'ionisation et les siliciums sont séparés pour être amplifiés suivant deux gains (appelé petit gain  $PG$  et grand gain  $GG$ ), permettant alors un codage global de la charge sur 16 bits (65536). Le signal issu des photomultiplicateurs (CsI) est intégré sur deux intervalles de temps, un temps court pour la composante rapide du signal ( $\tau_1 = 400ns$ ), un temps plus long pour la composante lente du signal ( $\tau_2 = 1500ns$ ). Lors de l'expérience, ces différents signaux sont enregistrés si et seulement si le nombre de détecteurs touchés est supérieur ou égal à la multiplicité fixée par le module électronique appelé "trigger"

et piloté par logiciel [Pou96]. Durant l'expérience, un certain nombre de "runs" de calibrations sont effectués (runs source  $\alpha$ , linéarité de la chaîne de mesure, runs à  $B\rho$  fixés pour la calibration des  $CsI$  notamment). La calibration et l'identification sont alors effectuées après l'expérience. Une fois calibrée en énergie, la somme des énergies déposées dans les différents détecteurs d'un même télescope correspond à l'énergie de la particule incidente (hors double hit [Bel00]).

## 3.2 Identification des particules

Pour identifier les différentes particules, on utilise des matrices d'identification dans lesquelles les dépendances en charge et masse apparaissent. INDRA utilise deux types de matrices d'identification :

- les matrices  $E - \Delta E$  où  $E$  correspond à l'énergie totale de la particule et  $\Delta E$  est la perte d'énergie dans le premier étage du télescope touché ; via l'équation 3.2, la perte d'énergie d'une particule en fonction de son énergie est approximativement une hyperbole proportionnelle à  $AZ^2$ .
- Les matrices  $R - L$  qui correspondent à l'intégrale du signal du CsI suivant la composante rapide  $R$  et la composante lente  $L$ . La proportion  $R$  et  $L$  dépend de la charge et de la masse de la particule, ce qui permet alors une identification en charge et/ou en masse pour des noyaux légers ( $1 \leq Z \leq 4$ ).

Nous allons donc obtenir plusieurs matrices d'identification suivant le parcours (arrêt) de la particule dans le télescope.

### 3.2.1 Identification ChIo-Si

Pour les particules ayant une énergie comprise entre 0.8 et 6 MeV/A<sup>1</sup> et un angle compris entre 3 et 45 degrés dans le laboratoire, c'est-à-dire des particules s'arrêtant dans le silicium, la matrice d'identification ChIo-Si est utilisée. Un exemple d'une telle matrice d'identification est représenté pour la réaction  $Xe + Sn@45$  MeV/A sur la figure 3.5.

Nous observons une identification complète en charge jusqu'à environ  $Z = 15$  (lignes de  $Z$ ). Au-delà, la résolution en énergie de la chambre d'ionisation ne permet plus une identification complète. Les matrices ChIo-Si permettent cependant d'obtenir une estimation raisonnable de la charge avec une résolution de quelques unités de charge pour  $Z > 18$ . À noter également le seuil d'identification à basse énergie  $E_{Si}$ , qui correspond au pic de Bragg (arrêt) des particules dans la ChIo, et qui n'autorise qu'une identification de type  $Z \geq Z_{min}$ .

---

<sup>1</sup>Variable selon la particule, pour traverser un silicium de 300  $\mu m$  et la ChIo, les seuils sont :  $E_p > 6MeV/A$ ,  $E_\alpha > 8MeV/A$ ,  $E_{z=10} > 12MeV/A$ ,  $E_{Z=20} > 15MeV/A$ ,  $E_{Z=50} > 25MeV/A \dots$

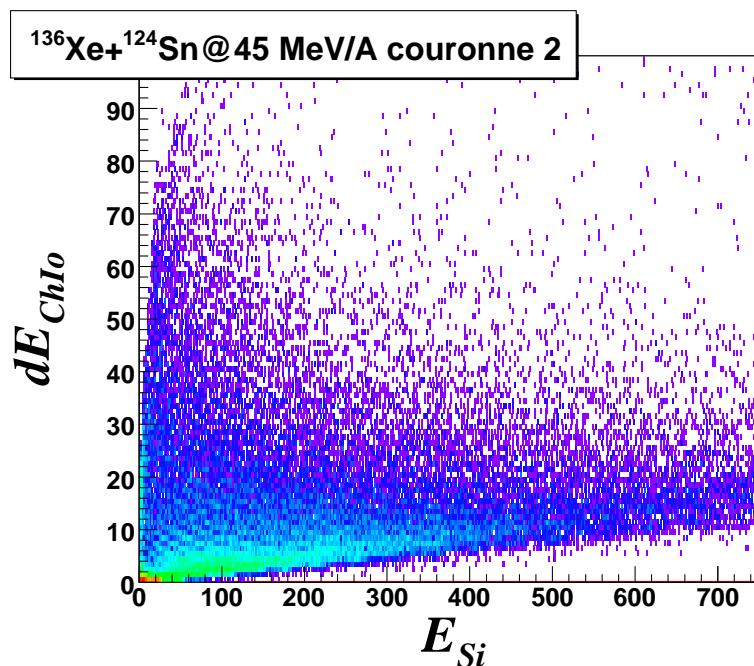


FIG. 3.5 – Matrice d'identification ChIo-Si pour l'ensemble des détecteurs ChIo-Si de la couronne 2 ( $\theta = 2 - 3^\circ$ ) pour le système  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  à 45 AMeV.

### 3.2.2 Identification Si-CsI

Pour les fragments et particules plus énergétiques qui s'arrêtent dans l'étage suivant (CsI), l'identification est réalisée avec la matrice Si-CsI. La figure 3.6 représente un exemple de matrice d'identification Si-CsI petit gain (PG) et grand gain (GG) pour les collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}@45\text{MeV}/A$ .

Les matrices d'identification Si-CsI PG permettent d'obtenir une bonne identification en charge voire en masse pour les différents fragments mesurés ; la matrice d'identification grand gain permet une résolution en masse des particules de l'hydrogène au bore ( $1 \leq Z \leq 5$ ).

### 3.2.3 Identification CsI rapide-lente

Pour les particules ( $1 \leq Z \leq 4$ ) les plus énergétiques ( $E/A > 6\text{MeV}/A$ ), l'identification en charge et en masse est réalisée à partir de la matrice rapide-lente des CsI. Un exemple de matrice rapide-lente pour le module 23 de la couronne 8 est présenté sur la figure 3.7.

Cette matrice d'identification permet une séparation des isotopes de l'hydrogène ( $Z=1$ ), de l'hélium ( $Z=2$ ), du lithium ( $Z=3$ ) et du beryllium ( $Z=4$ ). Pour les fragments de charge supérieure à 4, l'identification (en  $Z$  voire en  $A$  pour  $Z \leq 7$ ) est réalisée dans les matrices Si-CsI (cf fig 3.6).

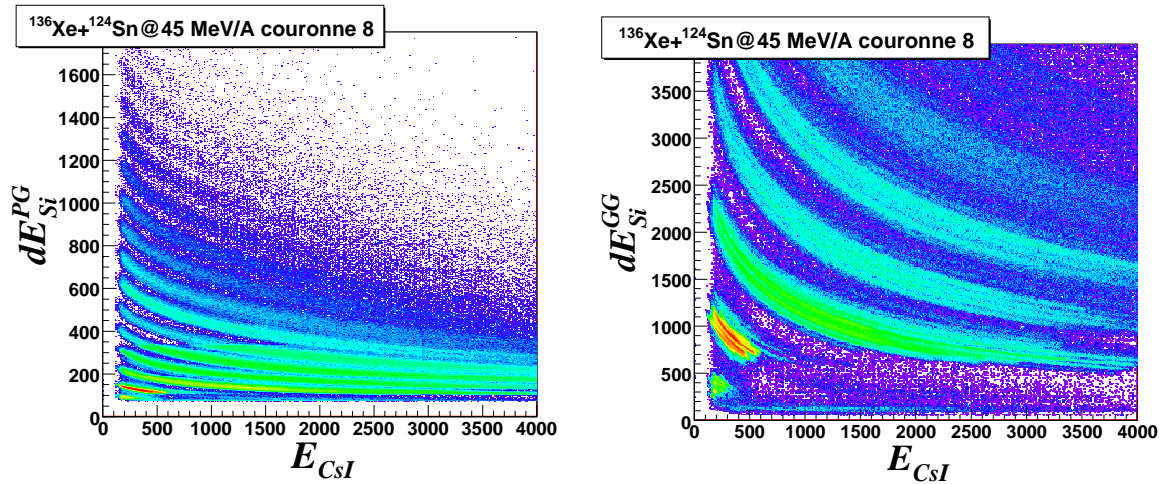


FIG. 3.6 – Matrice d'identification Si-CsI pour les collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}@45\text{MeV}/A$ . À gauche, matrice d'identification petit gain PG du signal silicium pour la couronne 8 (hors module  $150\ \mu\text{m}$ ), et à droite, matrice d'identification grand gain GG pour la couronne 8.

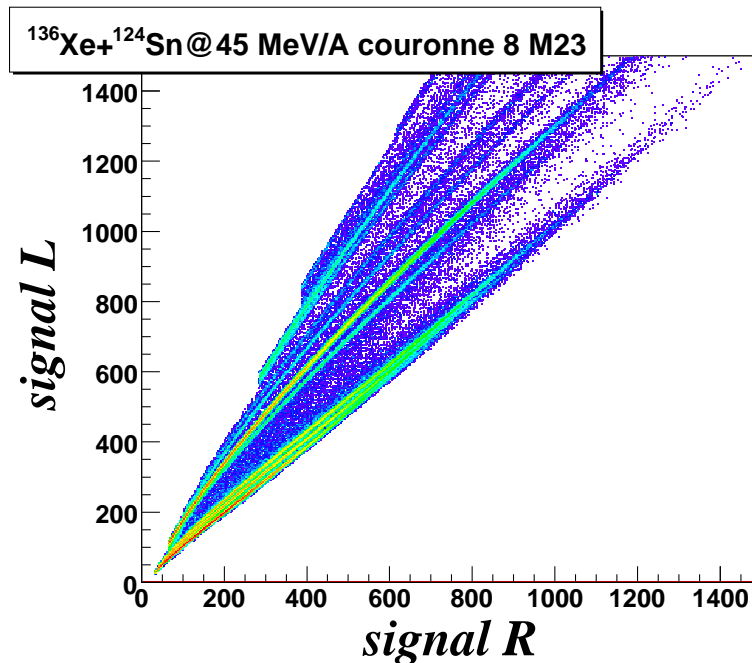


FIG. 3.7 – Matrice d'identification CsI rapide - CsI lent pour le système  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}@45\text{MeV}/A$  et pour le module 23 de la couronne 8 (la ligne "neutre" a été ici retirée ainsi que les zones ne permettant pas l'identification en charge et/ou en masse).

### 3.2.4 Identification ChIo-CsI

Pour les particules ayant un angle d'émission supérieur à 45 degrés dans le laboratoire et une énergie supérieure 0.8 MeV/nucléon, l'identification en charge des fragments est réalisée à l'aide de la matrice ChIo-CsI (cf figure 3.8).

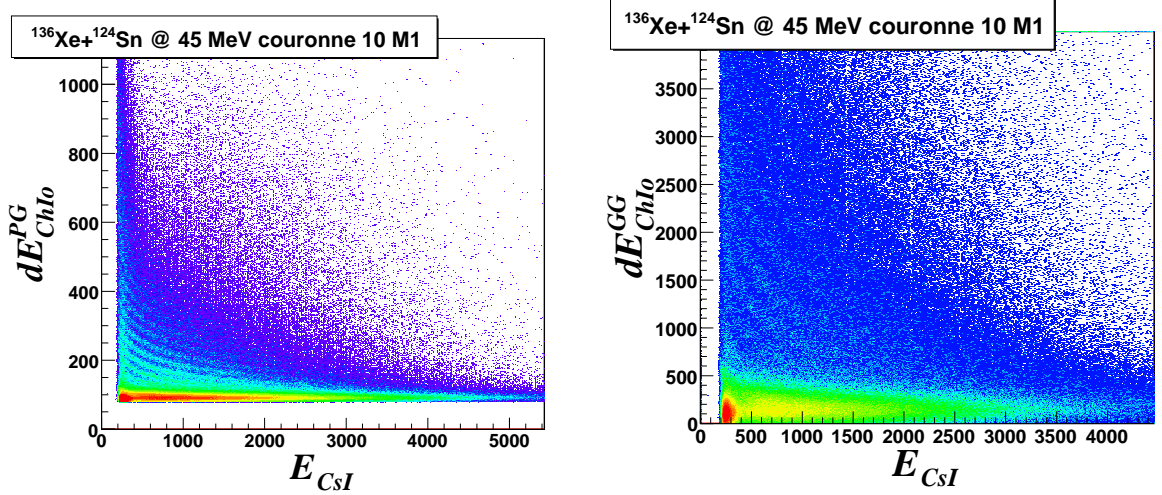


FIG. 3.8 – Exemple de matrice d'identification ChIo-CsI, pour les collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}@45\text{MeV}/A$  et le module 1 de la couronne 10 ( $\theta = 45 - 57^\circ$ ). À gauche pour le petit gain d'amplification du signal de la chambre d'ionisation (PG) et à droite pour le grand gain d'amplification de la chambre d'ionisation (GG).

Ces matrices permettent une identification en charge correcte pour  $Z = 3 - 10$ . Pour les particules de  $Z < 3$ , l'identification dans les matrices rapide-lente CsI est privilégiée (cf 3.2.4). Pour les fragments de charge supérieure à 10, l'identification ne permet qu'une estimation de la charge, à quelques unités près.

Les différentes possibilités d'identification sont résumés dans le tableau 3.3, en fonction de l'angle polaire  $\theta$  et de l'énergie de la particule.

Matrice d'identification	$\theta^\circ$	Énergie par nucléon (MeV/A)	
		p,d,t, $\alpha$	$Z \geq 3$
ChIo-Si	3-45		$0.8 \leq E \leq 15$
Si-CsI	2-45	$6 \leq E_p \leq 200$	$15 \leq E$
ChIo-CsI	45-176		$0.8 \leq E$
CsI R-L	3-176	$10 \leq E_p \leq 100^*$	

TAB. 3.3 – Seuils d'identification des différents ensembles d'identification pour les particules légères chargées (p,d,t, $^3\text{He}$  et  $\alpha$ ) et les fragments ( $3 \leq Z \leq 30$ ) \*cf Tableau 3.2.

Les caractéristiques présentées ici permettent d'évaluer la qualité des données



mesurées, ainsi que les contraintes que doivent contenir un filtre informatique pour que les calculs théoriques puissent être comparés aux données *INDRA*.

### 3.3 Résumé du jeu de données disponibles

INDRA a acquis un jeu important de données expérimentales lors de plusieurs campagnes de mesure. Les lieux et dates d'expériences sont réunis dans le tableau 3.4, ainsi que le rappel succinct des objectifs scientifiques. Les différents systèmes disponibles à ce jour sont répertoriés dans le tableau 3.5.

Campagne	date	Accélérateur	Programme expérimental
1	1993	GANIL	Multifragmentation, systèmes symétriques
2	1994	GANIL	Multifragmentation, systèmes asymétriques et extension des systèmes symétriques
3	1997	GANIL	Collisions binaires très dissipatives (QP, QC)
4	1998	GSI	Multifragmentation, extension à plus haute énergie ( $E > 50 \text{ MeV}/u$ )
5	2001	GANIL	Fusion à basse énergie, multifragmentation et isospin
E475s	2005	GANIL SPIRAL	Production de clusters à basse énergie ( $E < 20 \text{ MeV}/u$ )
6	2007	GANIL SPIRAL	Densité de niveaux et énergie de symétrie (couplage avec le spectromètre VAMOS)

TAB. 3.4 – Récapitulatif des différentes campagnes expérimentales effectuées avec le multidétecteur *INDRA*.

L'ensemble des données *INDRA* représente 50 combinaisons de projectile-cible-énergie incidente. Ces données couvrent une gamme d'énergie incidente comprise entre 6 et 100 MeV/A et des masses totales comprises entre 36 et 400.

### 3.4 La 5ème Campagne

Cette campagne de mesure a eu lieu au GANIL en 2001. Ce jeu de données constituera une part importante des analyses présentées dans ce travail, notamment les études liées à l'isospin. Les objectifs définis sont :

- augmenter la statistique de certains systèmes étudiés précédemment afin de pouvoir effectuer les analyses de corrélation intra-événement,
- étudier la fusion et la formation de clusters à basse énergie,
- étudier l'effet de l'isospin sur les fragments et particules légères produits dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi.

Pour cela, des modifications au dispositif expérimental ont été apportées. Ceci fait l'objet des paragraphes suivants.

Campagne	Système	Energie incidente (MeV/A)
1	$^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$	32, 40, 52, 63, 74
1	$^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$	32, 40, 52, 63, 74, 82, 95
1	$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	25, 32, 39, 45, 50
1	$^{165}\text{Gd} + ^{\text{nat}}\text{U}$	36
2	$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$	32, 40, 52, 63, 74, 82, 90
2	$^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$	32, 40, 52, 63, 74, 82, 90
2	$^{180}\text{Ta} + ^{\text{nat}}\text{U}$	32, 40
2	$^{238}\text{U} + ^{\text{nat}}\text{U}$	24
3	$^{12}\text{C} + ^{\text{nat}}\text{Mg}$	52, 95
3	$^{12}\text{C} + ^{112,124}\text{Sn}$	95
3	$^{93}\text{Nb} + ^{112}\text{Sn}$	32
3	$^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$	95
4	$^{129}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	65, 80, 100, 150, 250
4	$^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	40, 60, 80, 100
4	$^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$	200, 600, 2000
5	$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	8, 12, 15, 18, 25, 29, 35
5	$^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$	32, 45
5	$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$	29
5	$^{208}\text{Pb} + ^{112,124}\text{Sn}$	29
E475s	$^{75,78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$	6
6	$^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$	35
6	$^{34,36,40}\text{Ar} + ^{58,60,64}\text{Ni}$	12.7

TAB. 3.5 – Systèmes mesurés lors des différentes campagnes

### 3.4.1 Amélioration de l'identification en masse

#### Silicium 150 $\mu m$

Afin d'améliorer la résolution en masse des fragments légers (IMF), certains siliciums d'épaisseur 300  $\mu m$  ont été remplacés par des *Silicium* de 150  $\mu m$  pour augmenter la résolution en énergie du *Si* en poussant les gains des amplificateurs au maximum. L'inconvénient est alors de perdre les fragments de  $Z$  élevés ( $Z > 18$ ) pour les modules considérés. Les siliciums remplacés lors de la 5<sup>eme</sup> campagne sont répertoriés dans le tableau 3.6.

Couronne	% couronne	Module
2	8.3	21
3	8.3	21, 22
4	8.3	09, 10
5	8.3	09, 10
6	16.6	03, 04, 13, 14
7	16.6	03, 04, 13, 14
8	25	07, 08, 17, 18, 23, 24
9	25	07, 08, 17, 18, 23, 24

TAB. 3.6 – Liste des modules dont le *Si* 300  $\mu m$  a été remplacé par un *Si* 150  $\mu m$ , ainsi que le pourcentage de la couronne couverte par les silicium 150  $\mu m$ .

On notera le nombre important de modules 150  $\mu m$  sur les couronnes 8 et 9, qui correspondent au maximum de la section efficace détectée pour les fragments jusqu'à  $Z = 10$  environ.

Nous avons représenté sur la figure 3.9 une matrice d'identification  $E_{si}-L_{CsI}$  (quantité de lumière) pour un silicium 150  $\mu m$  et 300  $\mu m$ . La quantité de lumière  $L_{CsI}$  est calculée à partir des composantes rapide et lente du CsI [LeN99].

Nous observons une meilleure discrimination des isotopes des différents éléments, celle-ci étant due au gain plus important ( $\times 2\sqrt{2}$ ) appliqué aux signaux des *Si* 150  $\mu m$ . Grâce à cela, il est possible de réaliser une identification en masse des fragments légers jusqu'à  $Z=8$  (oxygène).

### 3.4.2 Introduction du degré de liberté d'isospin

Lors de la 5<sup>eme</sup> campagne, nous avons disposé de faisceaux de xénon d'isospin différent,  $^{124}Xe$  ( $\frac{N}{Z} = 1.29$ ) et  $^{136}Xe$  ( $\frac{N}{Z} = 1.52$ ). Ces xénon sont stables et l'avènement des accélérateurs d'ions radioactifs (SPIRAL, SPIRAL2, FAIR, EURISOL, RIKEN, FRIB, ...) pourra sans aucun doute permettre dans l'avenir des excursions plus grandes en isospin. Des cibles d'étain stables différentes en isospin ont aussi été utilisées ( $^{112}Sn$ ,  $\frac{N}{Z} = 1.24$  et  $^{124}Sn$ ,  $\frac{N}{Z} = 1.48$ ). Nous disposons donc de deux couples projectile-cible qui conservent le nombre de nucléons mais avec le même isospin total :

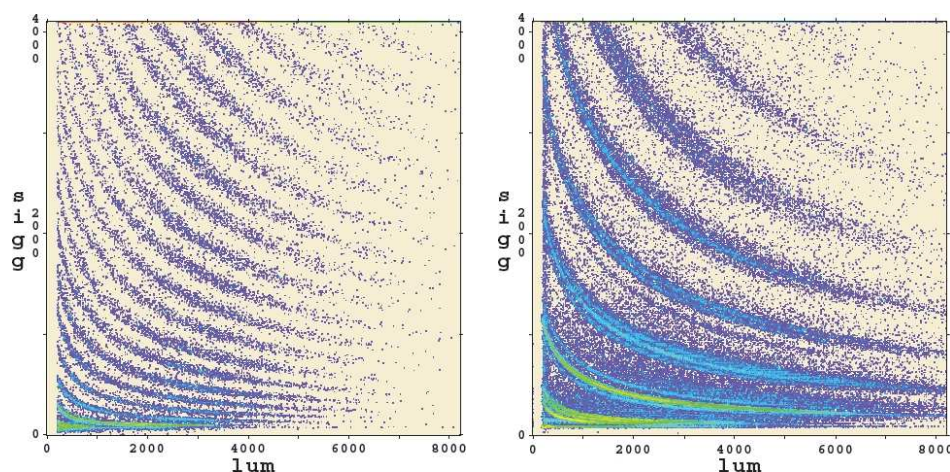


FIG. 3.9 – À gauche : matrice d'identification Energie Si-lumière CsI, pour un silicium  $300 \mu\text{m}$ . À droite : matrice d'identification Energie Si-lumière CsI, pour un silicium  $150 \mu\text{m}$ .

- $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  : correspond à un projectile riche en protons sur une cible riche en neutrons ( $N/Z = 1.38$ ).
- $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  : correspond à un projectile riche en neutrons sur une cible riche en protons ( $N/Z = 1.38$ ).

Et deux couples projectile-cible qui constituent les valeurs extrêmes en isospin :

- $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  : correspond au système riche en protons ( $N/Z = 1.27$ ).
- $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  : correspond au système riche en neutrons ( $N/Z = 1.5$ ).

En résumé, nous disposons de systèmes dont l'isospin total se situe entre 1.27 et 1.5, soit une excursion de l'ordre de 20% en  $N/Z$ .

### 3.5 Les autres expériences

D'autres détecteurs de particules chargées s'intéressent aux mesures liées aux études de la matière nucléaire à l'aide des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi [Sou06]. En voici quelques uns :

- *MSU-MINIBALL* : ce multidétecteur est constitué de télescopes plastiques rapide-CsI (identification E- $\Delta$ E). Les seuils de détection sont de 1.5 MeV/A pour les  $\alpha$  jusqu'à 3 MeV/A pour du calcium, ces seuils sont légèrement plus élevés qu'INDRA. L'identification en charge est valable pour les fragments de charge inférieure à 18, et une séparation en masse pour l'hydrogène ( $Z=1$ ) et l'hélium ( $Z=2$ ), là encore cette identification est plus limitée que l'identification faite avec INDRA.
- *CHIMERA* : ce multidétecteur est constitué de 1192 télescopes Si-CsI (identification E- $\Delta$ E et mesure de temps de vol). Il possède une haute granularité per-

mettant une excellente résolution angulaire. L'identification par temps de vol permet de baisser les seuils d'identification à 0.3 MeV/A pour les ions lourds, les matrices E- $\Delta$ E permettent une identification en masse jusqu'à Z=9. Ce détecteur est actuellement, dans le domaine, le meilleur système de détection.

- D'autres appareillages de détection existent, et sont actuellement utilisés tels que *HIRA*, *LASSA*, *GARFIELD*, *MULTICS*, *ALADIN*, *MARS* ... [Sou06].

En conclusion, nous pouvons dire qu'*INDRA* constitue un système de détection performant au niveau des identifications en charge et masse, de la résolution en énergie et de la granularité, et possède à l'heure actuelle, de part les différentes campagnes de mesure menées depuis 15 ans, un jeu de données unique dans le domaine des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi.

# Chapitre 4

## Étude expérimentale des collisions centrales

Dans ce chapitre, nous allons étudier différents systèmes pour des collisions symétriques mesurées par *INDRA*, pour une masse totale comprise entre 70 et 400 nucléons (Ar + KCl, Ni + Ni, Xe + Sn, Au + Au), et pour des énergies incidentes comprises entre 12MeV/A et 100MeV/A.

Nous présenterons d'abord l'ensemble des collisions détectées, pour ensuite sélectionner les collisions centrales, parmi les événements bien détectés. Nous chercherons à évaluer le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire dans les collisions centrales les plus violentes à travers l'émission des particules et fragments dans le centre de masse.

### 4.1 Présentation des données expérimentales

#### 4.1.1 Section efficace de réaction

##### Section efficace mesurée

Dans un premier temps, nous allons mesurer la probabilité des événements détectés et étudiés. La section efficace  $\sigma_{det}$  mesurée s'exprime comme :

$$\sigma_{det} = \frac{N_{evts}}{N_{cible}N_{projectile}} \quad (4.1)$$

où  $N_{evts}$  est le nombre d'événements détectés,  $N_{cible}$  est le nombre d'atomes dans la cible par unité de surface, et  $N_{projectile}$  correspond aux nombre d'ions incidents.

Le nombre d'atomes par unité de surface de la cible dépend de l'épaisseur de la cible  $e_{cible}$  et de la masse molaire  $M_{cible}$  de ces constituants :

$$N_{cible} = e_{cible} \frac{\mathcal{N}_A}{M_{cible}} \quad (4.2)$$

Les différentes épaisseurs de cibles utilisées sont reportées dans le tableau 4.1.

Le nombre d'ions incidents se mesure lors de l'expérience à l'aide d'une cage de Faraday. La cage de Faraday mesure le courant généré par les ions du faisceau en

Cible	Épaisseur ( $mg/cm^2$ )	Masse molaire ( $g/mole$ )
étain naturel $^{nat}Sn$		
1 <sup>ère</sup> campagne	0.350	118.7
5 <sup>ème</sup> campagne	0.330	118.7
étain $^{124}Sn$		
4 <sup>ème</sup> campagne	1.200*	124
5 <sup>ème</sup> campagne	0.330	124
étain $^{112}Sn$	0.330	112
chlorure de potassium $KCl$ ♣	0.434	74.6
or $Au$	2.000*	197
nickel $Ni$	0.179	58.7

TAB. 4.1 – Épaisseur des cibles utilisées pour les systèmes étudiés. (♣ : la cible de  $KCl$  est supportée par une armature en carbone, \* ces cibles ont été utilisées auprès de l'accélérateur SIS du GSI et sont plus épaisses en raison de l'intensité plus faible du faisceau).

déplacement après la cible  $Q_{faraday}^1$ ; il existe donc une relation entre la charge mesurée et le nombre d'ions présents dans le faisceau  $N_{projectile}$  telle que :

$$N_{projectile} = Q_{faraday} \times k \times \frac{1 - TM}{\langle Q_{ions} \rangle \times 1.610^{-19}} \quad (4.3)$$

où  $TM$  est le temps mort de l'acquisition,  $k$  est une constante dépendante de l'intégrateur de la faraday (ici  $k = 10^{-10}C/pulse$ ), et  $\langle Q_{ions} \rangle$  est l'état de charge moyen des ions du faisceau après la cible.  $\langle Q_{ions} \rangle$  est calculé par la paramétrisation suivante [Nik68], en supposant l'équilibre de charge après cible :

$$\frac{\langle Q_{ions} \rangle}{Z} = \left( 1 + \left( \frac{v}{Z^{\alpha} v'} \right)^{-1/k} \right)^{-k} \quad (4.4)$$

L'écart type  $\sigma_{Q_{ions}}$  est donnée par :

$$\sigma_{Q_{ions}} = d_0 \sqrt{\langle Q \rangle_{ions} \left( 1 - (\langle Q \rangle_{ions} / Z)^{1/k} \right)} \quad (4.5)$$

où  $\alpha = 0.45$ ,  $k = 0.6$ ,  $v' = 0.36cm/ns$ ,  $d_0 = 0.5$  et  $v$  correspond à la vitesse de l'ion incident. Cette paramétrisation est valable pour des ions incidents d'énergie comprise entre 20 et 100 MeV/A, donc dans notre domaine d'étude.

Les sections efficaces mesurées pour les différentes réactions étudiées sont reportées dans le tableau 4.2, pour des réactions où au moins 4 particules chargées sont identifiées ( $M \geq 4$ ). Il s'agit donc ici de la section efficace mesurée, qui prend en compte la section efficace nucléaire et coulombienne.

<sup>1</sup>La cage de Faraday mesure le courant intégré, c'est-à-dire la charge en Coulomb.

### Section Efficace nucléaire

La section efficace de réaction nucléaire s'exprime de manière géométrique comme :

$$\sigma_{nuc} = \int_0^{b_{max}} 2\pi b db \quad (4.6)$$

où  $b$  est le paramètre d'impact de la collision, et  $b_{max}$  est le paramètre d'impact maximal pour que la réaction nucléaire ait lieu.

Au premier ordre, on peut estimer la section efficace totale de réaction nucléaire comme la surface de réaction de deux sphères en collision, d'où la section efficace géométrique :

$$\sigma_{géo} = \pi r_0^2 \left( A_{proj}^{1/3} + A_{targ}^{1/3} \right)^2 \quad (4.7)$$

où  $r_0 = 1.25 fm$ ,  $A_{proj(targ)}$  sont les nombres de nucléons du projectile (cible). Cette estimation est indépendante de l'énergie du faisceau  $E_{lab}$ , et ne dépend pas de l'interaction coulombienne, ce qui n'est pas correct. Nous utiliserons donc une estimation de la section efficace un peu plus sophistiquée, la paramétrisation de Kox [Kox84] :

$$\sigma_{Kox} = \pi r_0^2 \left( A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + \frac{a A_p^{1/3} A_t^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}} - c \right)^2 \left( 1 - \frac{B_c}{E_{cm}} \right) \quad (4.8)$$

où  $E_{cm}$  est l'énergie du centre de masse de la réaction,  $B_c$  est l'énergie de la barrière coulombienne entre projectile et cible.  $a = 1.9$  est une constante et  $c$  dépend de l'énergie ( $c = 0.6$  à  $30$  MeV/A et  $c = 1.4$  à  $83$  MeV/A).

Les sections efficaces totales de réaction calculées suivant la paramétrisation (4.8) sont reportées dans le tableau 4.2 ; nous observons que les sections efficaces de réaction détectées sont systématiquement inférieures, mais cependant relativement proches des valeurs calculées (de l'ordre de 80%). Cela est dû au déclenchement du trigger d'acquisition, ici  $M_{charge} > 3$  (correspondant à la détection en coïncidence de 3 particules chargées dans *INDRA*). Nous pouvons donc en déduire que le détecteur *INDRA* mesure la majeure partie de la section efficace de réaction nucléaire et permet ainsi de caractériser l'ensemble de celles-ci. Il faut aussi noter l'absence de section efficace mesurée pour les données GSI (♠). Ceci est dû à l'absence de calibration de la cage de faraday durant l'expérience.

#### 4.1.2 Caractéristiques des événements détectés

Lors des différentes campagnes de mesure, les événements enregistrés ne sont pas tous complets, dans le sens où tous les fragments et particules chargés ne sont pas forcément détectés en coïncidence, ne serait-ce qu'à cause de la couverture angulaire (de l'ordre de 90% de  $4\pi$ ) ou des seuils de détection (de l'ordre de 1 MeV/A). La figure 4.1 représente la corrélation entre la somme de toutes les charges détectées  $Z_{tot}$  (normalisée à la charge initiale) et la somme des pseudo-impulsions ( $Z\vec{v}$ ) détectées suivant l'axe du faisceau  $p_{tot}^z$  (normalisée à la pseudo-impulsion du projectile) pour



différents systèmes : Ar + KCl@40MeV/A, Ni + Ni@52MeV/A, Xe + Sn@25MeV/A et Au + Au@100MeV/A, allant de  $A_{tot} = 72$  à  $A_{tot} = 400$ .

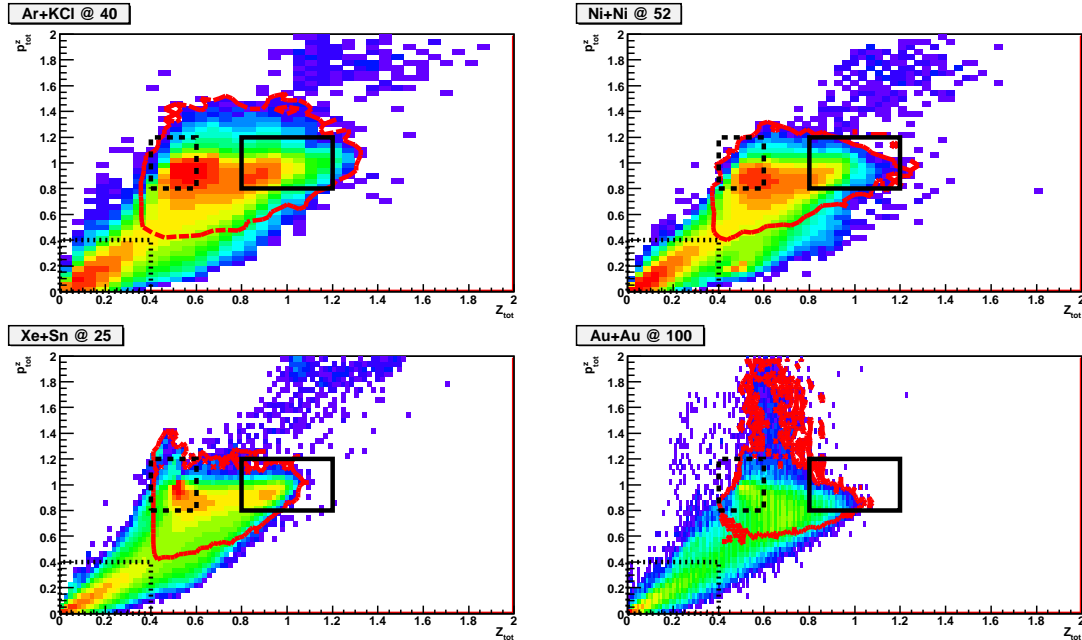


FIG. 4.1 – Détection des collisions symétriques (en haut à gauche : Ar + KCl@40MeV/A, en haut à droite : Ni + Ni@52MeV/A, en bas à gauche : Xe + Sn@25MeV/A, et en bas à droite : Au + Au@100MeV/A). Corrélacion  $Z_{tot}-p_{tot}^z$ . Les zones encadrées en traits noirs continus correspondent à la sélection des événements complets COMP ( $80\% < Z_{tot} < 120\%$ ,  $80\% < p_{tot}^z < 120\%$ ). La zone entourée en rouge correspond aux événements complets à l’avant du centre de masse COMPFW. Les zones tiretées et pointillées sont décrites dans le texte.

Nous observons, pour les différents systèmes et énergies, que les événements complets (COMP), définis par  $80\% \leq \frac{Z_{tot}}{Z_{proj}+Z_{cible}} \leq 120\%$  et  $80\% \leq \frac{p_{tot}^z}{Z_{proj}v_z^{proj}} \leq 120\%$ , représentent seulement une partie des collisions détectées (cf. tableau 4.2, et encadrés noirs en traits pleins sur la figure 4.1).

Nous distinguons également deux autres zones, dans la figure 4.1 :

- les événements où la pseudo-impulsion est bien détectée ( $P_{tot}^z > 80\%$ ), alors que seulement la moitié de la charge est détectée ; ces événements correspondent au cas où seul le quasi-projectile est détecté :  $Z_{tot} \approx Z_{proj}$ , encadré en tireté noir sur la figure 4.1.
- les événements où seulement quelques particules sont détectées (encadré en pointillé noir 4.1) ; ces événements correspondent principalement aux événements périphériques où ni le quasi-projectile  $QP$  ni la quasi-cible  $QC$  ne sont détectés.

On notera également la présence d'une zone pour laquelle  $p_{tot}^z > 120\%p_{proj}^z$ . Cette zone correspond à des événements dans lesquels il y a eu empilements de 2 projectiles (fortuites). Ces événements sont bien sûr éliminés par la suite.

### Événements bien détectés

Étudiant ici les collisions symétriques en masse, l'arrière ( $v_z^{CM} < 0$ ) et l'avant ( $v_z^{CM} > 0$ ) du centre de masse de la réaction doivent être équivalents; l'avant du centre de masse profitant de la vitesse d'entraînement ( $v_{cm}$ ) du référentiel dans le laboratoire, est alors mieux détecté. On utilise donc aussi la sélection des événements complets à l'avant du centre de masse (*COMPFW*), défini par  $\sum_{v_i > v_{cm}} Z_i \in [0.8Z_{proj}; 1.2Z_{proj}]$ , afin d'avoir des événements bien détectés représentatifs de toutes les collisions (zone délimitée en rouge sur la figure 4.1).

Le tableau 4.2 présente les sections efficaces mesurées pour les différents systèmes et énergies, ainsi que le pourcentage d'événements complets (COMP) et complets à l'avant du centre de masse (COMPFW). Nous observons dans ce tableau que la répartition des événements varie fortement en fonction du système.

Les événements complets correspondent en moyenne à 5-10% des événements détectés. Pour les données 5<sup>ème</sup> campagne représentées par un ♣, on observe un taux de l'ordre de 1% seulement; cette situation est due au fait qu'il manque une partie des identifications des fragments à l'arrière de la cible (identification ChI-CsI, cf chapitre 3). Pour les événements complets à l'avant (COMPFW), les taux varient de 15 à 50% et sont beaucoup plus homogènes par système.

### 4.1.3 Sélections des événements complets

Sur les figures 4.2 et 4.3, nous observons l'effet de la sélection des événements détectés complets (COMP) et détectés complets à l'avant du centre de masse (COMPFW) par rapport à l'ensemble des événements détectés, sur les distributions de multiplicité ainsi que sur la charge des fragments pour différents systèmes et énergies.

La sélection des événements complets correspond aux événements de haute multiplicité, ce qui signifie des collisions plutôt associées à un petit paramètre d'impact (collisions semi-périphériques et centrales).

On peut considérer que la sélection des événements complets à l'avant du centre de masse est par contre représentative de l'ensemble des collisions détectés, et correspond à une fraction importante et représentative de la section efficace de réaction, dans le sens où l'on sélectionne une gamme importante de multiplicités et de charges.

Les distributions en charge des fragments des événements détectés et détectés complets sont différentes; nous observons que la sélection des événements complets exclut la plupart des quasi-projectiles ( $Z/Z_{tot} \approx 0.5$ ), ce qui accrédite l'idée que la détection d'événements complets correspond à des collisions semi-périphériques et centrales plutôt que périphériques.

Par la suite, seules les collisions détectées complètes à l'avant du centre de masse (COMPFW) seront traitées.

Système	$\sigma_{mult \geq 4}(b)$	$\sigma_{Kox}(b)$	% COMP	% COMPFW	$\sigma_{cen}(mb)$
Xe + Sn@12♣	2.1	2.4	0.9	15.1	99
Xe + Sn@15♣	2.4	2.74	1.0	18.1	174
Xe + Sn@18♣	2.6	2.93	0.6	35.0	160
Xe + Sn@20♣	2.8	3.02	0.8	8.5	143
Xe + Sn@25◇	2.6	3.17	6.5	25.3	152
Xe + Sn@27♣	3.	3.2	0.8	19.4	116
Xe + Sn@29♣	2.4	3.23	0.3	45.4	92
Xe + Sn@32◇	2.7	3.26	6.6	25.1	80
Xe + Sn@35♣	3.2	3.29	0.8	37.1	50
Xe + Sn@39◇	2.9	3.3	6.9	34.3	98
Xe + Sn@45◇	3.7	3.3	5.9	41.5	59
Xe + Sn@50◇	3.4	3.3	7.7	39.6	46
Xe + Sn@80♣		3.13	2.0	16.1	51
Xe + Sn@100♣		2.98		11.5	54
Ni + Ni@32♡	1.9	2.08	7.8	23.3	24
Ni + Ni@40♡	1.7	2.08	4.3	22.2	18
Ni + Ni@52♡	1.6	2.04	5.8	33.7	20
Ni + Ni@64♡	1.4	1.98	4.4	17.9	17
Ni + Ni@74♡	1.7	1.92	3.3	13.5	16
Ni + Ni@82♡	1.4	1.88	3.5	13.8	15
Ni + Ni@90♡	1.6	1.82	3.2	11.3	16
Ar + KCl@32◇	2.1	1.6	15.7	47.9	28
Ar + KCl@40◇	2.2	1.58	14.2	49.9	48
Ar + KCl@52◇	2.3	1.53	12.2	47.9	40
Ar + KCl@74◇	2.3	1.42	9.6	39.1	50
Au + Au@40♣		4.23	1.4	44.2	43
Au + Au@60♣		4.28	1.0	41.8	33
Au + Au@80♣		4.19	0.8	32.2	45
Au + Au@100♣		4.04	0.6	18.4	10

TAB. 4.2 – Bilan des sections efficaces mesurées pour les systèmes étudiés. Les systèmes marqués du symbole ◇ ont été mesurés lors de la première campagne (*GANIL*), ♡ : deuxième campagne (*GANIL*), ♠ : quatrième campagne (*GSI*), et ♣ : cinquième campagne (*GANIL*). La deuxième colonne présente les sections efficaces mesurées pour les événements où plus de trois fragments ou particules sont identifiés ( $\sigma_{mult \geq 4}$ ). La troisième colonne présente les sections efficaces de réaction calculées par la paramétrisation (4.8). La quatrième colonne présente le pourcentage d'événements détectés complets (COMP) par rapport au total. La cinquième colonne présente le pourcentage d'événements détectés complets à l'avant du centre de masse (COMPFW, voir texte) par rapport au total. La sixième colonne présente la section efficace d'événements sélectionnés parmi les collisions centrales.

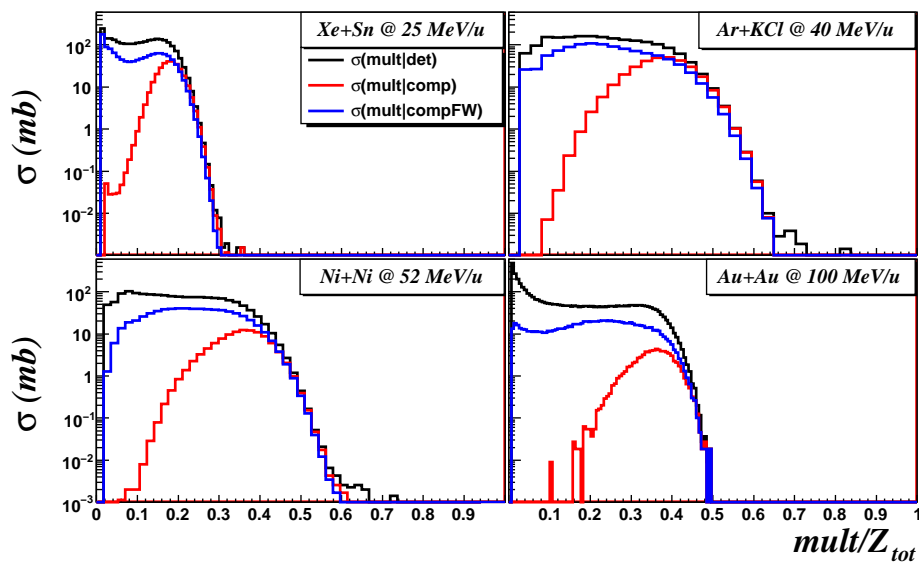


FIG. 4.2 – Distributions de la multiplicité normalisée à la charge totale ( $mult/Z_{tot}$ ) du système pour les collisions  $Ar + KCl@40MeV/A$ ,  $Ni + Ni@52MeV/A$ ,  $Xe + Sn@25MeV/A$  et  $Au+Au@100MeV/A$ . La courbe noire correspond à la distribution en multiplicité pour les événements détectés, la courbe rouge pour les événements détectés complets (COMP) et celle en bleu pour les événements complets à l'avant du centre de masse (COMPFW).

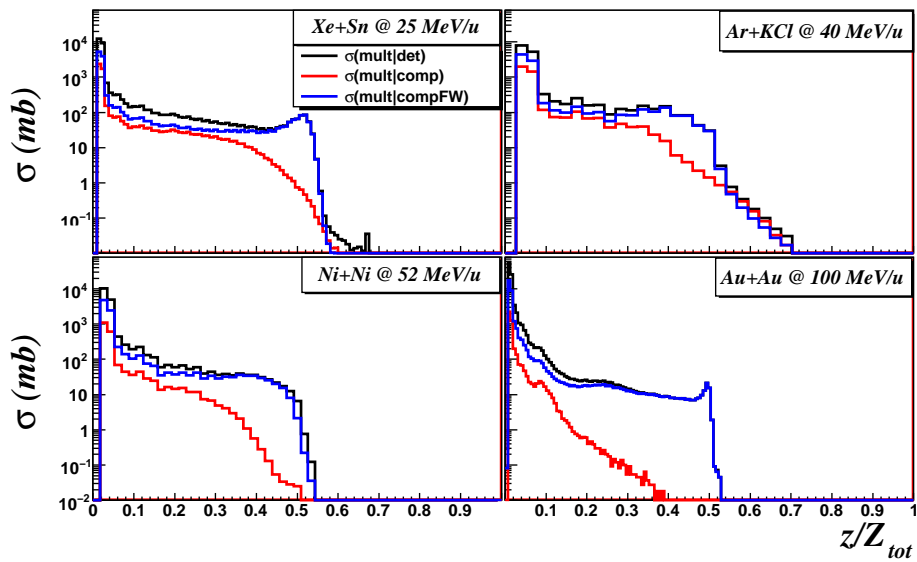


FIG. 4.3 – Distributions de la charge des fragments normalisée à la charge totale du système pour les collisions  $Ar + KCl@40MeV/A$ ,  $Ni + Ni@52MeV/A$ ,  $Xe + Sn@25MeV/A$  et  $Au+Au@100MeV/A$ . La courbe noire correspond à la distribution en charge des fragments pour les événements détectés, la courbe rouge pour les événements détectés complets (COMP) et celle en bleu pour les événements détectés complets à l'avant du centre de masse (COMPFW).

#### 4.1.4 Sélection des collisions centrales

Expérimentalement, nous ne pouvons avoir qu'une estimation du paramètre d'impact ( $b$ ) des événements étudiés. La méthode proposée ici pour estimer  $b$  suppose l'existence d'une relation monotone entre une observable  $X$  convenablement choisie et  $b$ , où cet estimateur  $\hat{b}_X$  s'écrit alors [Pha92, Dur01] :

$$\hat{b}_X = \frac{b(X)}{b_{max}} = \sqrt{\int_X^\infty \frac{P(Y)}{dY} dY} \quad (4.9)$$

$b_{max}$  correspond au paramètre d'impact maximal détecté et peut être estimé grâce à la section efficace mesurée et la relation 4.6.

Il faut ensuite choisir une observable corrélée au paramètre d'impact. La référence [Pha92] propose la multiplicité totale de particules  $mult$ . La référence [Mar95] utilise comme variable expérimentale l'énergie transverse totale des particules légères chargées  $E_{trans}^{Z=1,2}$  pour estimer le paramètre d'impact ; cette méthode a été testée à l'aide du générateur d'événements *HIPSE* [Vie06] et cette étude montre que cette méthode est un bon estimateur du paramètre d'impact. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 5.

#### Estimateurs du paramètre d'impact

Nous présentons sur la figure 4.4 l'estimation du paramètre d'impact  $\hat{b}_X$  pour différentes observables globales. Nous avons utilisé ici la multiplicité totale de particules ( $mult$ ), l'énergie transverse totale des particules légères ( $E_{trans}^{z=1,2}$ ), la multiplicité totale à l'avant du centre de masse ( $mult_{FW}$ ) et l'énergie transverse totale des particules légères à l'avant du centre de masse ( $E_{transFW}^{z=1,2}$ ).

L'estimateurs  $\hat{b}_{mult(FW)}$  subit des variations brutales entre 2 valeurs pour les systèmes à basse d'énergie et les petits systèmes, ce qui est normal vu la faible multiplicité (effet de nombre fini). L'énergie transverse permet par contre un échantillonnage plus fin du paramètre d'impact. Les différentes estimations de  $b$  ont le même comportement pour les différentes observables, qui est monotone sur une grande gamme de valeurs.

Les figures 4.5 et 4.6 présentent les corrélations événement par événement entre les différents paramètres d'impact estimés par les observables évoquées précédemment, pour le système Xe + Sn à 25 et 100MeV/A.

Nous observons que les corrélations linéaires entre les différents estimateurs sont très fortes pour les grands paramètres d'impact ; par contre, des différences importantes surviennent à petit  $b_{red} = b/b_{max}$  ( $b_{red} < 0.2$ ) pour les différents systèmes. Pour un même système, la corrélation s'affine avec l'augmentation de l'énergie incidente, ce qui montre que les différents mécanismes sont sans doute mieux séparés à haute énergie. Pour des énergies équivalentes, la corrélation s'élargit quand on diminue le nombre total de nucléons (taille du système).

On comprend aisément que la multiplicité est limitée pour les petits systèmes et/ou les basses énergies, et nos estimateurs  $\hat{b}_{mult}$  et  $\hat{b}_{multFW}$  sont sensibles alors aux

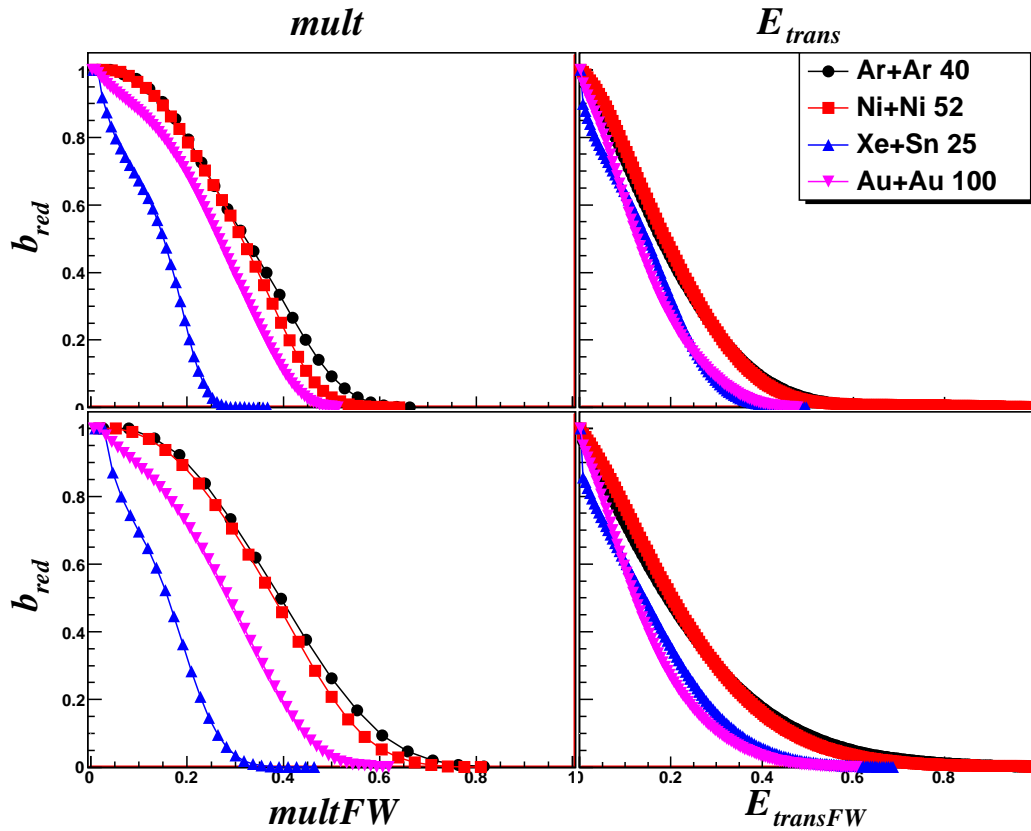


FIG. 4.4 – Estimation du paramètre d'impact réduit  $b_{red} = b/b_{max}$  par différentes observables pour différents systèmes et énergies. En haut à gauche : estimation par la multiplicité totale de particules chargées ( $mult$ ). En haut à droite : estimation par l'énergie transverse des particules légères ( $E_{trans}$ ). En bas à gauche : estimation par la multiplicité de particules chargées à l'avant du centre de masse ( $multFW$ ). En bas à droite : estimation par l'énergie transverse des particules légères à l'avant du centre de masse ( $E_{transFW}$ ).

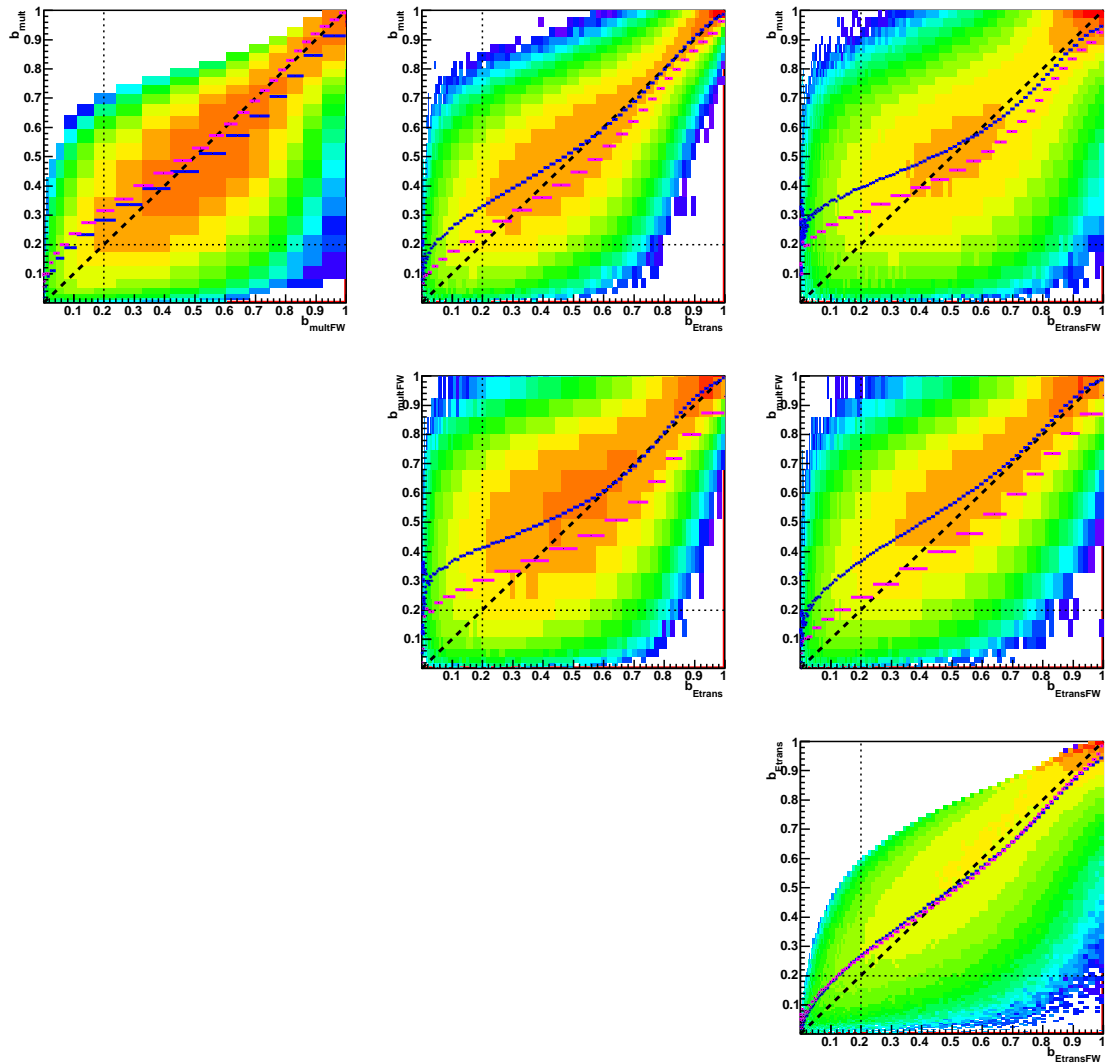


FIG. 4.5 – Corrélation entre différentes estimations du paramètres d'impact pour le système  $\text{Xe} + \text{Sn}@25\text{MeV}/A$ . En haut à gauche : corrélation  $\hat{b}_{mult}$  et  $\hat{b}_{multFW}$ . En haut au centre : corrélation  $\hat{b}_{mult}$  et  $\hat{b}_{Etrans}$ . En haut à droite :  $\hat{b}_{mult}$  et  $\hat{b}_{EtransFW}$  ... Les lignes bleues correspondent au profil en  $X$ , les lignes rose au profil en  $Y$ . Les lignes tiretées en noir indique la bissectrice ( $X = Y$ ), les lignes pointillées la valeur  $b_{red} = 0.2$ .



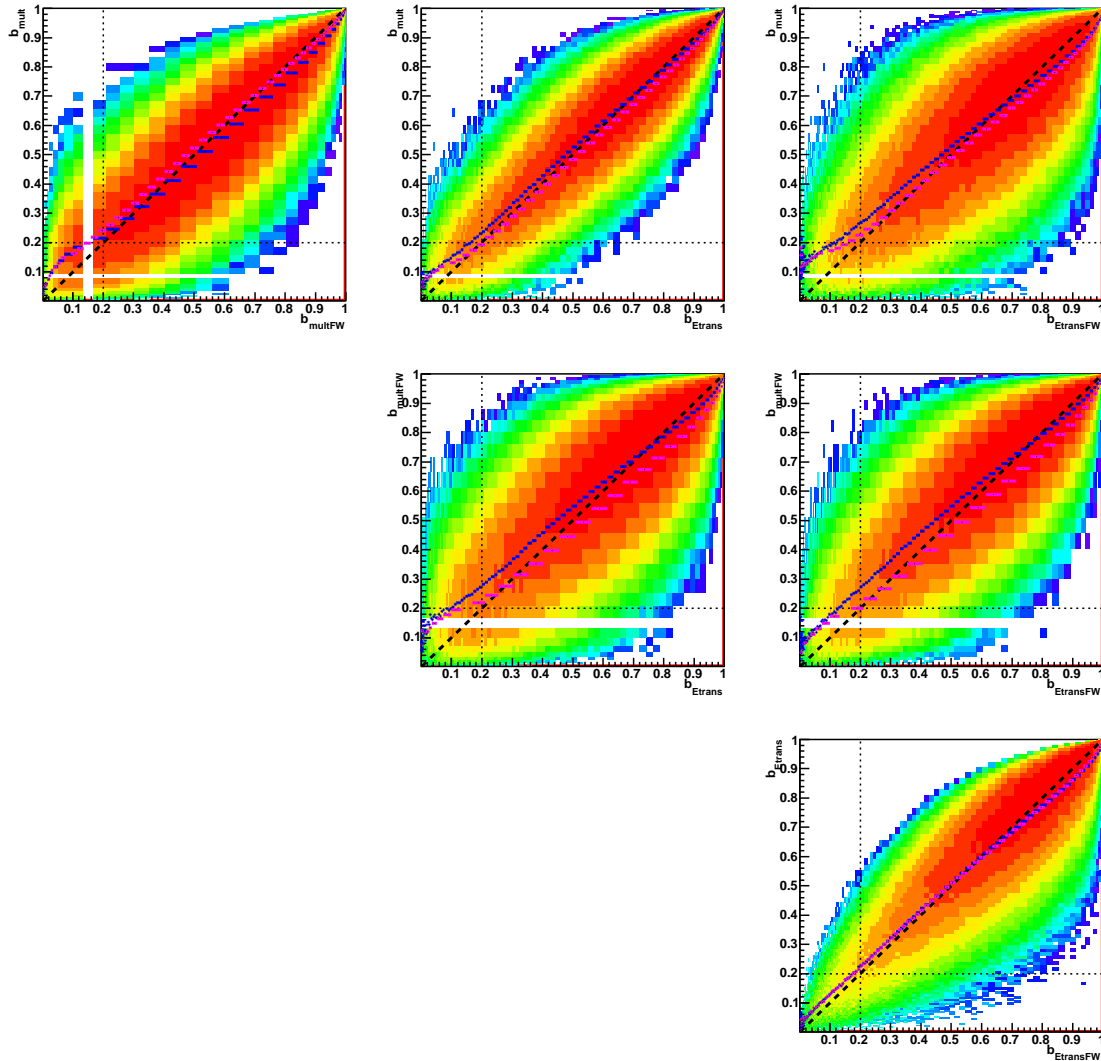


FIG. 4.6 – Corrélation entre différentes estimations du paramètres d'impact pour le système Xe + Sn@100MeV/A. En haut à gauche : corrélation  $\hat{b}_{mult}$  et  $\hat{b}_{multFW}$ . En haut au centre : corrélation  $\hat{b}_{mult}$  et  $\hat{b}_{Etrans}$ . En haut à droite :  $\hat{b}_{mult}$  et  $\hat{b}_{EtransFW}$  . . . Les lignes bleues correspondent au profil en X, les lignes rose au profil en Y. Les lignes tiretées en noir indique la bissectrice ( $X = Y$ ), les lignes pointillées la valeur  $b_{red} = 0.2$ .

effets de nombre fini.

L'énergie transverse est sensible par définition au nombre de particules légères et à leurs énergies transverses, dont la combinaison permet de s'affranchir en grande partie des effets de nombre fini.

On peut considérer que ces différents estimateurs permettent de trier grossièrement en paramètre d'impact. Par la suite, nous utiliserons donc cette méthode pour estimer différentes zones de paramètre d'impact (plages de  $\approx 2fm$ ).

### Choix de l'estimateur

Les vitesses des  $\alpha$  dans le centre de masse pour différentes zones de paramètre d'impact estimées par la multiplicité et l'énergie transverse pour les collisions  $Xe + Sn@50MeV/A$  sont présentées sur la figure 4.7.

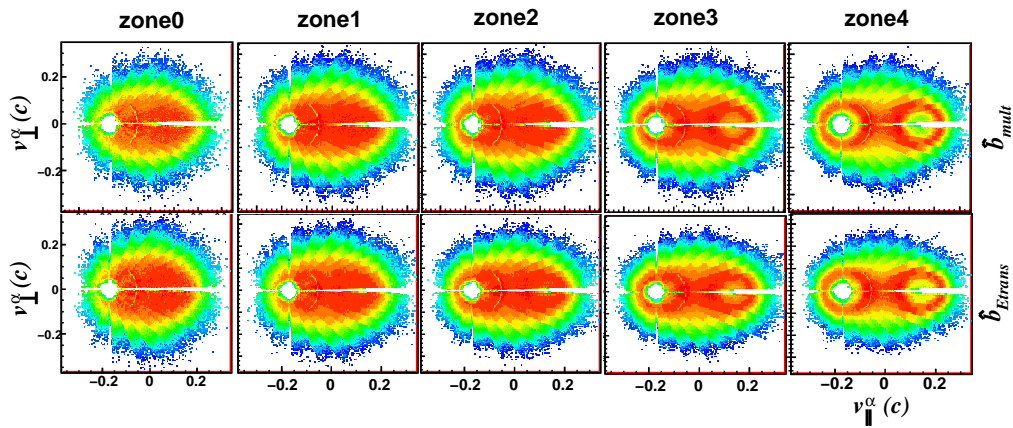


FIG. 4.7 – Section efficace invariante en vitesse des  $\alpha$  pour le système  $Xe + Sn@50MeV/A$ , pour différentes gammes de paramètre d'impact et estimateurs. La première ligne correspond à  $\hat{b}_{mult}$ , la deuxième ligne correspond à  $\hat{b}_{Etrans}$ . Les gammes de paramètres d'impact correspondent à cinq intervalles égaux allant des collisions centrales (zone 0 à gauche) aux collisions les plus périphériques (zone 4 à droite).

Nous observons sur cette figure que, pour les collisions centrales (zone 0), la distribution en vitesse des  $\alpha$  semble légèrement plus isotrope pour les collisions sélectionnées avec l'énergie transverse par rapport aux collisions sélectionnées avec la multiplicité. Pour les collisions périphériques (zone 4), nous observons l'effet contraire, c'est-à-dire que les particules  $\alpha$  ont de plus grandes vitesses perpendiculaires pour les collisions sélectionnées en multiplicité par rapport à celles sélectionnées en énergie transverse.

Les deux estimateurs conduisent à des caractéristiques de zone de paramètre d'impact qui sont similaires à part pour les zones extrêmes (zone 0 et zone 4). C'est pourquoi nous préférons utiliser la multiplicité car c'est la sélection qui conduit au biais minimum sur les caractéristiques cinématiques (énergie) des particules et fragments.

### 4.1.5 Collisions les plus violentes

Nous allons chercher à évaluer le pouvoir d'arrêt maximal des collisions les plus centrales. Pour cela, nous allons définir la gamme de multiplicité qui va maximiser l'isotropie d'émission des particules et fragments.

Afin de choisir la meilleure coupure en multiplicité pour les collisions centrales, nous avons représenté sur la figure 4.8, la corrélation entre la multiplicité et l'isotropie de l'énergie cinétique  $E_{iso}^{FW}$ .  $E_{iso}^{FW}$  est calculé de la manière suivante :

$$E_{iso}^{FW} = \frac{1}{2} \frac{\sum_{v_{i\parallel}^{CM} > 0} E_i^{CM} \sin^2 \theta_i^{CM}}{\sum_{v_{i\parallel}^{CM} > 0} E_i^{CM} \cos^2 \theta_i^{CM}} \quad (4.10)$$

où la somme est effectuée sur l'ensemble des produits de réactions à l'avant du centre de masse de l'événement.

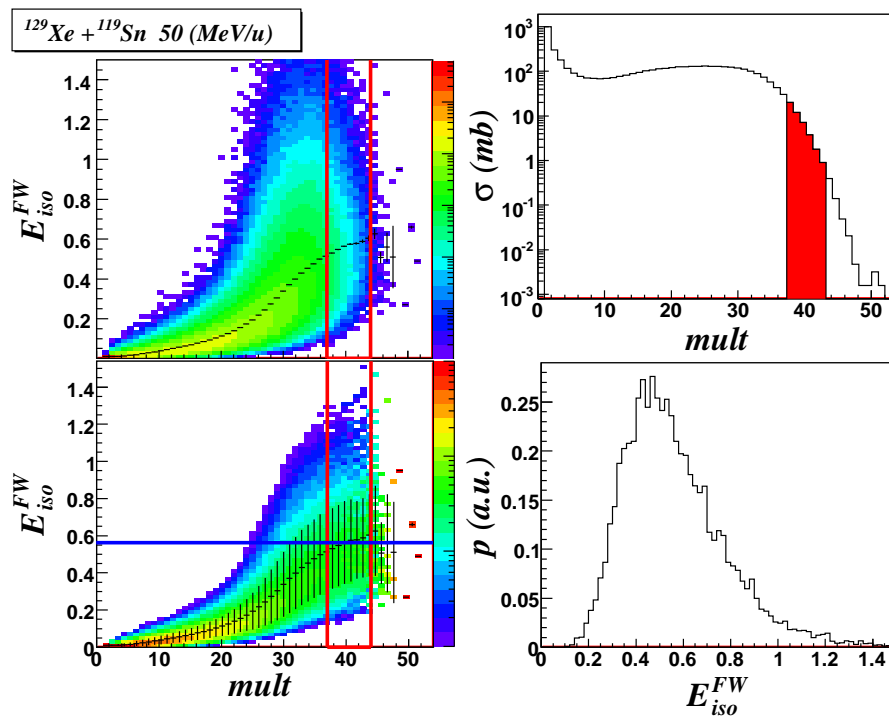


FIG. 4.8 – En haut à gauche : corrélation entre  $E_{iso}^{FW}$  et la multiplicité  $mult$  pour les collisions complètes à l'avant du centre de masse pour le système  $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$  à 50 MeV/A. En haut à droite : distribution de multiplicité totale. En bas à gauche : corrélation entre  $E_{iso}^{FW}$  et la multiplicité (repondérée, voir texte). En bas à droite : distribution de  $E_{iso}^{FW}$  pour la sélection en multiplicité correspondant à la région encadrée par les 2 lignes verticales rouges.

Nous observons que pour les hautes multiplicités  $E_{iso}^{FW}$  sature. Afin de représenter l'évolution des fluctuations autour à la valeur moyenne de  $E_{iso}^{FW}$  en fonction de la multiplicité, nous devons tout d'abord nous affranchir des effets statistiques du aux variations du nombre d'événements par multiplicité. Pour cela nous effectuons une repondération (section efficace équivalente par multiplicité) afin d'obtenir une

distribution plate de la multiplicité. Nous observons qu'une fois repondérée en multiplicité, la sélection (encadré rouge sur la figure en bas à gauche 4.8) donne des valeurs de  $E_{iso}^{FW}$  constantes en valeurs moyennes et fluctuations.

La section efficace  $\sigma_{cen}$  correspondant à cette coupure est présentée dans le tableau 4.2 (colonne  $\sigma_{cen}$ ). Nous observons que, par système, nous sélectionnons des sections efficaces équivalentes, sauf pour les systèmes  $Xe + Sn$  où nous observons deux régimes, un régime à basse énergie ( $E_{inc} < 30 MeV/A$ ) où la section efficace sélectionnée est de l'ordre de 150 mb, et un régime à haute énergie ( $E_{inc} > 30 MeV/A$ ) où la section efficace sélectionnée est de l'ordre de 50 mb. Ceci est certainement dû à la présence d'un mécanisme de fusion plus important à basse énergie car la section efficace d'un tel mécanisme augmente lorsque l'énergie incidente baisse. Nous n'observons pas cette effet sur les autres systèmes car nous n'avons pas de données à basse énergie ( $E_{inc} < 30 MeV/A$ ).

Nous allons maintenant présenter les valeurs moyennes des observables caractéristiques du système pour la section efficace sélectionnée.

### 4.1.6 Évolution des valeurs moyennes

#### Partitions

La figure 4.9 représente l'évolution de la multiplicité (normalisée à la charge totale du système) en fonction de l'énergie du faisceau ( $E_{beam}$ ) pour les différents systèmes symétriques ainsi que la multiplicité de fragments de masse intermédiaire ( $IMF$  ;  $Z \geq 3$ ) et la multiplicité de particules légères chargées ( $LCP$  ;  $Z = 1, 2$ ).

Les figures présentées correspondent à l'intervalle de multiplicité utilisé pour sélectionner les collisions centrales les plus violentes (voir fig. 4.8). Il est notable que le plus petit système  $Ar + KCl$  (en rose sur cette figure) fragmente plus en proportion que les grands systèmes. Nous observons pour la multiplicité d' $IMF$  un recouvrement<sup>2</sup> des différents systèmes jusqu'à atteindre une saturation puis ensuite une baisse de la multiplicité d' $IMF$ . Plus le système est initialement petit, plus le système sature rapidement, car il n'y a alors plus assez de nucléons pour faire croître le nombre d' $IMF$  et le nombre de particules légères. C'est l'effet nommé "*Rise and fall*" [ALADIN]. Quant à la multiplicité de particules légères, celle-ci suit la distribution totale de particules. Nous observons ici un comportement différent pour les multiplicités moyennes des  $IMF$  et des  $LCP$ .

La figure 4.10 représente l'évolution de la charge du plus gros fragment de l'événement ( $Z_{max}$ ) en fonction de l'énergie du faisceau ainsi que l'évolution de la charge moyenne des  $IMF$  et l'évolution de  $Z_{bound}$  correspondant à la somme des charges des  $IMF$ .

On note que les événements les plus violents correspondent au même degré de fragmentation (mêmes valeurs moyennes de  $Z_{max}$  et fluctuations statistiques). Nous observons ensuite que les charges moyennes des  $IMF$  diffèrent entre les systèmes ; en effet pour les petits systèmes, la valeur moyenne est dominée par la charge du plus

<sup>2</sup>Les légères différences observées sont dues à des effets de nombre fini (multiplicité et  $Z_{tot}$ ).

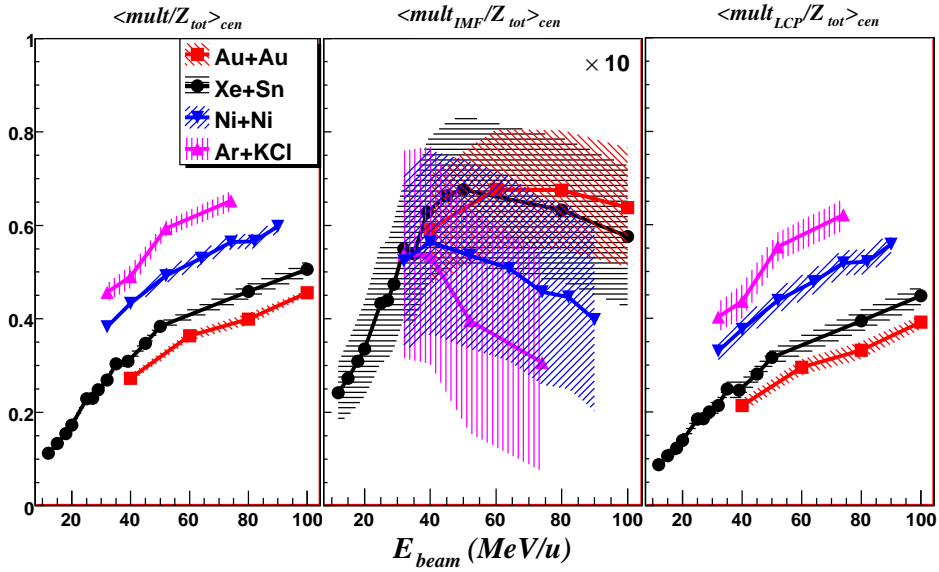


FIG. 4.9 – Évolution du nombre de particules mesurées dans les collisions symétriques en fonction de l'énergie du faisceau  $E_{beam}$ . À gauche : multiplicité totale de particule normalisée à la charge initiale du système. Au centre : multiplicité d'IMF ( $Z > 2$ ). À droite : multiplicité de LCP ( $Z < 3$ ). Les zones hachurées correspondent aux fluctuations statistiques associées.

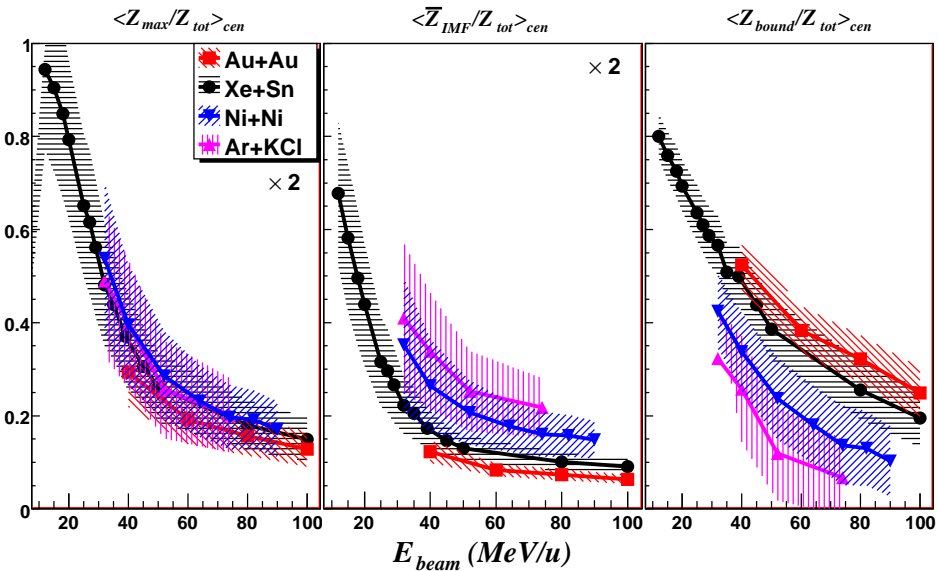


FIG. 4.10 – Évolution des charges mesurées en fonction de l'énergie du faisceau dans les collisions symétriques. À gauche : charge du plus gros fragment normalisée à la charge initiale du système. Au centre : évolution de la charge moyenne des IMF normalisée à la charge initiale. À droite : évolution de  $Z_{bound}$ . Les zones hachurées correspondent aux fluctuations associées.

gros fragment  $Z_{max}$ .

Les auteurs de la référence [LeN07] observent une saturation de la taille du plus gros fragment dans leur sélection (le résidu ne peut pas dépasser une certaine taille), cet effet n'est pas observé avec cette sélection. La sélection des collisions les plus violentes conduit à des fragmentations équivalentes entre les différents systèmes dans notre étude.

## Energétique

La courbe 4.11 représente la quantité d'énergie perdue en fonction de l'énergie du faisceau et pour les différents systèmes.  $E_{loss}$  est calculée de la manière suivante :

$$E_{loss} = E_{disp} - \sum_{particule} E_{kin}^{CM} \quad (4.11)$$

où  $E_{disp}$  est l'énergie disponible dans le centre de masse. Les énergies cinétiques  $E_{kin}^{CM}$  sont calculées dans le centre de masse de la réaction et pour l'ensemble des particules.

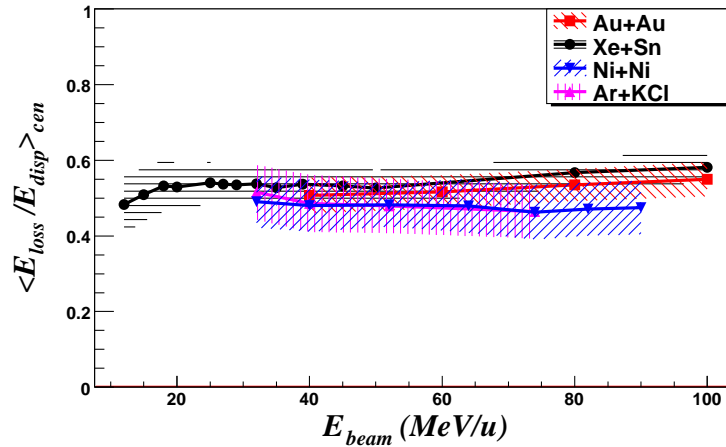


FIG. 4.11 – Évolution de  $E_{loss}$  normalisée à l'énergie disponible  $E_{disp}$  en fonction de l'énergie du faisceau dans les collisions symétriques.

Nous observons que l'énergie perdue pendant la collision varie peu en fonction du système et de l'énergie du faisceau, ce qui veut dire que l'énergie cinétique des particules chargées représente toujours la même proportion de l'énergie disponible ( $\approx 50\%$ ), l'énergie manquante étant emportée en partie par les neutrons libres et par le  $Q$  de la réaction<sup>3</sup>. À noter le fait que ceci est vrai de 20 à 100 MeV/A pour les collisions centrales les plus violentes, ce qui semble montrer que l'on atteint dès 20 MeV/A la quantité (relative à la voie d'entrée) maximale d'énergie déposée.

<sup>3</sup>Une mesure des masses des fragments chargés pourrait nous permettre de calculer le nombre de neutrons ainsi que le  $Q$  de réaction.

### Mécanismes de réaction pour les collisions les plus violentes

Étudiant ici les collisions les plus violentes, l'énergie cinétique maximale emportée par les fragments lors des collisions représente toujours la même proportion de l'énergie cinétique. Notre sélection semble donc être équivalente qu'elle que soit l'énergie incidente.

Nous allons nous intéresser au partage de cette énergie cinétique entre les *LCP* ( $Z < 3$ ) et *IMF* ( $Z > 2$ ), ainsi que les directions transverse et longitudinale par rapport à l'axe du faisceau, représentée sur la figure 4.12.

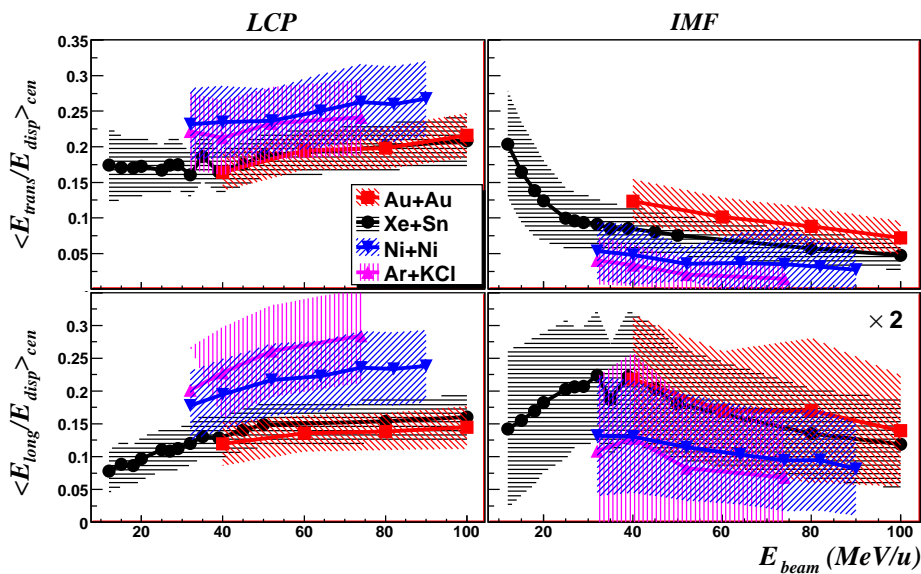


FIG. 4.12 – Évolution de la répartition de l'énergie cinétique entre les fragments et particules légères mesurées dans les collisions symétriques. La colonne de gauche nous montre l'énergie cinétique moyenne des *LCP* et la colonne de droite montre celle des *IMF*. La rangée du haut représente la partie transverse de l'énergie cinétique ( $E_{trans}$ ) et la rangée du bas la partie longitudinale ( $E_{long}$ ). Les zones hachurées correspondent aux fluctuations statistiques.

Nous observons sur cette figure deux régimes :

- $E_{beam} < 40 \text{ MeV/A}$  : l'énergie transverse des particules légères est constante alors que celle des *IMFs* décroît fortement. L'énergie longitudinale des particules légères augmente ainsi que celle des *IMF*. Ceci est compréhensible si nous supposons un mécanisme de fusion incomplète entre le projectile et la cible : c'est le régime de quasi-fusion (QF).
- $E_{beam} > 40 \text{ MeV/A}$  : l'énergie cinétique des particules légères augmente alors que celle des *IMFs* décroît légèrement. Ceci est compatible avec un mécanisme participant-spectateur (PS) dans lequel les *IMF* sont de plus en plus focalisés le long de l'axe du faisceau et sont de moins en moins nombreux.

Les 2 scénarii sont représentés par le schéma 4.13.

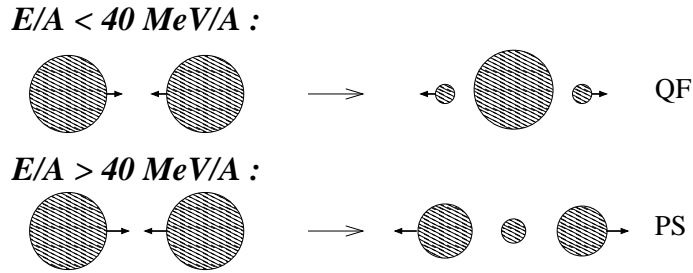


FIG. 4.13 – Schéma décrivant les deux scénarii envisagés pour les collisions centrales les plus violentes.

Les variations de l'évolution de l'énergie cinétique nous montrent ainsi que les particules ne sont pas émises par les mêmes sources en fonction de l'énergie incidente (QF, zone participante, spectateur QC et QP). Dans la section suivante, nous allons caractériser l'émission des particules dans les collisions centrales les plus violentes, afin d'en extraire le pouvoir d'arrêt maximal.

## 4.2 Mesure du pouvoir d'arrêt dans les collisions centrales

### 4.2.1 Isotropie de l'émission des particules

Pour étudier l'isotropie d'un événement, nous utilisons la variable  $E_{iso}^{FW}$  (définie eq 4.10); une valeur supérieure à 1 indique que la direction transverse est privilégiée (*squeeze-out*), une valeur égale à 1 indique une émission isotrope et une valeur inférieure à 1 correspond à une émission privilégiée suivant la direction du faisceau (cf schéma 4.14).

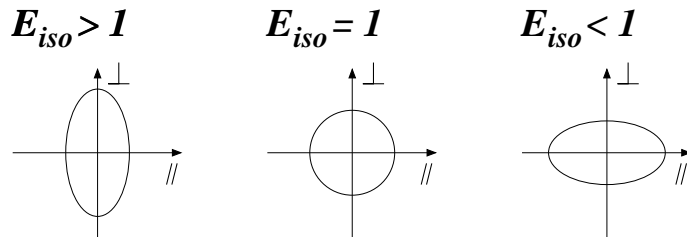


FIG. 4.14 – Schéma décrivant la forme de l'événement suivant la valeur de  $E_{iso}$ , à savoir pour  $E_{iso} > 1$  émission orientée suivant l'axe  $\perp$  au faisceau,  $E_{iso}=1$  émission isotrope, et  $E_{iso} < 1$  émission orientée suivant l'axe du faisceau (direction  $\parallel$ ).

Dans la littérature, d'autres variables sont proposées pour évaluer l'isotropie telles que  $R_{iso}$  [Liu01],  $vartl$  [Rei04] et  $Q_{zz}$  [Bau88].



$R_{iso}$  est calculé de la manière suivante :

$$R_{iso} = \frac{2 \sum_{v_{i\parallel}^{CM} > 0} p_i^\perp}{\pi \sum_{v_{i\parallel}^{CM} > 0} p_i^\parallel} \quad (4.12)$$

où  $p^\perp = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  et  $p_\parallel = p_z$  ( $z$  étant l'axe du faisceau), là encore cette variable sera calculée seulement à l'avant du centre de masse et événement par événement. Le facteur  $2/\pi$  permet de normaliser  $R_{iso}$  à 1 pour une émission isotrope.

$vartl$  s'exprime comme :

$$vartl = \frac{variance(v_\perp)}{variance(v_\parallel)} \quad (4.13)$$

$v_{\perp,\parallel}$  est le spectre des vitesses transverses, parallèles. Cette variable est calculée sur un lot d'événements [Rei04].

L'évolution de l'isotropie pour les collisions centrales les plus violentes sélectionnées en fonction de l'énergie du faisceau est présentée sur la figure 4.15.

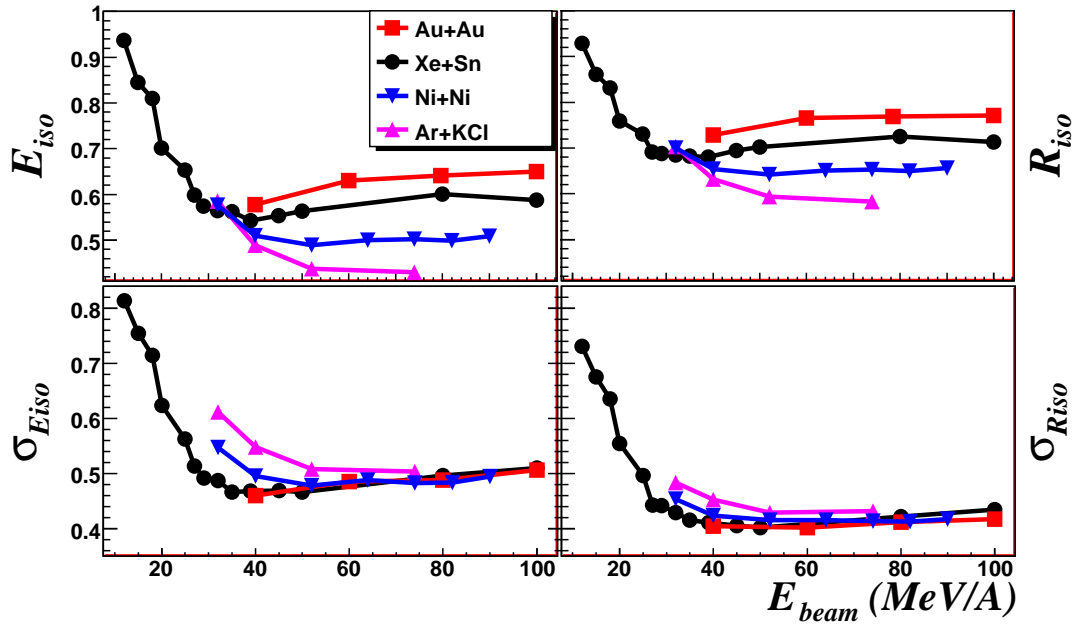


FIG. 4.15 – À gauche : évolution de  $E_{iso}$  en moyenne et les fluctuations  $\sigma_{E_{iso}}$  en fonction de l'énergie du faisceau. À droite : évolution de  $R_{iso}$  en moyenne et les fluctuations  $\sigma_{R_{iso}}$  en fonction de l'énergie du faisceau.

Nous observons qu'à basse énergie ( $15-20 MeV/A$ ) l'émission est isotrope (valeur moyenne proche voire légèrement supérieure à 1), alors qu'à haute énergie l'émission est privilégiée le long de l'axe du faisceau ( $< 1$ ); ceci reflète une mémoire partielle de la voie d'entrée pour l'émission des fragments. D'autre part, plus le système est

lourd plus l'isotropie est grande, ceci pour les collisions supérieures à  $40 \text{ MeV}/u$  (cf fig 4.15, rangée du haut).

Une loi d'échelle sur le stopping en  $E_{iso}$  et  $R_{iso}$  observée en fonction de la taille du système pour les énergies supérieures à  $40 \text{ MeV}/A$  est représentée sur la figure 4.16. Nous avons simplement normalisé  $E_{iso}$  et  $R_{iso}$  avec la quantité  $r = A_{proj}^{1/3} + A_{targ}^{1/3}$ .

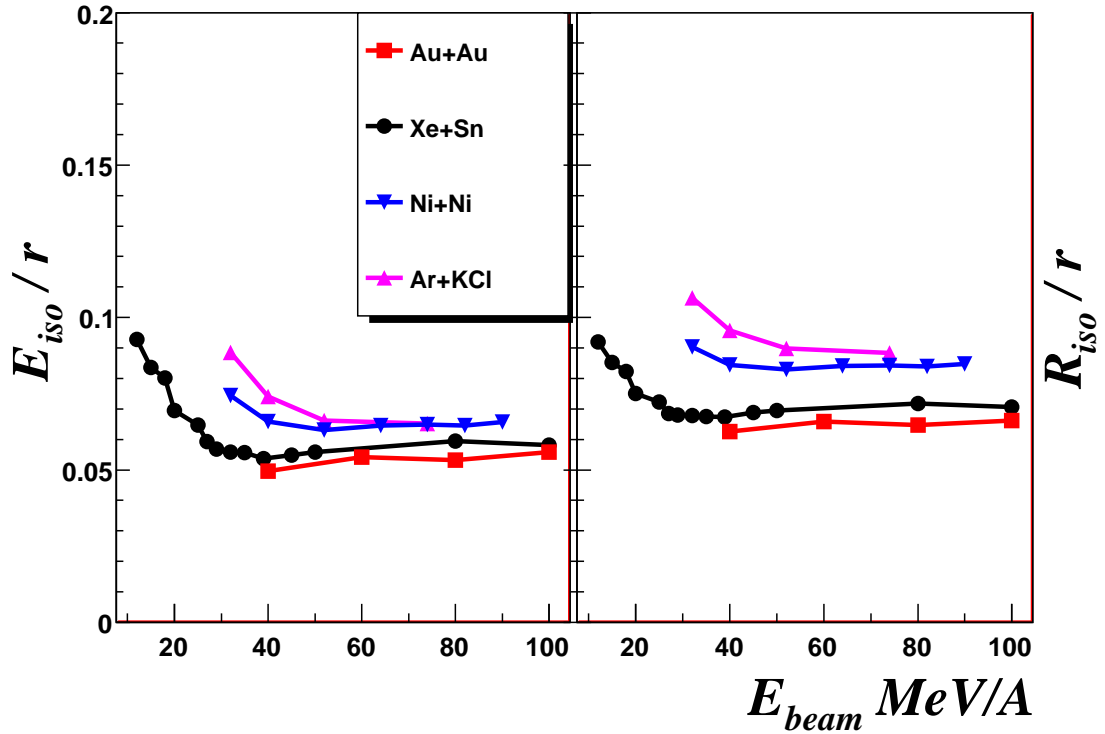


FIG. 4.16 – À gauche : évolution de  $E_{iso}$  en moyenne normalisé par la somme des rayons du noyau projectile et cible  $r$  en fonction de l'énergie du faisceau. À droite : évolution de  $R_{iso}$  en moyenne normalisé par la somme des rayons du noyau projectile et cible  $r$  en fonction de l'énergie du faisceau.

On observe une superposition entre les courbes  $E_{iso}/r$  des différents systèmes montrant qu'au premier ordre et à hautes énergies, le stopping semble être gouverné par la quantité de matière traversée (ici  $r$ ) et est donc relié au libre parcours moyen dans la matière nucléaire. Ceci est donc une contrainte pour les modèles de transport et montre que l'isotropie et le pouvoir d'arrêt sont reliés à des quantités fondamentales de la matière nucléaire (libre parcours moyen [Dur01, Esc05], viscosité [Dan09, Lac07], dissipation de l'énergie).

## 4.2.2 Comparaison et systématique du stopping

### Comparaison avec des résultats théoriques

Nous avons trouvé dans la littérature quelques résultats théoriques sur  $R_{iso}$  [Liu01], dans lesquels les auteurs proposent une étude de  $R_{iso}$  à partir d'une approche *IQMD*

(dynamique moléculaire quantique avec un potentiel dépendant de l'isospin) sur le système  $^{112,124}\text{Sn} + ^{112,124}\text{Sn}$  de  $15\text{MeV}/A$  à  $150\text{MeV}/A$  avec différentes équations d'état de la matière nucléaire ( $0, U_1^{sym}$ ) et différents termes de collisions ( $\sigma_{iso}$  et  $\sigma_{noiso}$ ).

La figure 4.17 présente les résultats des calculs de [Liu01] où  $R_{iso}$  est obtenu à un temps de  $200\text{ fm}/c$  après la phase de contact. Il ne s'agit pas de  $R_{iso}$  obtenu à un temps infiniment grand comme dans les données expérimentales.

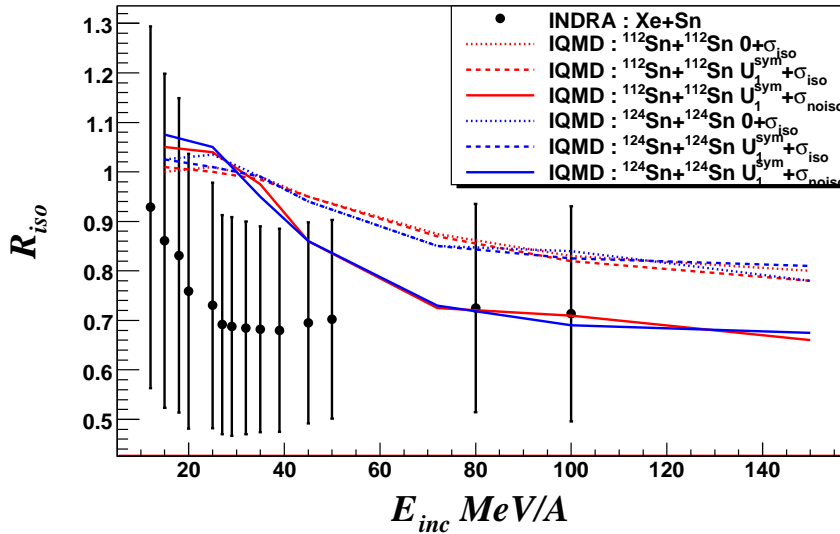


FIG. 4.17 – Évolution de  $R_{iso}$  en fonction de l'énergie du faisceau, pour différentes équations d'état et termes de collision nucléon-nucléon dans un modèle *IQMD* à un temps de  $200\text{ fm}/c$  et un paramètre d'impact nul (Extrait de [Liu01]), ainsi que l'évolution de  $R_{iso}$  dans les données INDRA pour un système comparable.

Ce travail montre que  $R_{iso}$  n'est pas influencé par l'équation d'état ( $U_{sym}^1$  et  $0$ ); par contre la nature du terme de collision ( $\sigma_{iso}$  et  $\sigma_{noiso}$ ) a une grande influence sur cette mesure. Nous observons aussi dans cette étude que l'isospin du système n'a pas d'effet significatif sur la valeur de  $R_{iso}$  (courbe en rouge et bleu).

Cette étude et nos résultats représentés sur la figure 4.17 par les symboles noirs différent; nos mesures ne sont pas effectuées à paramètre d'impact nul mais correspondent aux collisions les plus violentes ( $\sigma_{cen} \approx 100\text{ mb}$ , soit  $b/b_{max} \lesssim 0.1$ ). Pour pouvoir effectuer une comparaison quantitative, il faudrait alors utiliser la même procédure de tri que dans notre analyse et effectuer la mesure de  $R_{iso}$  après la phase de désexcitation, bien que cette phase doive en moyenne conserver le rapport d'isotropie<sup>4</sup>. Qualitativement, nous observons un stopping plus fort dans le modèle que les données dans la zone entre  $20$  et  $60\text{ MeV}/A$ . Par contre, on observe un bon accord à haute énergie pour la simulation où le terme de collision ne dépend pas de la nature des nucléons ( $\sigma_{noiso}$ ).

<sup>4</sup>Ceci est vrai dans le cas d'une désexcitation isotrope.

### Comparaisons expérimentales

Nous avons représenté sur la figure 4.18, les valeurs obtenues pour  $vartl$  avec la sélection de collisions centrales en comparaison avec le travail de [Rei04, And06] s'appuyant sur les données du multidétecteur *FOPI* ainsi qu'*INDRA*.

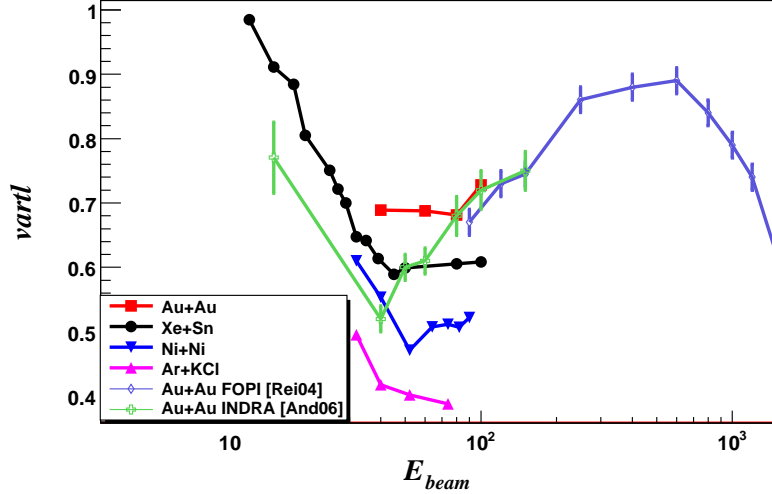


FIG. 4.18 – Évolution de  $vartl$  en fonction de l'énergie du faisceau pour différents systèmes symétriques.

Sur cette compilation des données INDRA et des données FOPI, nous observons une baisse importante du pouvoir d'arrêt entre 10 et 70 MeV/A suivie d'une remontée à plus haute énergie incidente. La baisse est associée à un blocage de Pauli de moins en moins présent ainsi qu'une disparition des effets liés au champ moyen (dissipation à un corps). La remontée quant à elle correspond à l'émergence des collisions inélastiques nucléon-nucléon (production de pions et kaons) dans un régime nucléonique (dissipation à deux corps).

Nous allons maintenant nous intéresser à l'effet de l'isospin sur la mesure de stopping, afin de valider l'influence de l'isospin sur le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire.

### 4.3 Inclusion du degré de liberté d'isospin

Pour les collisions Xe+Sn à 32 et 45 MeV/A, nous avons en plus du système stable  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  différents couples en isospin comme précisé au chapitre 3 :

- $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  : projectile enrichi en proton et cible enrichie en proton (N/Z=1.27) (p-p).
- $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  : projectile enrichi en proton et cible enrichie en neutron (N/Z=1.38) (p-n).
- $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  : projectile enrichi en neutron et cible enrichie en proton (N/Z=1.38) (n-p).

- $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  : projectile enrichi en neutron et cible enrichie en neutron ( $N/Z=1.5$ ) (n-n).

Ces données vous nous permettre d’observer l’effet de l’isospin sur le stopping en collision centrale à deux énergies. Théoriquement, nous rappelons ici qu’avec les travaux de [Liu01], l’isospin de la voie d’entrée n’a pas d’influence sur le stopping, ce que nous allons pouvoir tester avec les données INDRA.

### 4.3.1 Sélection des collisions centrales

Comme précédemment, nous allons utiliser la multiplicité (et l’estimateur  $\hat{b}_{mult}$ ) pour sélectionner la centralité de la collision. Nous avons utilisé la même procédure de sélection que précédemment (cf section 4.1.5.). Les collisions centrales sélectionnées correspondent aux sections efficaces du tableau 4.3; nous observons que nous sélectionnons la même proportion d’événements.

Système	$\sigma_{cen}(mb)$ à 32 MeV/A	$\sigma_{cen}(mb)$ à 45 MeV/A
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$	80	98
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	116	152
$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	54	×
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	100	124
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	48	144

TAB. 4.3 – Sections efficaces des collisions centrales les plus violentes pour les différents systèmes en isospin.

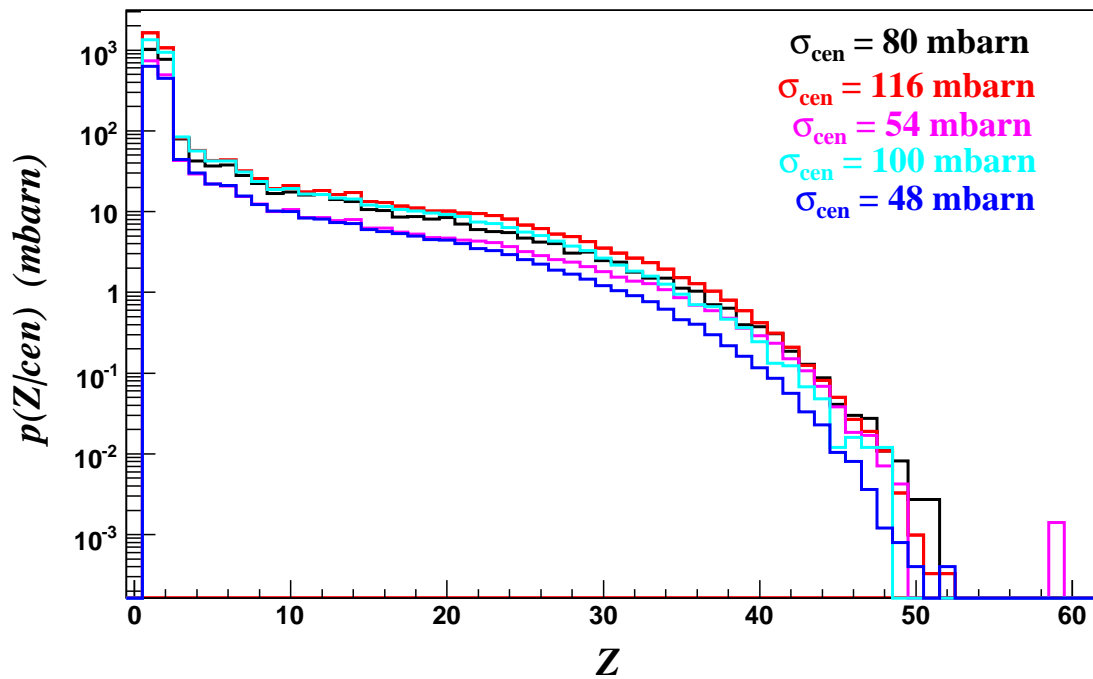
Nous avons représenté sur la figure 4.19, la distribution en charge des collisions centrales sélectionnées pour le système  $\text{Xe} + \text{Sn}@32\text{MeV/A}$ .

Nous observons que les collisions sélectionnées sont semblables en terme de distributions de charge, bien que des différences apparaissent cependant pour les sections efficaces.

### 4.3.2 Mesure de l’isotropie des collisions centrales

Le tableau 4.4 présente les valeurs de  $E_{iso}$ , pour les différents systèmes  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 32 et 45 MeV/A dans les collisions centrales les plus violentes.

Nous observons que l’isotropie de l’énergie cinétique des fragments  $E_{iso}^{FW}$  n’est pas sensible à l’isospin des projectiles et cibles, en accord avec ce qui est observé pour le modèle *IQMD* de Liu *et al.*. Les résultats obtenues par Sfienti *et al.* sur l’effet de l’isospin sur la courbe calorifique sont similaires à nos résultats sur le stopping, à savoir qu’une légère différence sur l’isospin de la voie d’entrée de la collision n’a pas d’effet significatif sur des grandeurs qui ne dépendent pas explicitement de l’isospin.

FIG. 4.19 – Distribution des charges pour les collisions centrales (*cen*).

Système	$E_{iso}$ à 32 MeV/A	$E_{iso}$ à 45 MeV/A
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$	0.55	0.53
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	0.54	0.53
$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	0.54	×
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	0.50	0.54
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	0.49	0.52

TAB. 4.4 – Valeurs de  $E_{iso}$  pour les collisions centrales différentes en isospin à 32 et 45 MeV/A.

### 4.3.3 Diffusion de l'isospin dans les collisions les plus violentes

Afin d'étudier la manière dont le contenu en isospin des particules légères va se répartir suivant l'axe parallèle à la vitesse du faisceau, nous allons utiliser les rapports de particules différentes en isospin  $R_{p/n}$  normalisés aux deux systèmes extrêmes (*n-rich+n-rich* ( $N$ ) et *p-rich+p-rich* ( $P$ )); ce rapport s'écrit [Ram00] :

$$\tilde{R}_{p/n} = \frac{2R_{p/n} - R_{p/n}^N - R_{p/n}^P}{R_{p/n}^N - R_{p/n}^P} \quad (4.14)$$

Le rapport normalisé est égal à 1 pour un rapport  $R_{p/n}$  égal au système riche en neutron ( $N$ ) et  $-1$  pour un rapport égal au système riche en proton ( $P$ ).

La figure 4.20 présente l'évolution du rapport proton-triton pour les collisions centrales du système  $Xe + Sn$  à 32 MeV/A et 45 MeV/A. En l'absence de la mesure des neutrons avec *INDRA*, nous ne pouvons pas évaluer  $R_{p/n}$ , et nous utilisons donc à la place le rapport proton sur triton. De même nous utiliserons également les rapports  ${}^3He$  sur triton et  ${}^6Li$  sur  ${}^6He$ , qui sont ici des couples isobariques.

Nous observons sur cette figure que pour les vitesses extrêmes (supérieures à la vitesse du projectile et inférieures à la vitesse de la cible), les rapports proton/triton sont identiques pour les projectiles (cibles) de même isospin. Par contre, nous observons pour la zone de mi-rapidité ( $v_{cm} \approx 0$ ), un mélange d'isospin pour les systèmes croisés (p-n) et (n-p) par rapport aux systèmes extrêmes (n-n) et (p-p).

Précédemment nous avons montré qu'aux énergies considérées (32 et 45 MeV/A), les propriétés cinétiques des particules gardent une mémoire de la voie d'entrée. Ici, nous montrons de surcroît que le contenu en isospin est partiellement conservé. On peut noter que l'équilibration en isospin semble un peu plus complète à 32 MeV/A qu'à 45 MeV/A ( $R_{p/t}^{136Xe112Sn32}(v_{\parallel} = v_{proj}) = 0.5$  et  $R_{p/t}^{136Xe112Sn45}(v_{\parallel} = v_{proj}) = 0.7$ ).

Sur les figures 4.21 et 4.22, nous observons le même comportement pour les rapports  ${}^3He/triton$  et  ${}^6Li/{}^6He$ , bien que ce dernier manque de statistique. Cette observation semble donc robuste concernant le contenu en isospin des particules légères.

Au vue de cette observation pour les collisions  $Xe+Sn$  à 32 MeV/A et 45 MeV/A, nous pouvons extrapoler les résultats observés sur le stopping page(101) ; l'isospin des particules légères est utilisé ici comme traceur de l'équilibration en isospin du système (cf figure 4.23). Pour le régime à basse énergie ( $E_{inc} \approx 20 MeV/A$ ), il manque des mesures expérimentales. Pour les collisions à plus haute énergie ( $E_{inc} > 50 MeV/A$ ), cet effet lié à la diffusion d'isospin a déjà été observé [Ram00, Tsa04].

## 4.4 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que le multidétecteur *INDRA* mesure la quasi-totalité des réactions nucléaires pour les différents systèmes symétriques ( $Ar +$

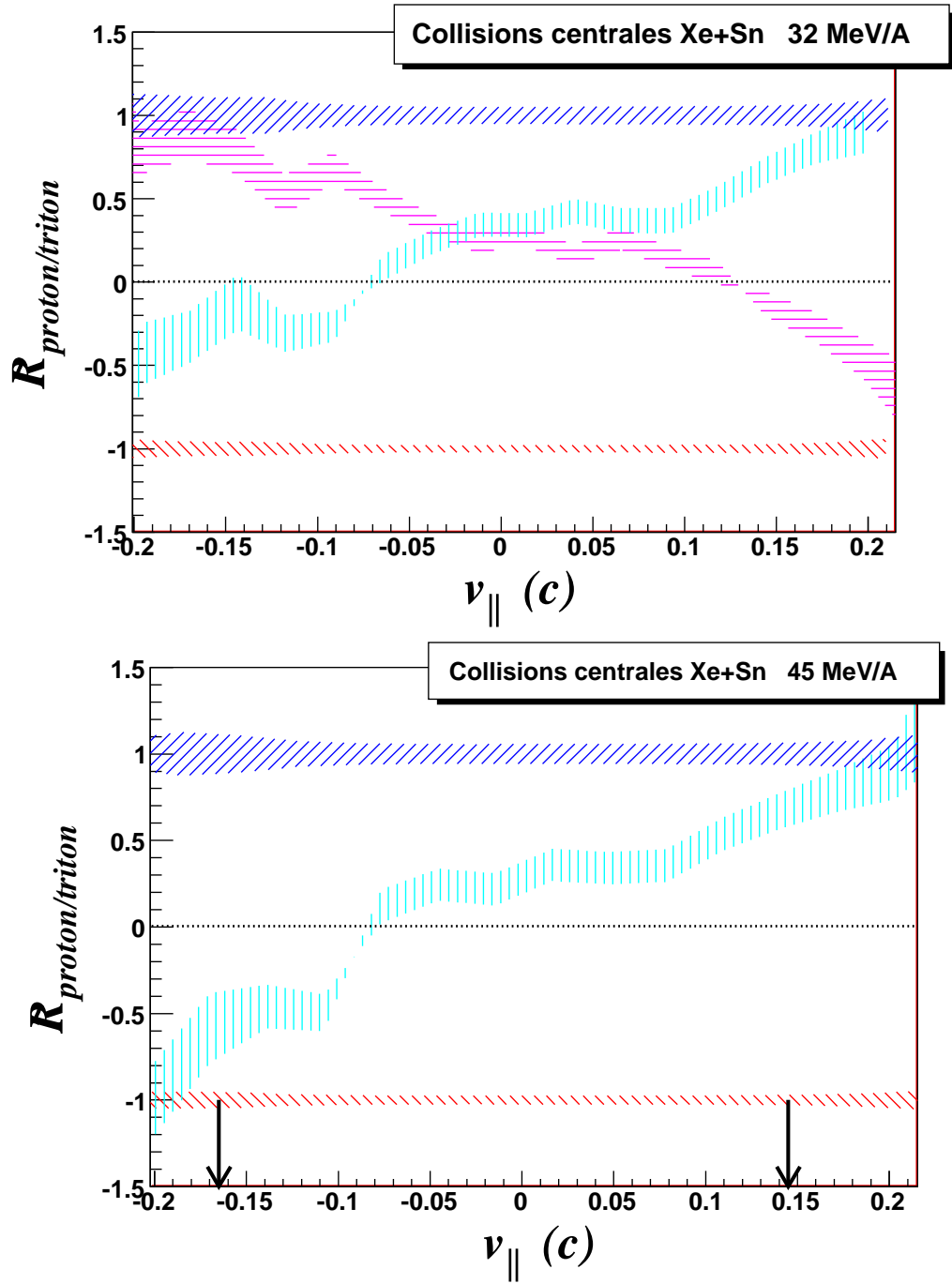


FIG. 4.20 – Rapport du nombre de protons sur le nombre de tritons normalisé (eq. 4.14) en fonction de la vitesse parallèle  $v_{\parallel}$  au faisceau dans les collisions centrales les plus violentes à 32 MeV/A et à 45 MeV/A. La zone rouge correspond à la réaction  $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ , la zone bleue à la réaction  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ , la zone azure à la réaction  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  et la zone rose à  $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ . Les zones hachurées représentent les erreurs statistiques. Les flèches indiquent les vitesses du projectile et de la cible.



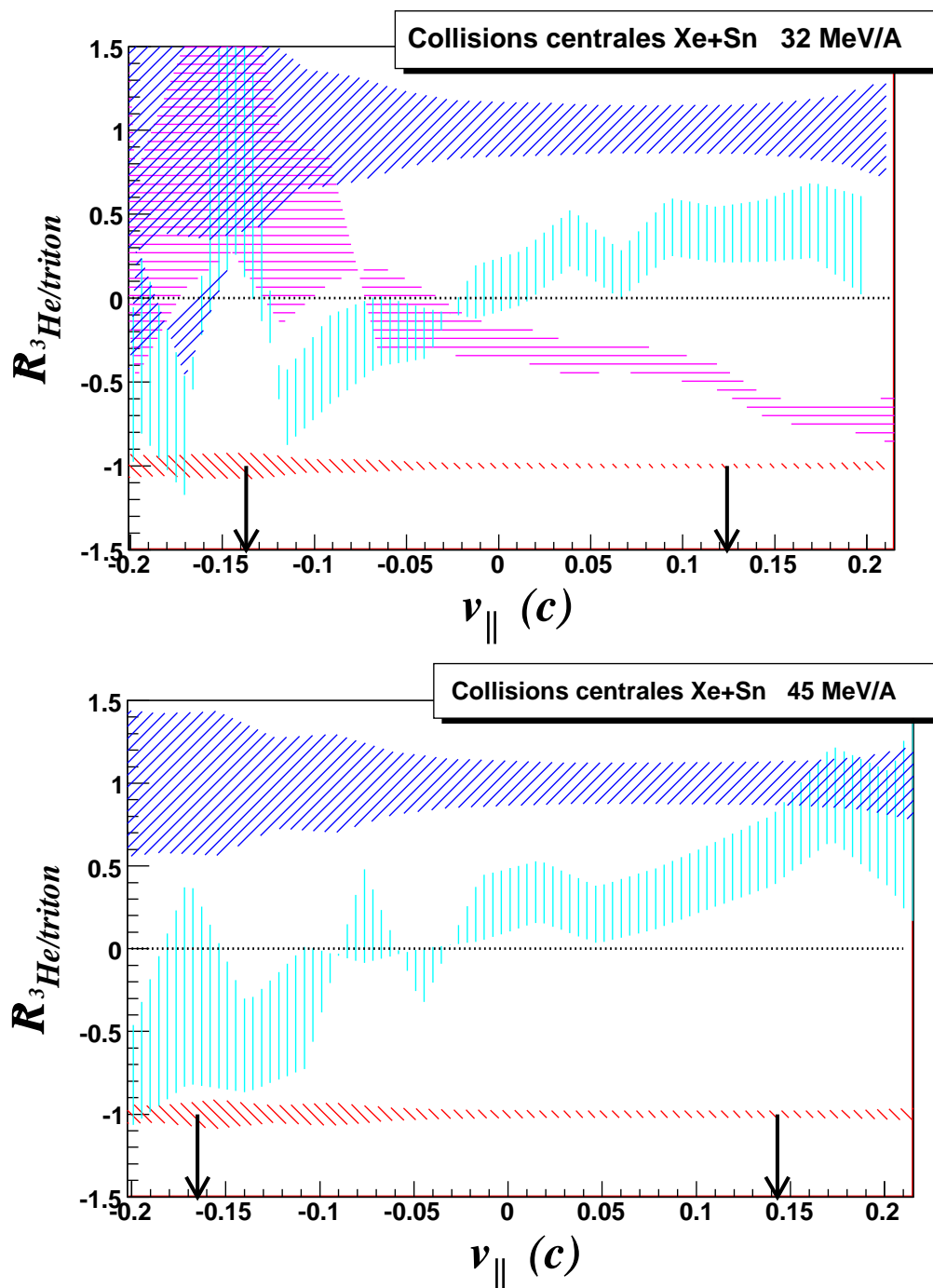


FIG. 4.21 – Rapport du nombre de  $^3He$  sur le nombre de triton normalisé (eq. 4.14) en fonction de la vitesse parallèle  $v_{\parallel}$  au faisceau dans les collisions centrales les plus violentes à 32 MeV/A et à 45 MeV/A. La zone rouge correspond à la réaction  $^{124}Xe + ^{112}Sn$ , la zone bleue à la réaction  $^{136}Xe + ^{124}Sn$ , la zone azure à la réaction  $^{136}Xe + ^{112}Sn$  et la zone rose à  $^{124}Xe + ^{124}Sn$ . Les zones hachurées représentent les erreurs statistiques. Les flèches indiquent les vitesses du projectile et de la cible.

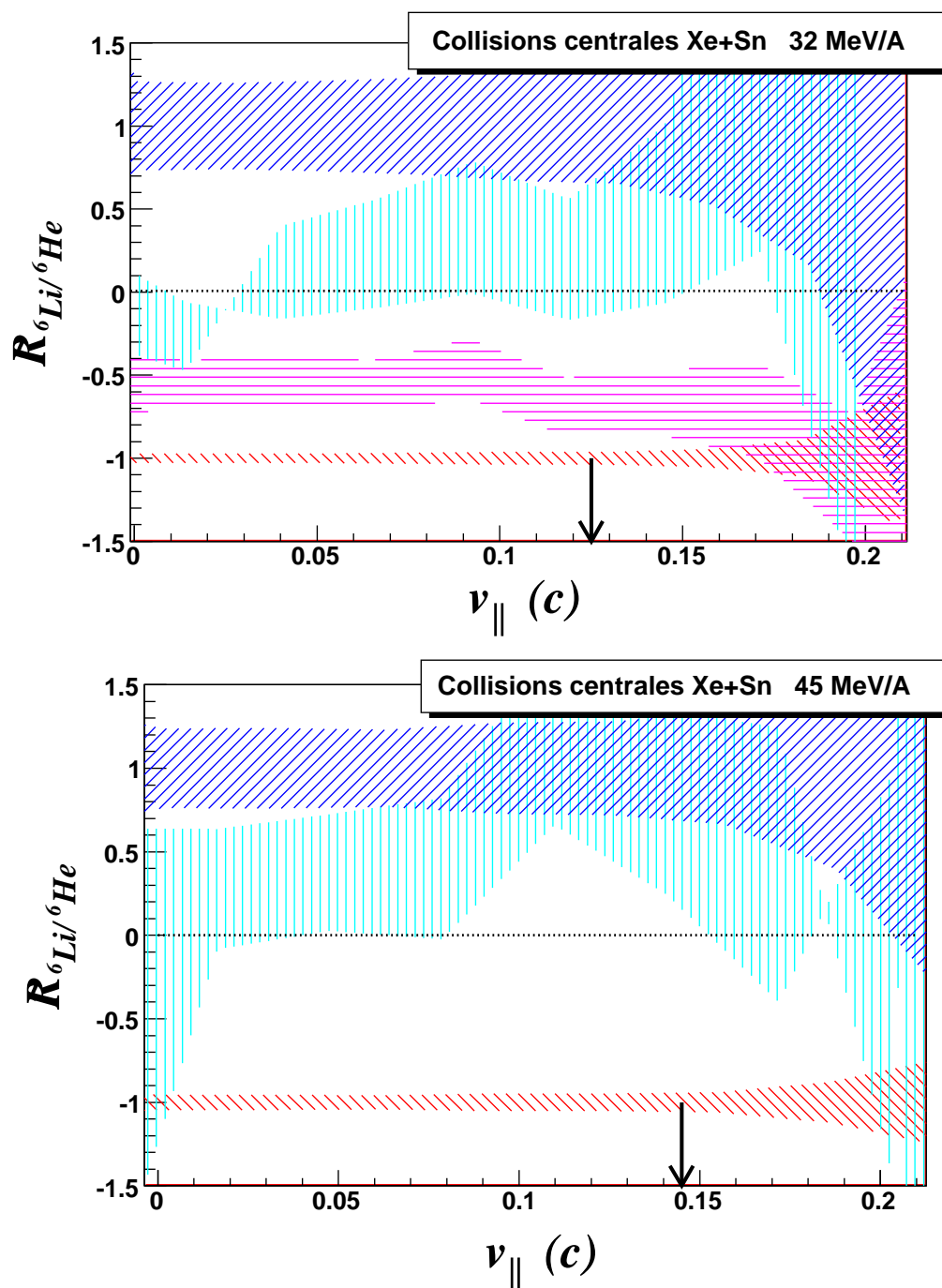


FIG. 4.22 – Rapport du nombre de  ${}^6He$  sur le nombre de  ${}^6Li$  normalisé (eq. 4.14) en fonction de la vitesse parallèle  $v_{||}$  au faisceau dans les collisions centrales les plus violentes à 32 MeV/A et à 45 MeV/A. La zone rouge correspond à la réaction  ${}^{124}Xe + {}^{112}Sn$ , la zone bleue à la réaction  ${}^{136}Xe + {}^{124}Sn$ , la zone azure à la réaction  ${}^{136}Xe + {}^{112}Sn$  et la zone rose à  ${}^{124}Xe + {}^{124}Sn$ . Les zones hachurées représentent les erreurs statistiques. Les flèches indiquent les vitesses du projectile et de la cible.

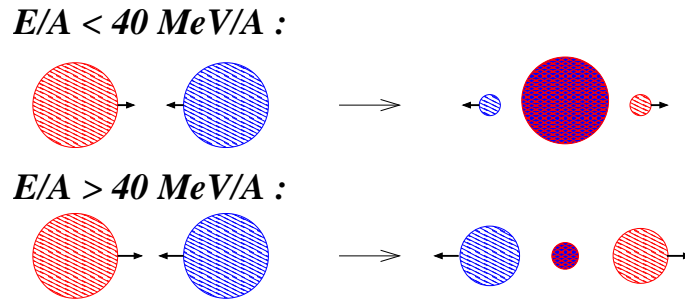


FIG. 4.23 – Schéma décrivant les deux régime de *stopping*. Pour les collisions où le projectile à une énergie cinétique inférieure à 40 MeV/nucléon, la voie de sortie est constituée d'un noyau de fusion incomplète au centre de masse associé à des particules et fragments légers de chaque côté. Pour les collisions supérieures à 40 MeV/nucléon, nous observons au centre de masse des particules légères et fragments (zone participante, col de matière) et de chaque coté un résidu du projectile et de la cible (spectateurs, QP et QC).

$KCl, Ni + Ni, Xe + Sn$ , et  $Au + Au$ ).

Nous avons sélectionné les collisions centrales les plus violentes qui correspondent aux multiplicités et isotropies maximales. Ces sélections correspondent à quelques pourcents de la section efficace de réaction mesurée ; pour l'ensemble des systèmes étudiés elles correspondent à des paramètres d'impact faibles ( $b < 0.1b_{max}$ ).

## Pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire

Une systématique du pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire a été présentée en fonction de l'énergie de l'ion incident et de la taille des systèmes. Deux régimes ont été observés :

- le régime basse énergie ( $E_{inc} < 40 \text{ MeV}/A$ ) : l'isotropie des collisions sélectionnées décroît avec l'énergie incidente du faisceau, nous sommes dans un régime de fusion incomplète.
- le régime haute énergie ( $40 < E_{inc} < 100 \text{ MeV}/A$ ) : l'isotropie des collisions centrales augmente avec l'énergie incidente et se normalise à la somme des rayons du projectile et de la cible.

## Diffusion d'isospin

L'équilibration en isospin a lieu dans la zone de mi-rapacité, alors que les régions proches en vitesse du projectile et de la cible gardent une mémoire relative de la voie d'entrée. Ceci permet donc de conclure sur l'absence de stopping complet aussi bien en énergie qu'en isospin à 32 et 45 MeV/A. On note cependant que les données à 45 MeV/A sont moins équilibrées en isospin pour les zones QP/QC qu'à 32 MeV/A, montrant l'émergence d'un régime participant/spectateur.

## Collisions les plus violentes

Les collisions les plus violentes montrent qu'il existe différents mécanismes de production de particules en fonction de l'énergie incidente ainsi que différents degrés d'équilibration de l'énergie et de l'isospin. Ceci indique qu'il faut séparer les différents mécanismes de réaction (fusion, prééquilibre, col de matière, QP/QC), afin d'étudier les propriétés aussi bien énergétique qu'isotopique des particules produites lors des collisions d'ions lourds.

Dans le dernier chapitre, nous allons étudier les liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments et particules en fonction des différents mécanismes de réaction observés. Pour cela, nous allons maintenant regarder l'ensemble des paramètres d'impact correspondant à la sélection des événements complets à l'avant du centre de masse (COMPFW).



# Chapitre 5

## Des collisions centrales aux collisions périphériques

Ce chapitre est consacré à l'étude des collisions  $^{136,124}\text{Xe} + ^{124,112}\text{Sn}$  à 32 et 45 MeV/A complètes à l'avant du centre de masse COMFW (cf chap. 4). Précédemment, nous nous sommes intéressés aux collisions centrales ( $\sigma_{cen} \approx 100mb$ ), sans nous préoccuper de la section efficace totale de réaction ( $\sigma_{det} \approx 6b$ ). Nous avons appris que, pour les collisions les plus violentes, l'isospin du système n'avait pas d'influence notable sur le stopping. Par contre, nous avons observé des variations sur le contenu en isospin dans la répartition le long du faisceau des isotopes légers, suivant ainsi l'isospin du projectile et de la cible.

Dans ce chapitre nous nous intéresserons aux effets de l'isospin sur l'ensemble des réactions Xe+Sn à 32 et 45 MeV/A. Pour cela et dans un premier temps, nous allons isoler les différents mécanismes de réaction à l'aide d'une analyse en composantes principales (ACP). Nous étudierons ensuite les propriétés des fragments et des particules dans ces différents mécanismes.

### 5.1 Mécanisme de réaction

#### 5.1.1 Sélection en paramètre d'impact

Dans cette partie, les événements seront triés par l'estimation du paramètre d'impact via la multiplicité ou l'énergie transverse  $E_{trans}^{FW}$ .

Les différentes zones de paramètre d'impact sont reportées par la relation 4.9 et sont définies dans le tableau 5.1. Par la suite, lorsque nous parlerons de zone, ce sera en référence à ce tableau. Hormis les cas où cela sera spécifié, le paramètre d'impact sera estimé via la multiplicité ( $\hat{b}_{mult}$ ).

Le tableau 5.2 présente les valeurs de  $b_{max}$  estimées à partir des sections efficaces totales de réaction mesurées lors de l'expérience. Nous observons de légères différences pour  $b_{max}$  entre les systèmes, mais les zones en paramètre d'impact sont suffisamment larges pour sélectionner des gammes équivalentes de paramètre d'impact entre les différents systèmes.

Les corrélations entre la charge des fragments ( $Z > 2$ ) et leurs vitesses parallèles au faisceau, ainsi que la densité de charge des fragments dans le plan  $v_{||}$ - $v_{\perp}$  sont

Zone	gamme de paramètre d'impact ( $b_{max}$ )
zone 0	0-0.2
zone 1	0.2-0.4
zone 2	0.4-0.6
zone 3	0.6-0.8
zone 4	0.8-1

TAB. 5.1 – Correspondance entre les zones et les gammes de paramètre d'impact estimées par la relation 4.9.

Système	$b_{max}$ (fm) à 32 MeV/A	$b_{max}$ (fm) à 45 MeV/A
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	14.1	14.4
$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	14.7	×
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	13.7	12.6
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	13.9	14.2

TAB. 5.2 – Estimation du  $b_{max}$  par la section efficace totale de réaction nucléaire pour les différents systèmes étudiés dans ce chapitre.

présentées sur la figure 5.1 pour le système  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  à 32 MeV/A, et pour les différentes zones de paramètre d'impact estimées via la multiplicité. En ce qui concerne les densités de charge, la composante transverse ( $v_{\perp}$ ) a été orientée de manière à ce que le quasi-projectile ait une composante transverse positive ( $v_{\perp}^{proj} > 0$ ).

La figure 5.2 présente les mêmes observables pour le même système mais cette fois trié en énergie transverse des particules légères ( $\hat{b}_{E_{trans}FW}$ ).

À première vue, nous observons, pour les collisions périphériques (colonne de droite, zone 4), la présence d'un fragment de charge et vitesse semblable au projectile de la voie d'entrée, ce qui est attendu pour des collisions périphériques. Lorsque le paramètre d'impact diminue, la charge des fragments ainsi que leur vitesse parallèle diminuent, ce qui signe une dissipation qui augmente avec la centralité de la collision. En ce qui concerne les densités de charge, on observe une dissipation de plus en plus importante en allant de la zone 4 à la zone 0 avec une distribution de densité de plus en plus importante suivant la direction transverse. On peut remarquer que la densité de charge est plus importante du côté du quasi-projectile, ce qui accrédite l'image d'une émission de fragment suivant l'axe quasi-projectile/quasi-cible, avec une forte mémoire de la voie d'entrée [Col03].

L'estimation du paramètre d'impact via la multiplicité est différente de la sélection via  $E_{trans}^{FW}$ . Pour les collisions périphériques (zone 3 et 4) avec  $E_{trans}^{FW}$ , la distribution en vitesse des fragments de charge supérieure à 25 est plus large que celle obtenue avec la multiplicité. Pour les collisions centrales (zone 0), la sélection en  $E_{trans}^{FW}$  conserve un caractère binaire (branche QP) associé à des collisions dissipatives [Met00]. Il faut noter que l'émission des particules  $\alpha$  (figure 4.7) pour la sélection  $E_{trans}^{FW}$  semble plus isotrope des  $\alpha$  dans le centre de masse comparée à la sélection en

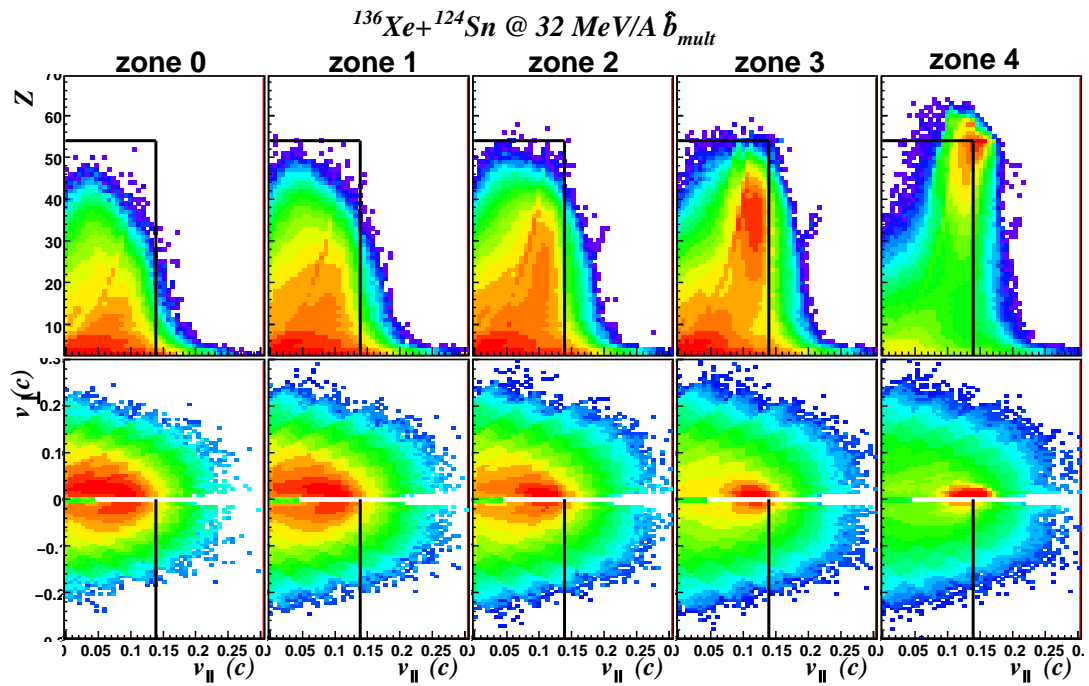


FIG. 5.1 – En haut : corrélation entre la charge et la vitesse des fragments pour les collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  à 32 MeV/A et pour différentes gammes de paramètre d'impact estimées via la multiplicité. En bas : densité de charge des fragments dans le plan  $v_{\parallel}$ - $v_{\perp}$ . Les colonnes correspondent aux différentes gammes en paramètre d'impact (les collisions les plus centrales se situant à gauche, zone 0). Les flèches indiquent la vitesse parallèle au faisceau et la charge du projectile en voie d'entrée.



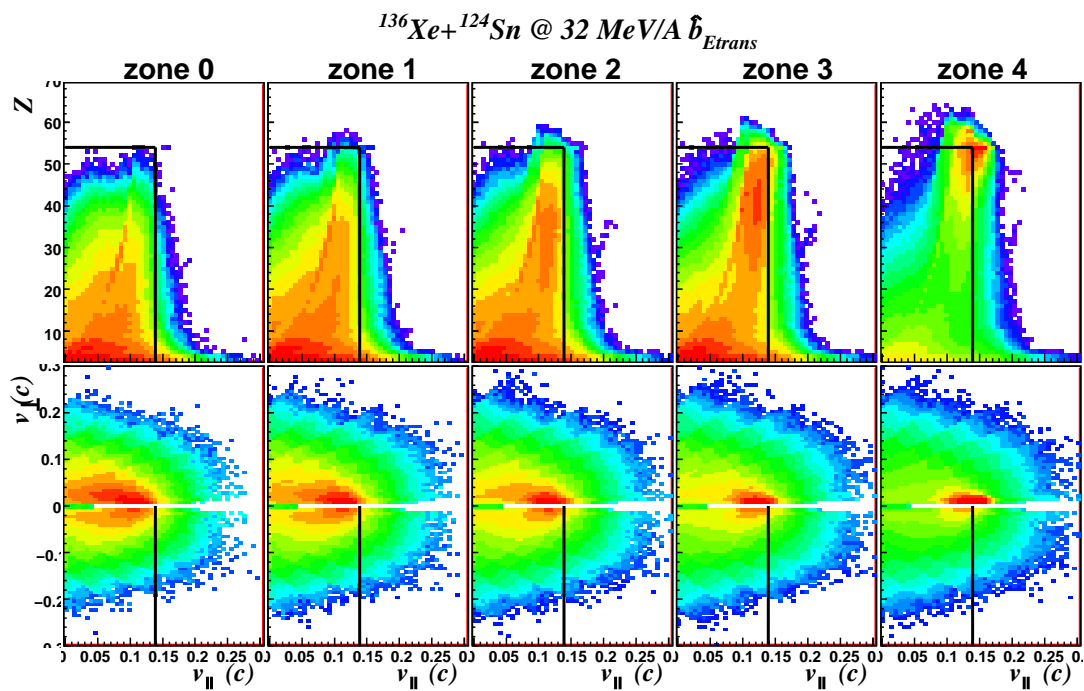


FIG. 5.2 – En haut : corrélation entre la charge et la vitesse des fragments pour les collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  à 32 MeV/A et différentes gammes de paramètre d'impact estimé via l'énergie transverse des particules légères. En bas : densité de charge des fragments dans le plan  $v_{||}$ - $v_{\perp}$ . Les colonnes correspondent aux différentes gammes en paramètre d'impact (les collisions les plus centrales se situant à gauche, zone 0). Les flèches indiquent la vitesse parallèle au faisceau et la charge du projectile en voie d'entrée.

multiplicité. Ces deux résultats montrent que la sélection en énergie transverse de particules légères introduit un biais dans la sélection des collisions centrales<sup>1</sup>. Ces observations restent vraies pour les collisions à 45 MeV/A (cf figures 5.3 et 5.4) avec cependant un effet moindre.

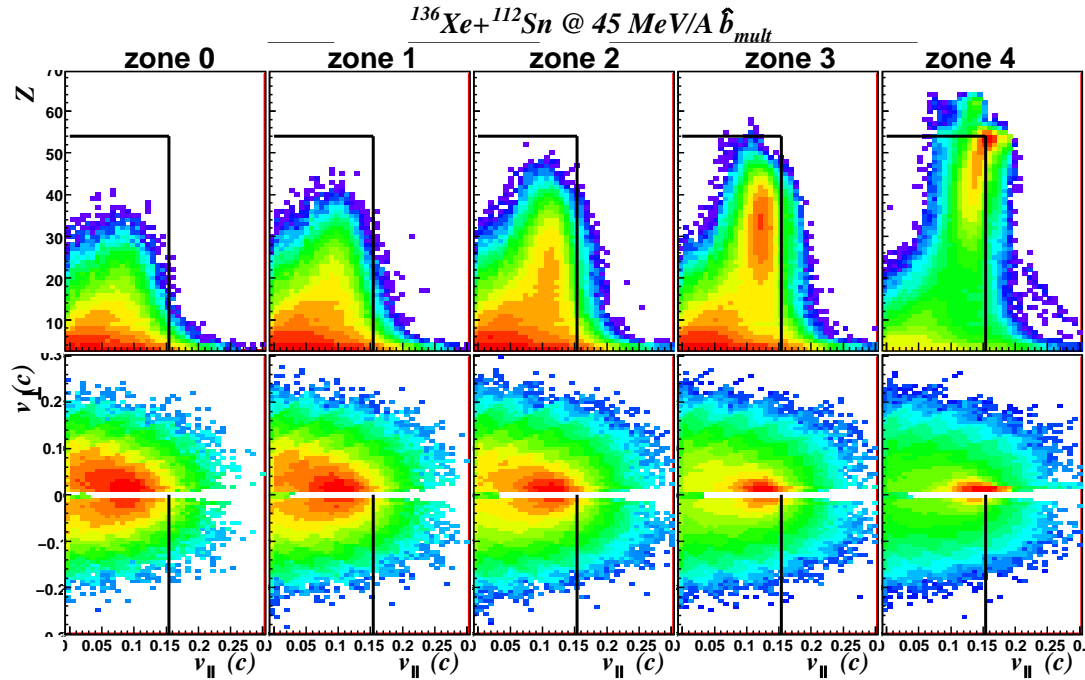


FIG. 5.3 – En haut : corrélation entre la charge et la vitesse des fragments pour les collisions  $^{136}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  à 45 MeV et différentes gammes de paramètre d'impact estimé via la multiplicité. En bas : densité de charge de fragments dans le plan  $v_{\parallel}$ - $v_{\perp}$ . Les colonnes correspondent aux différentes gammes en paramètre d'impact (les collisions les plus centrales se situant à gauche, zone 0). Les flèches indiquent la vitesse parallèle au faisceau et la charge du projectile en voie d'entrée.

C'est pourquoi nous utiliserons par la suite la multiplicité comme tri de paramètre d'impact. Il paraît clair que seule la sélection en multiplicité peut garantir une sélection d'événements avec un biais minimum sur les données (par exemple sur des observables cinématiques).

Nous avons présenté les corrélations entre la charge et la vitesse des fragments en fonction du paramètre d'impact. Nous observons que pour les collisions semi-centrales et semi-périphériques (zone 1, 2, 3), plusieurs mécanismes semblent observés ; en effet, nous voyons des sources d'émission des fragments d'origine différente en vitesse (zone proche du QP, mi-rapidité et zone intermédiaire). Ces sources possèdent des caractéristiques différentes en terme de densité et de température notamment [Pic06]. Nous allons donc effectuer une sélection des mécanismes de réaction utili-

<sup>1</sup>Les caractéristiques des particules légères (isotrope) et fragments (caractère binaire) montrent que la sélection en  $E_{trans}^{FW}$  ne sélectionne pas des collisions centrales de la même manière que la multiplicité.

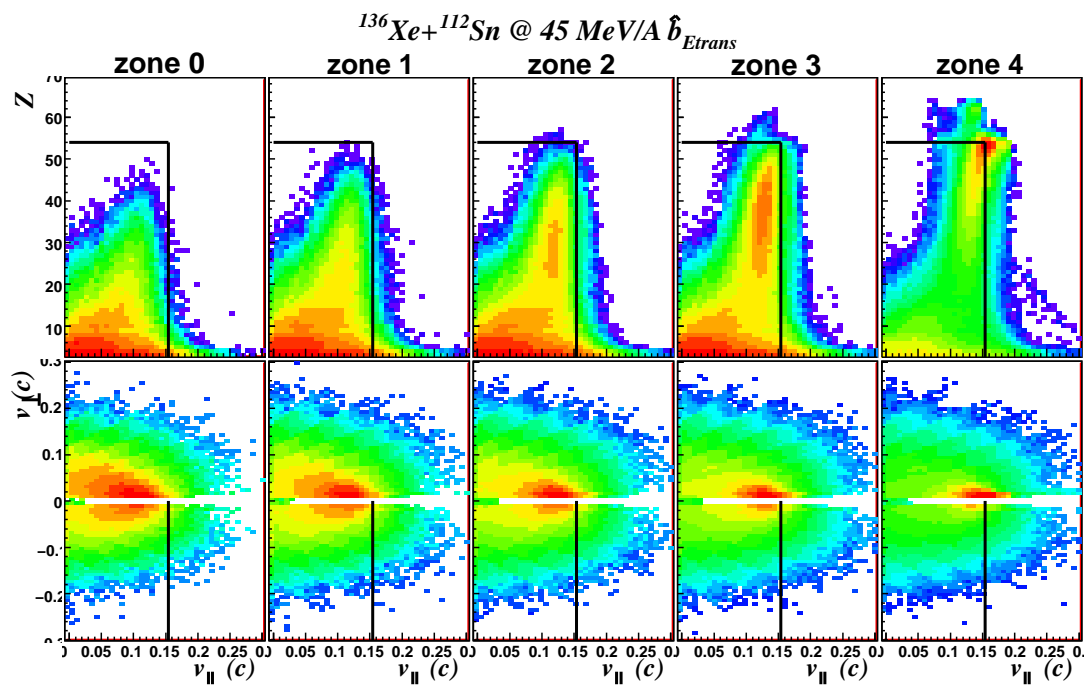


FIG. 5.4 – En haut : corrélation entre la charge et la vitesse des fragments pour les collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  à 45 MeV et différentes gammes de paramètre d'impact estimé via l'énergie transverse des particules légères. En bas : densité de charge de fragments dans le plan  $v_{||}$ - $v_{\perp}$ . Les colonnes correspondent aux différentes gammes en paramètre d'impact (les collisions les plus centrales se situant à gauche, zone 0). Les flèches indiquent la vitesse parallèle au faisceau et la charge du projectile en voie d'entrée.

sant les propriétés des fragments pour l'ensemble des collisions où au moins deux fragments ( $Z > 2$ ) sont observés à l'avant du centre de masse. En faisant cela, nous excluons les événements périphériques dans lesquels un seul fragment est détecté à l'avant du centre de masse (principalement zone 4), sur lesquels aucune ambiguïté n'existe quant au mécanisme de réaction, ici résidu-évaporation.

### 5.1.2 Tri en mécanisme

Précédemment, nous avons observé que de trier les événements suivant une seule variable ( $\hat{b}_{mult}$  ou  $\hat{b}_{Etrans}$ ) ne permet pas de discriminer les différents mécanismes pouvant intervenir lors des collisions d'ions lourds. Nous avons donc choisi ici une méthode d'analyse multidimensionnelle afin de réaliser ce tri : l'analyse en composantes principales (ACP) [Lag95, Bel00]. Ce type d'analyse s'est montré très performante pour isoler des classes d'événements dans les données exclusives obtenues dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi [Bel02]. La méthode requiert des valeurs numériques qui caractérisent l'événement, ces variables correspondent à ce que l'on appelle des variables globales. Nous présentons ici l'ensemble des variables globales que nous allons utiliser pour l'ACP.

#### Les variables globales statiques

- $Z_x^{QP}$  est la  $x^{eme}$  charge la plus élevée à l'avant du centre de masse, cette variable est définie entre 0 et  $Z_{proj} + Z_{targ}$ .
- $Z_{bound}$  est la somme de toutes les charges supérieures ou égales à 3, là encore cette variable est comprise entre 0 et  $Z_{proj} + Z_{targ}$ .
- $a_{123}$  est l'asymétrie en charge des trois plus gros fragments à l'avant du centre de masse calculée comme [Bot95] :

$$a_{123} = \frac{\sqrt{(Z_1^{QP} - \langle Z \rangle_{123})^2 + (Z_2^{QP} - \langle Z \rangle_{123})^2 + (Z_3^{QP} - \langle Z \rangle_{123})^2}}{\sqrt{6} \langle Z \rangle_{123}}$$

où  $\langle Z \rangle_{123}$  est la charge moyenne des trois plus gros fragments. Cette variable est définie entre 0 et 1. Pour trois fragments de même taille, on a  $a_{123} = 0$ , pour deux fragments de taille équivalente accompagnés d'un petit fragment, on a  $a_{123} = 0.5$ , enfin pour un fragment de charge supérieure aux deux autres fragments, on a  $a_{123} = 1$ .

- $Z_1 Z_2$  est le produit des deux plus gros fragments à l'avant du centre de masse.
- $Z_1 + Z_2$  est la somme des deux plus gros fragments à l'avant du centre de masse, donc définie entre 2 et  $Z_{proj} + Z_{targ}$ .

### Les variables globales cinématiques

- $E_{trans}^{FW}$  est la somme des énergies transverses des particules légères, utilisée précédemment pour effectuer le tri en paramètre d'impact (cf chap. 4).
- $E_{long}^{FW}$  est la somme des énergies longitudinales (le long de l'axe du faisceau) des particules légères à l'avant du centre de masse.
- $E_{tl}^{FW}$  mesure la différence d'énergie emportée par les fragments entre la direction transverse et longitudinale [Bou09] :

$$E_{tl}^{FW} = E_{longIMF}^{FW} - 0.5E_{transIMF}^{FW} \quad (5.1)$$

où  $E_{trans(long)IMF}^{FW}$  est la somme des énergies transverses (longitudinales) des fragments ( $Z > 2$ ) à l'avant du centre de masse.

- $E_{rel}$  est l'énergie relative entre les deux plus gros fragments de l'événement à l'avant du centre de masse.

$$E_{rel} = \frac{1}{2}\mu v_{rel}^2 \quad (5.2)$$

- $Q_{zz}$  est le terme diagonal le long du faisceau du tenseur quadrupolaire des moments, calculé de la manière suivante :

$$Q_{ZZ} = \sum_{z_i} 3p_z^2 - p^2 \quad (5.3)$$

où  $p_z$  est la composante suivant l'axe du faisceau de l'impulsion  $\vec{p}$  de la particule  $i$  de l'événement [Bau88]. Pour un événement isotrope  $Q_{ZZ} = 0$ , alors que pour un événement allongé le long de l'axe du faisceau  $Q_{ZZ} > 0$ .

- $Y_{33}$  mesure la dispersion entre les vitesses relatives des fragments d'un événement [Bou89]. Pour un événement à trois corps, on a ainsi :

$$Y_{33} = \langle V_{rel} \rangle - V_{rel}^{min} \quad (5.4)$$

où  $\langle V_{rel} \rangle = \frac{1}{3}(V_{rel}^{12} + V_{rel}^{23} + V_{rel}^{13})$  et  $V_{rel}^{min} = Min(V_{rel}^{ij})$  avec  $V_{rel}^{ij} = |\vec{v}_i - \vec{v}_j|$ . Plus  $Y_{33}$  est petit, plus la compacité en vitesse de l'événement est grande. Si le nombre de fragments est supérieur à 3, la sélection se fera sur la plus grande valeur calculée parmi l'ensemble des triplets ( $Y_{33}^{max}$ ).

- $\theta_{123}$  est l'angle formé par les trois vecteurs vitesses des particules qui ont la charge la plus élevée à l'avant du centre de masse.

$$\theta_{123} = (\vec{v}_1 - \widehat{\vec{v}_2}, \vec{v}_3 - \vec{v}_2) \quad (5.5)$$

- $v_z^{source}$  est la vitesse de la source reconstruite à l'avant du centre de masse avec les fragments :

$$\vec{v}^{source} = \frac{\sum_{Z_i > 2, v_{\parallel}^i > 0} \vec{p}_i}{\sum_{Z_i > 2, v_{\parallel}^i > 0} m_i} \quad (5.6)$$

- où  $m_i$  est la masse du fragment  $i$ .
- $\phi_x^{QP}$  est l'angle du  $x^{ieme}$  fragment dans le référentiel de la source et le plan de réaction [Boc00].
  - Plusieurs variables sont construites sur le tenseur des impulsion  $Q^P$  de l'événement [Mja87]. Ce tenseur est défini par la formule suivante :

$$Q_{ij}^P = \sum_k^{IMF} \frac{p_i^{(k)} p_j^{(k)}}{p^{(k)}} \quad (5.7)$$

où  $p^{(k)}$  correspond à l'impulsion de la particule  $k$ , cette somme est effectuée sur les IMF ( $Z > 2$ );  $i$  et  $j$  font référence aux composantes  $x, y, z$  de l'impulsion. Ce tenseur est caractérisé par trois valeurs propres  $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$  et trois vecteurs propres associés  $\vec{e}_{1,2,3}$ .

L'angle de flow  $\theta_{flow}$  est alors défini par l'angle entre l'axe du faisceau  $\vec{u}_z$  et  $\vec{e}_3$ .

La sphericité  $S$  et la coplanarité  $C$  sont définies par :

$$S = \frac{3}{2} (1 - \lambda_3) \quad (5.8)$$

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2} (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (5.9)$$

Il existe de nombreuses autres variables globales que nous pourrions utiliser pour l'ACP [Bel00]. Cependant, différents tests nous ont montré que le lot défini ci-dessus était à priori suffisant pour sélectionner les différents mécanismes présents dans les données.

### Application de l'analyse en composante principale

Nous appliquons une première ACP aux événements de multiplicité d'IMF supérieure à deux, avec les variables qui sont présentées sur le premier plan de l'ACP (figure de gauche 5.5). Ce plan est formé par les deux premières composantes principales de l'ACP et comporte une inertie exprimée (information statistique) d'environ 60%. La projection des événements dans ce plan est présentée sur la figure 5.5 de droite pour le système Xe+Sn à 45 MeV/A.

La projection des variables dans le premier plan de l'ACP fait apparaître trois directions orientées pour les données. Vers la gauche, les variables globales caractérisent des événements avec un troisième fragment important et une grande dissipation ( $Z_3^{QP}$ ,  $E_{trans}^{FW}$ ,  $Y_{33}$ ). Vers la droite, les variables globales caractérisent un gros fragment et un événement de forme allongée ( $Q_{zz}$ ,  $Z_1^{QP}$ ,  $a_{123}$  et  $v_{source}^z$ ). Enfin vers le bas, nous avons les variables globales qui caractérisent les événements avec deux gros fragments ( $Z_1 Z_2$ ,  $Z_2^{QP}$ ,  $Z_{bound}$  et  $E_{rel}$ ).

Sur la projection des événements, nous observons deux zones distinctes : une zone encadrée en rouge pour la classe d'événements appelée classe A, et une zone encadrée noire pour la classe B.

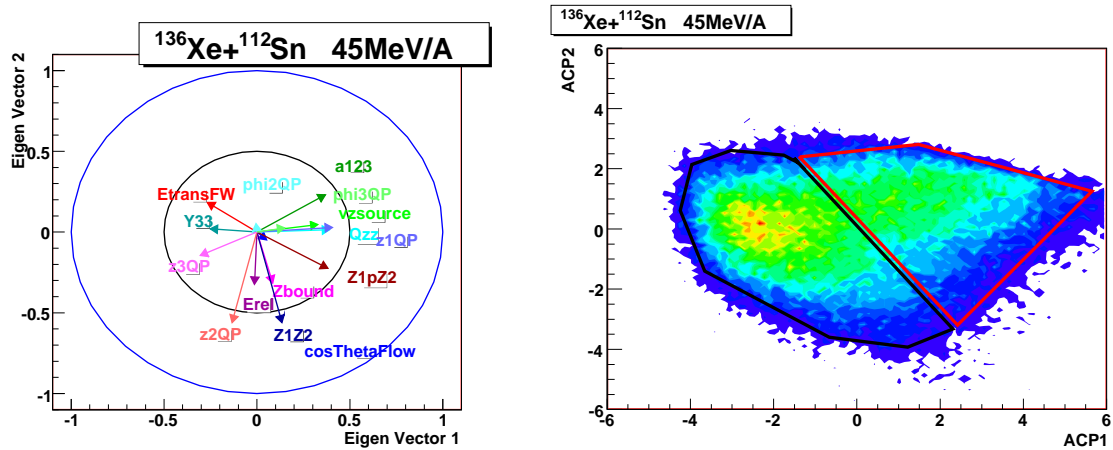


FIG. 5.5 – À gauche, projection des différentes variables de l’ACP dans le plan des deux premières composantes principales. À droite, projection des événements de l’ACP dans ce même plan. La zone en rouge correspond à la classe A, et la zone en noir à la classe B.

D’après les constatations faites précédemment, la classe A sera majoritairement associée à des événements allongés (périphériques), alors que la classe B sera associée à des événements dissipatifs (centraux ou semi-périphériques).

Les diagrammes de Dalitz des charges des trois plus gros fragments des classes A et B sont représentés sur la figure 5.6.

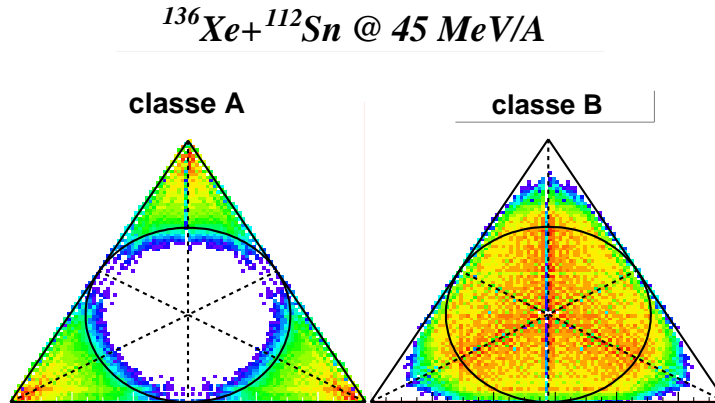


FIG. 5.6 – Diagramme de Dalitz des trois plus gros fragments pour les collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  à 45 MeV/A et les classes A et B.

La classe A sélectionnée par l’ACP est constituée d’un gros fragment accompagné de petits fragments (sommets du triangle). La classe B, quant à elle, sélectionne les événements complémentaires, c’est-à-dire ceux associés à deux gros fragments accompagnés d’un plus petit (côtés du triangle), ou encore trois fragments de taille similaire (hauteur et centre du triangle). Cette deuxième classe semble donc encore

mélanger différents mécanismes de réaction tels que la fission ( $M_{imf} = 2$ ) ou la multifragmentation ( $M_{imf} > 2$ ).

Nous avons donc effectué une seconde ACP sur les événements de la classe B, avec les variables qui sont présentées sur le premier plan de l'ACP (figure de gauche 5.7). Notons que le lot de variables globales utilisées pour cette seconde ACP n'est pas le même que pour la première ACP. Nous avons ici voulu privilégier les variables cinématiques (forme et dissipation). La projection des événements étudiés dans ce plan est présentée sur la figure 5.7 de droite.

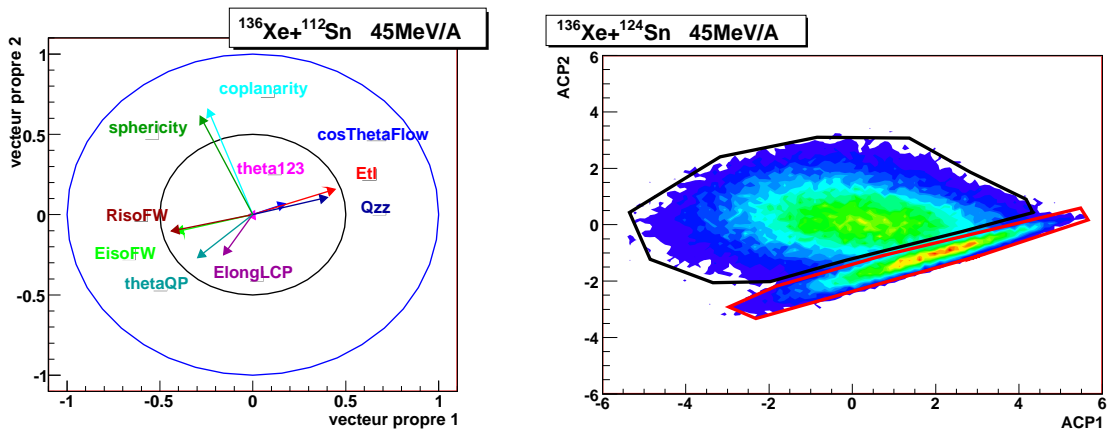


FIG. 5.7 – À gauche, projection des différentes variables de l'ACP dans le plan des deux premières composantes principales. À droite, projection des événements de l'ACP dans ce même plan. La zone en rouge correspond à la classe B1, et la zone en noir à la classe B2.

Cette deuxième ACP fait apparaître deux classes bien séparées dans le premier plan : classes B1 et B2. Nous allons maintenant présenter les caractéristiques des classes A, B1 et B2.

### 5.1.3 Caractéristiques des classes A, B1 et B2

#### Partitions

Sur la figure 5.8, nous avons représenté les caractéristiques des fragments dans les différentes classes sélectionnées par les deux ACP. En haut, nous avons représenté les diagrammes de Dalitz pour les charges des trois plus gros fragments ( $Z_{1,2,3}^{QP}$ ), et en bas la distribution en charge des fragments détectés dans les différentes classes à l'avant du centre de masse, ainsi que la distribution du plus gros fragment (courbe en rouge).

La classe A est caractérisée par un gros fragment et des fragments légers (sommets), la classe B1 est plutôt caractérisée par deux fragments similaires (côtés) et la classe B2 par trois fragments de taille similaire (centre et hauteurs).



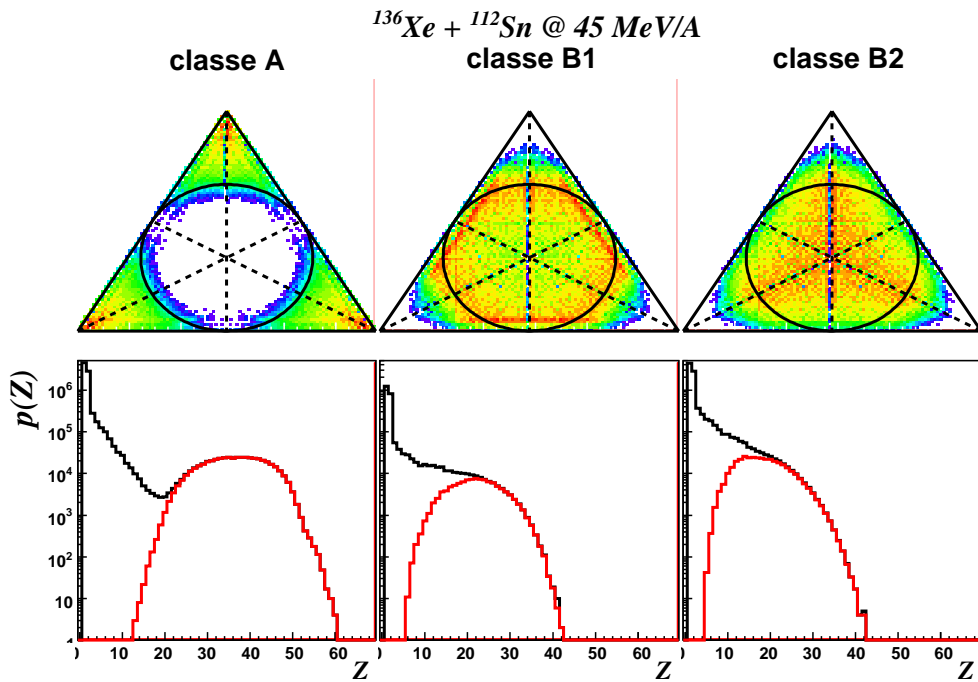


FIG. 5.8 – En haut, diagrammes de Dalitz des charges des trois plus gros fragments. En bas, distribution de charge pour les trois classes sélectionnées via l’ACP, et distribution de la charge du plus gros fragment en rouge.

Sur les distributions de charge, on observe clairement pour la classe A la présence de deux composantes, l’une complètement associée à la charge du plus gros fragment (résidu du projectile, QP) et l’autre associée à une production de particules et fragments légers (évaporation). Cette classe d’événements constitue donc la continuité en plus dissipatif de la classe résidu-évaporation associée à  $M_{IMF} = 1$ .

En ce qui concerne la classe B1, la distribution de  $Z_1^{QP}$  est centrée sur  $Z \in [20; 30]$  ce qui correspond à la fission asymétrique du projectile de xénon<sup>2</sup> avec une multiplicité d’IMF moyenne de 3 à 32 et 45 MeV/A. Enfin, la classe B2 fait apparaître une production importante d’IMF et est associée à une production multiple de fragments (une multiplicité moyenne d’IMF de 5 fragments est observée), notamment la multifragmentation.

### Corrélation $Z-v_{\parallel}$

La figure 5.9 présente les corrélations entre la charge et la vitesse parallèle au faisceau des fragments en fonction des différentes zones de paramètre d’impact et pour les trois classes (A, B1 et B2).

Les corrélations entre la charge et la vitesse parallèle au faisceau sont différentes pour les trois classes sélectionnées :

<sup>2</sup>Ce sont plutôt les côtés du triangles de Dalitz qui sont peuplés, ce qui indique une asymétrie entre les deux plus gros fragments. Ceci peut se comprendre aisément car le noyau de xénon est en dessous du point de Businaro-Gallone.

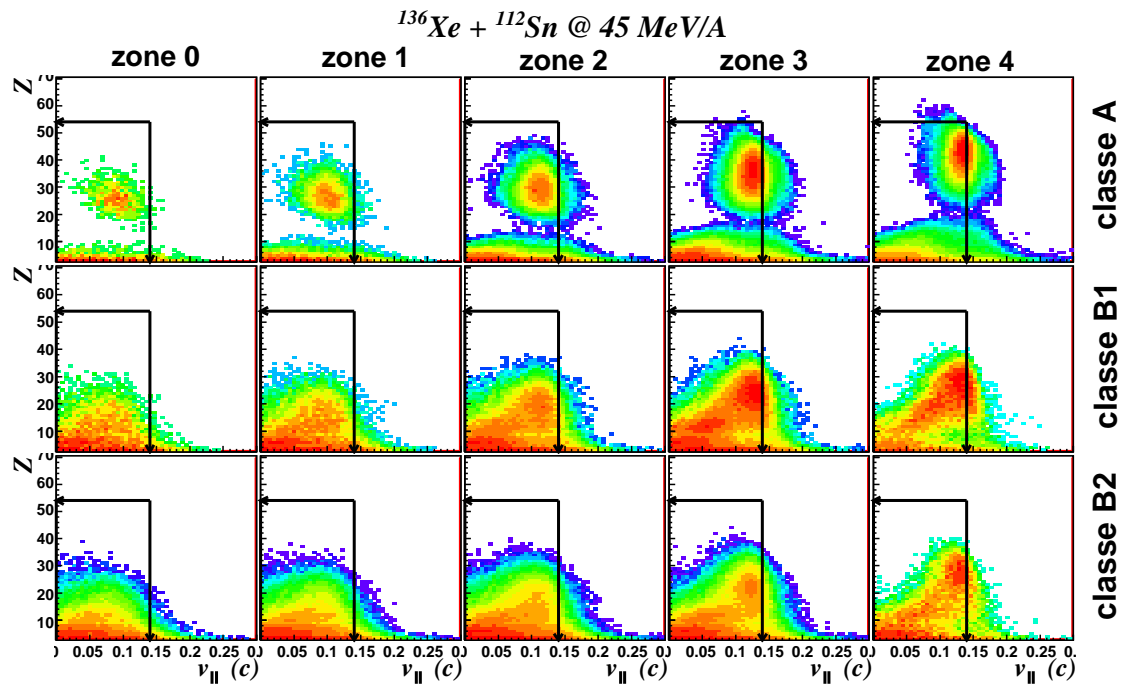


FIG. 5.9 – Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle au faisceau des fragments en fonction de la gamme de paramètre d'impact et de la classe d'événement pour les collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn} @ 45 \text{ MeV/A}$ . La première rangée correspond à la classe A, la rangée du milieu correspond à la classe B1, et la rangée du bas à la classe B2. Les flèches indiquent la vitesse et la charge du projectile en voie d'entrée.

- Classe A : les événements de cette classe sont constitués d'un fragment de charge et vitesse proche de celle du projectile pour les collisions les plus périphériques (zone 4). Plus les collisions deviennent violentes, plus ce résidu de projectile perd de la matière et est ralenti (zone 3 à 0).
- Classe B1 : les événements de cette classe sont constitués d'un fragment de vitesse proche de celle du projectile et de charge proche de la moitié de la charge du projectile. Ils possèdent également un second fragment de charge inférieure et de vitesse plus petite pour les collisions périphériques (zone 2, 3, 4).
- Classe B2 : les événements de cette classe correspondent à une dissipation plus importante qui se traduit par une plus grande dispersion des vitesses et des fragments de charges plus petites.. Contrairement à la classe B1, nous n'observons pas deux composantes dans le plan  $Z - v_{\parallel}$ , mais une variation continue des charges.

### Caractéristiques du plus gros fragment

L'évolution de la charge moyenne du plus gros fragment ( $Z_1^{QP}$ ) et du second plus gros fragment ( $Z_2^{QP}$ ) en fonction du paramètre d'impact est présentée sur la figure 5.10, pour le système  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}@45\text{MeV}/A$  et les différentes classes sélectionnées lors de l'ACP.

La valeur moyenne de  $Z_1^{QP}$  pour la classe A (en bleu sur la figure) est proche de la charge du projectile ( $Z=54$ ) pour les collisions périphériques et décroît pour les collisions les plus centrales vers une charge proche de la moitié de la charge du projectile. Pour cette même classe, la valeur moyenne de  $Z_2^{QP}$  est pratiquement stable sur tous les paramètres d'impact.

Pour les classes B1 et B2 (respectivement en rouge et en rose sur la figure), il n'apparaît pas de différence pour l'évolution de  $\langle Z_1^{QP} \rangle$  et  $\langle Z_2^{QP} \rangle$ . La valeur de  $\langle Z_1^{QP} \rangle$  est proche de la moitié de la charge du projectile pour les collisions périphériques, pour décroître vers les collisions centrales au quart de la charge du projectile. L'évolution de  $Z_2^{QP}$  est similaire.

Les événements de la classe A sont constitués d'un résidu du projectile (charge et vitesse proche du projectile), accompagné de fragments de charge inférieure à 10. Les événements de la classe B1 sont constitués d'événements où le projectile s'est cassé en deux fragments de charge différente ( $Z_1^{QP} \approx 20$  et  $Z_2^{QP} \approx 6$ ). Les événements de la classe B2, quant à eux, correspondent aux événements de multifragmentation et/ou de formation d'un col de matière. La différence entre les classes B1 et B2 réside dans le fait que la classe B2 possède un fragment supplémentaire à la classe B1, associée à un alignement de ces trois fragments.

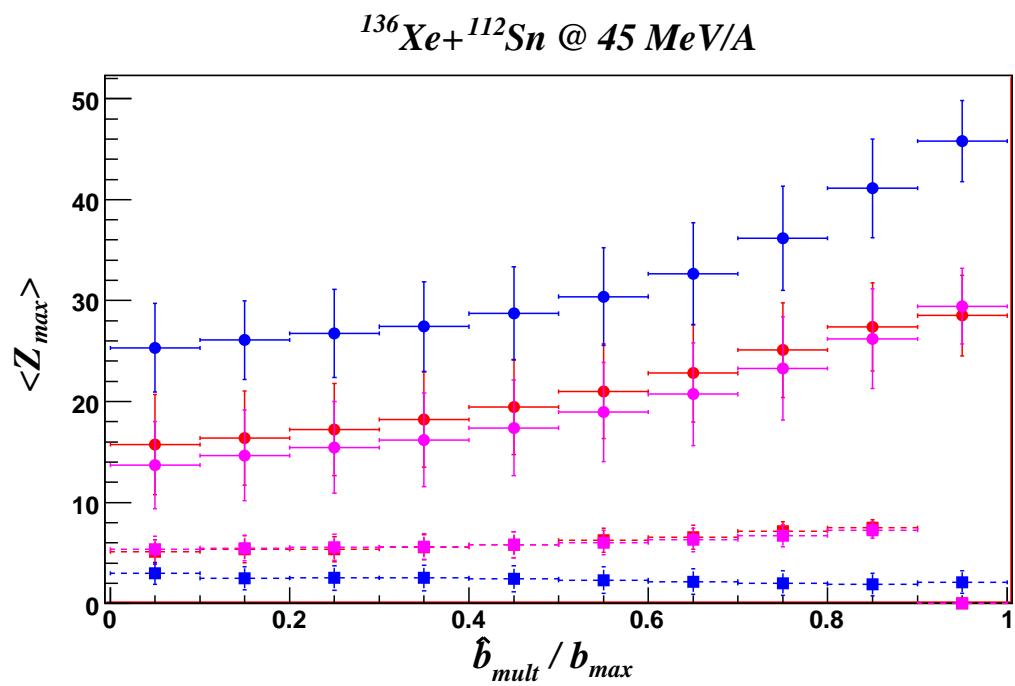


FIG. 5.10 – Évolution de la valeur moyenne du plus gros fragment ( $Z_1^{QP}$ ) et second plus gros fragment ( $Z_2^{QP}$ ) en fonction du paramètre d'impact et de la classe. En bleu, classe A, en rouge classe B1, en rose classe B2. Les ronds symbolisent l'évolution en taille du plus gros fragment, et les carrés l'évolution du second plus gros fragment.

### 5.1.4 Proportion des différentes classes

La figure 5.11 présente les proportions des différentes classes en fonction du paramètre d'impact, pour le système  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}@45\text{MeV/A}$ .

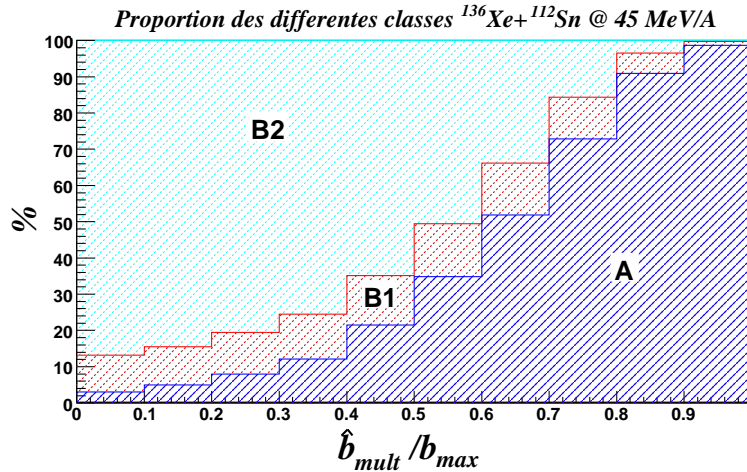


FIG. 5.11 – Proportion des différentes classes en fonction du paramètre d'impact pour les collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}@45\text{MeV/A}$ . L'histogramme hachuré continu en bleu correspond à la classe A, l'histogramme hachuré tireté en rouge correspond à la classe B1, et enfin l'histogramme en bleu clair correspond à la classe B2.

La classe A correspond à la majorité des collisions périphériques, la classe B1 est présente sur toute la gamme de paramètre d'impact, alors que la classe B2, quant à elle, est surtout présente sur la gamme de collisions centrales et semi-centrales.

Nous présentons dans les tableaux 5.3 et 5.4, les proportions des différentes classes pour les différentes collisions Xe+Sn à 32 MeV/A et 45 MeV/A.

Nous n'observons pas de différences significatives entre les différents systèmes en isospin (rangée total). On peut noter que la classe A est majoritaire pour la zone 4 (périphériques), mais persiste y compris dans les zones les plus centrales, zone 0 et 1.

Nous observons aussi une proportion plus importante d'événements dans la classe B1 (fission asymétrique) à 32 MeV/A plutôt qu'à 45 MeV/A. Ceci paraît logique puisque le transfert de moment angulaire doit être plus important dans les collisions à 32 MeV/A par rapport à celles à 45 MeV/A [Lop05]. D'ailleurs, le maximum d'événements pour cette classe correspond à la zone 2, qui est associée aux collisions semi-périphériques, là où le transfert de moment angulaire doit être maximal.

Enfin, pour les deux systèmes extrêmes en isospin, il semble apparaître que la classe B2 (multi-fragment) est plus importante pour le système riche en neutrons.

## 5.2 Propriétés des particules légères

Nous allons maintenant nous intéresser aux propriétés des particules légères produites dans ces différentes classes.

	$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$
<b>classe A</b>				
total	63.7	55.2	61.6	59.6
zone 0	15.8	9.4	22.1	17.2
zone 1	23.4	17.2	26.2	21.8
zone 2	45.3	42.4	37.	36.3
zone 3	80.2	77.1	68.2	67.
zone 4	97.8	95.6	95.	92.
<b>classe B1</b>				
total	14.	15.8	12.5	13.4
zone 0	16.5	14.9	13.1	12.6
zone 1	19.3	19.2	15.4	14.9
zone 2	21.1	21.7	16.9	17.5
zone 3	12.	13.6	13.9	15.5
zone 4	1.9	3.8	3.4	6.1
<b>classe B2</b>				
total	22.3	28.9	25.9	27.
zone 0	67.6	75.7	64.8	70.1
zone 1	57.3	63.6	58.4	63.2
zone 2	33.6	35.8	46.1	46.1
zone 3	7.7	9.3	17.9	17.4
zone 4	0.3	0.6	1.6	1.9

TAB. 5.3 – Proportion des classes pour les différentes collisions Xe+Sn à 32 MeV/A

	$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$
<b>classe A</b>			
total	59.	55.5	56.2
zone 0	8.8	4.6	4.2
zone 1	17.8	10.5	10.
zone 2	42.1	26.3	25.3
zone 3	75.4	63.8	59.7
zone 4	94.4	92.	89.7
<b>classe B1</b>			
total	12.6	10.9	11.3
zone 0	10.9	10.4	8.9
zone 1	12.8	12.	11.1
zone 2	15.5	13.9	14.3
zone 3	12.9	12.7	14.
zone 4	4.9	5.	6.7
<b>classe B2</b>			
total	28.4	33.6	32.4
zone 0	80.3	85.	87.
zone 1	69.3	77.4	78.9
zone 2	42.4	59.7	60.3
zone 3	11.6	23.4	26.2
zone 4	0.6	3.	3.5

TAB. 5.4 – Proportion des classes pour les différentes collisions Xe+Sn à 45 MeV/A

La figure 5.12 présente la multiplicité de particules légères ( $Z = 1, 2, 3$ ) à l'avant du centre de masse en fonction du paramètre d'impact pour les différents systèmes  $Xe + Sn@32MeV/A$  et les trois classes.

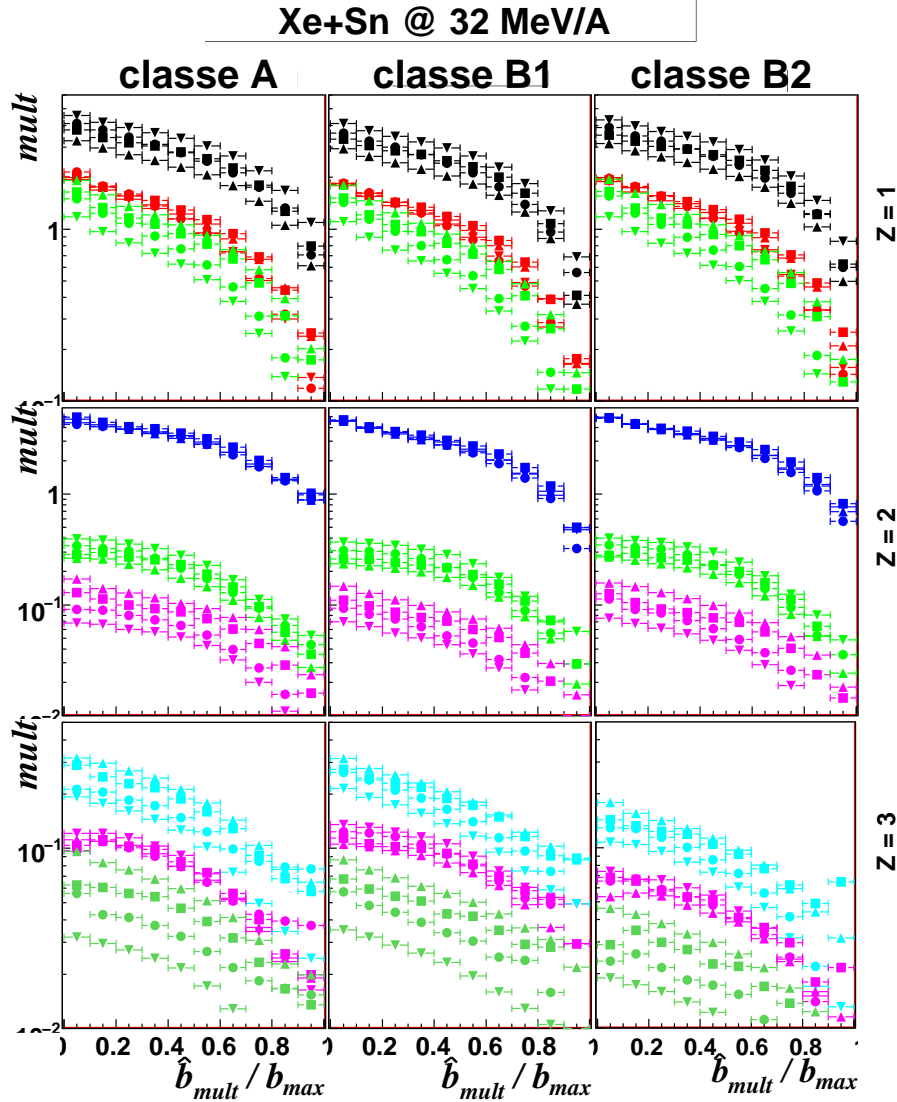


FIG. 5.12 – Multiplicité moyenne ( $mult$ ) des isotopes légers ( $Z=1,2,3$ ) à l'avant du centre de masse en fonction du paramètre d'impact  $\hat{b}_{mult}/b_{max}$  et du mécanisme (classe). La première colonne correspond à la classe A, la colonne du milieu correspond à la classe B1 et la troisième à la classe B2. La première rangée présente les multiplicités des isotopes de l'hydrogène ( $Z=1$ ), la seconde rangée présente celles des isotopes de l'hélium ( $Z=2$ ), et la troisième rangée présente les multiplicités des isotopes du lithium ( $Z=3$ ). Les triangles vers le haut symbolisent le système  $^{136}Xe + ^{124}Sn$ , les carrés  $^{136}Xe + ^{112}Sn$ , les ronds  $^{124}Xe + ^{124}Sn$  et les triangles pointant vers le bas  $^{124}Xe + ^{112}Sn$ . En noir les isotopes de masse  $A=1$ , en rouge  $A=2$ , vert clair  $A=3$ , bleu  $A=4$ , rouge  $A=6$ , bleu clair  $A=7$ , et vert foncé  $A=9$ .



Il apparait trois groupes de particules légères sur cette figure :

- *protons* (en noir sur la première rangée),  ${}^3\text{He}$  (en vert sur la seconde rangée),  ${}^6\text{Li}$  (rose sur la troisième rangée). La multiplicité de ces particules est différente pour les différents systèmes en isospin. Les valeurs les plus grandes de ces multiplicités correspondent au système  ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$  (p-p), les plus petites valeurs correspondent au système  ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$  (n-n), alors que pour les systèmes mixtes (n-p et p-n) la préférence va à l'isospin du projectile. Ce groupe correspond à des particules qui sont toutes riches en protons.
- *tritons* (en vert sur la première rangée),  ${}^6\text{He}$  (en rose sur la seconde rangée),  ${}^7\text{Li}$  et  ${}^9\text{Li}$  (en bleu clair et vert sur la troisième rangée), sont, eux aussi, sensibles aux différents systèmes en isospin. Les valeurs les plus grandes de ces multiplicités correspondent au système  ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$  (n-n), les plus petites valeurs correspondant au système  ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$  (p-p), alors que pour les systèmes mixtes la préférence va à l'isospin du projectile. Ce groupe correspond à des particules riches en neutrons.
- *deutons* (en rouge sur la première rangée) et  ${}^4\text{He}$  (en bleu sur la seconde rangée). La multiplicité de ces particules est insensible à l'isospin des différents systèmes. Ce groupe correspond ainsi à des particules "neutres" vis-à-vis de l'isospin de la voie d'entrée.

Si l'on se place dans un scénario d'évaporation de ces particules (désexcitation secondaire), les deutons et les  $\alpha$  sont alors émis de manière équivalente par des noyaux riches en protons ou en neutrons ; ils ne contribuent qu'à évacuer l'énergie d'excitation et le spin. Les autres particules légères, quant à elles, sont sensibles à l'isospin du noyau source et contribuent donc à l'évacuation de l'énergie ainsi qu'à l'équilibration en isospin vers la vallée de stabilité  $\beta$ .

Enfin, nous n'observons pas de différence notable sur les multiplicités de particules en fonction de la classe sélectionnée via l'ACP. Ceci peut être dû à notre tri en paramètre d'impact qui est ici basé sur la multiplicité.

### 5.2.1 Diffusion d'isospin pour les particules légères

Nous avons représenté sur les figures 5.13 (classe A), 5.14 (classe B1) et 5.15 (classe B2) les rapports de particules riches en neutrons sur les particules riches en protons normalisés aux systèmes extrêmes (via l'équation 4.14) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau pour les collisions Xe+Sn à 32 MeV/A.

On observe qu'il n'y a très peu de dépendance de ces rapports en fonction du paramètre d'impact. En ce qui concerne le rapport  ${}^3\text{He}/\text{triton}$  (rangée du milieu), on observe une variation du rapport en fonction de la vitesse parallèle avec un croisement pour les systèmes mixtes autour de  $v_{\parallel} = 0$ , cet effet est partiellement observé pour le rapport  ${}^6\text{He}/{}^6\text{Li}$ . Par contre, le rapport proton/triton semble être invariant de la vitesse parallèle ; ceci peut être dû au mode différent de production

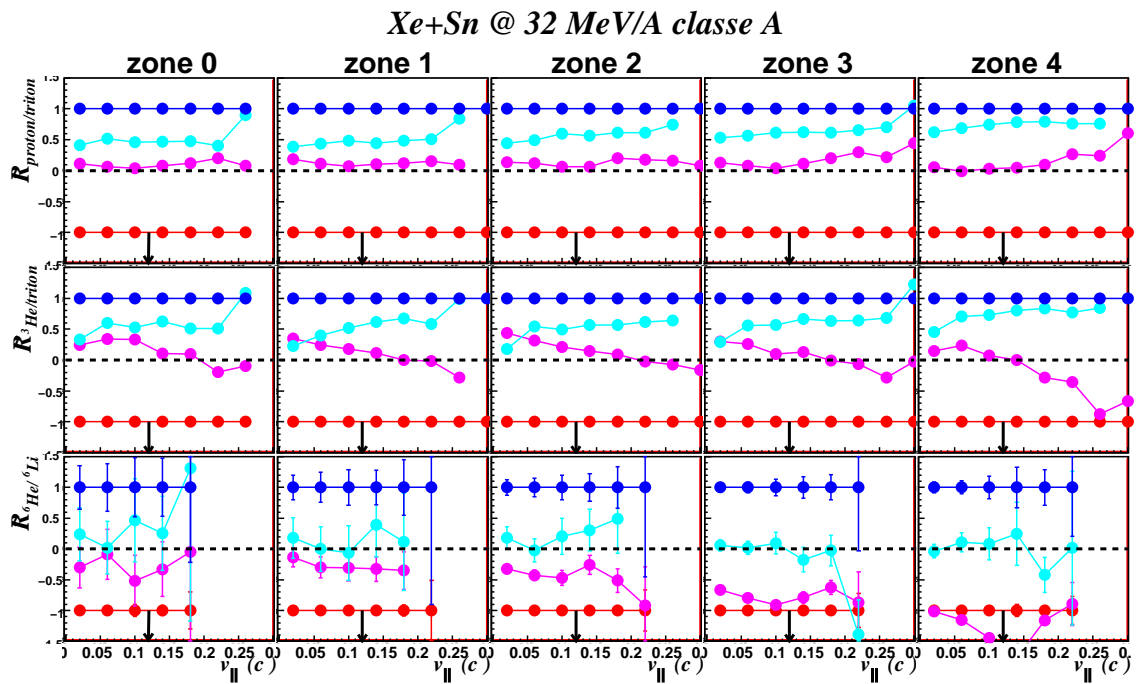


FIG. 5.13 – Rapport normalisé du nombre de particules proton-rich sur neutron-rich en fonction de la vitesse parallèle au faisceau et en fonction de la zone de paramètre d'impact pour la classe A. La première rangée correspond aux rapports *proton/triton*, la seconde rangée  $^3\text{He}/\text{triton}$ , la troisième rangée  $^6\text{He}/^6\text{Li}$ . En rouge  $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ , en rose  $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ , en bleu clair  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  et en bleu  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ . Les flèches indiquent la vitesse moyenne du projectile.

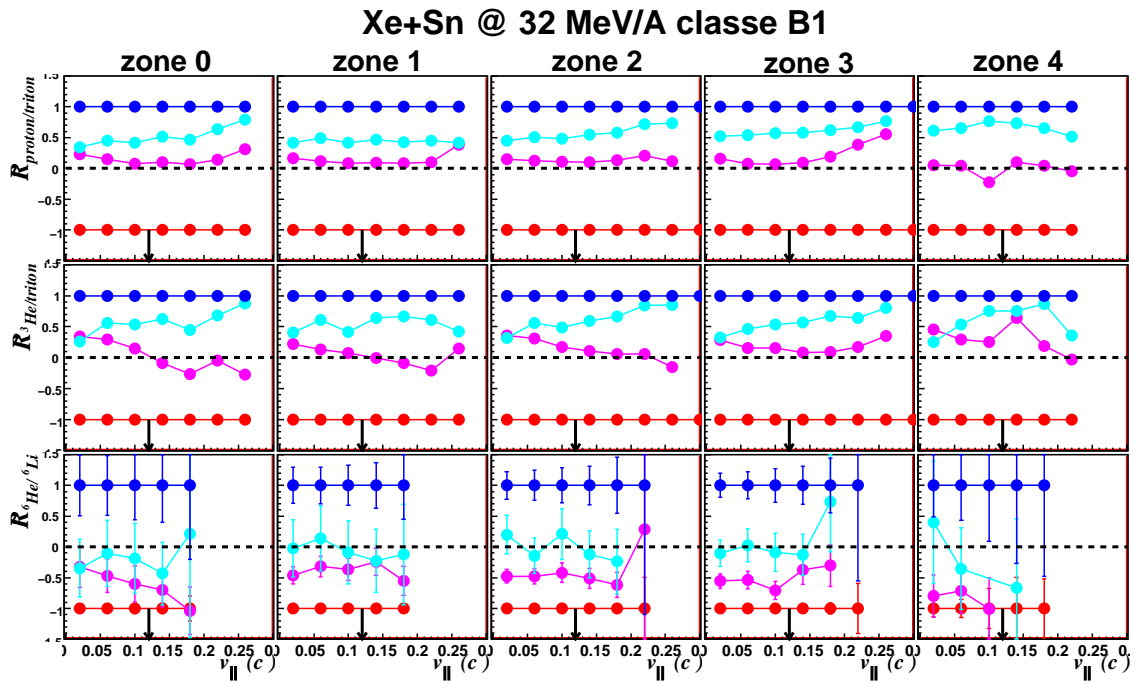


FIG. 5.14 – Rapport normalisé du nombre de particules proton-rich sur neutron-rich en fonction de la vitesse parallèle au faisceau et en fonction de la zone de paramètre d'impact pour la classe B1. La première rangée correspond aux rapports *proton/triton*, la seconde rangée  ${}^3\text{He}/\text{triton}$ , la troisième rangée  ${}^6\text{He}/{}^6\text{Li}$ . En rouge  ${}^{124}\text{Xe}+{}^{112}\text{Sn}$ , en rose  ${}^{124}\text{Xe}+{}^{124}\text{Sn}$ , en bleu clair  ${}^{136}\text{Xe}+{}^{112}\text{Sn}$  et en bleu  ${}^{136}\text{Xe}+{}^{124}\text{Sn}$ . Les flèches indiquent la vitesse moyenne du projectile.

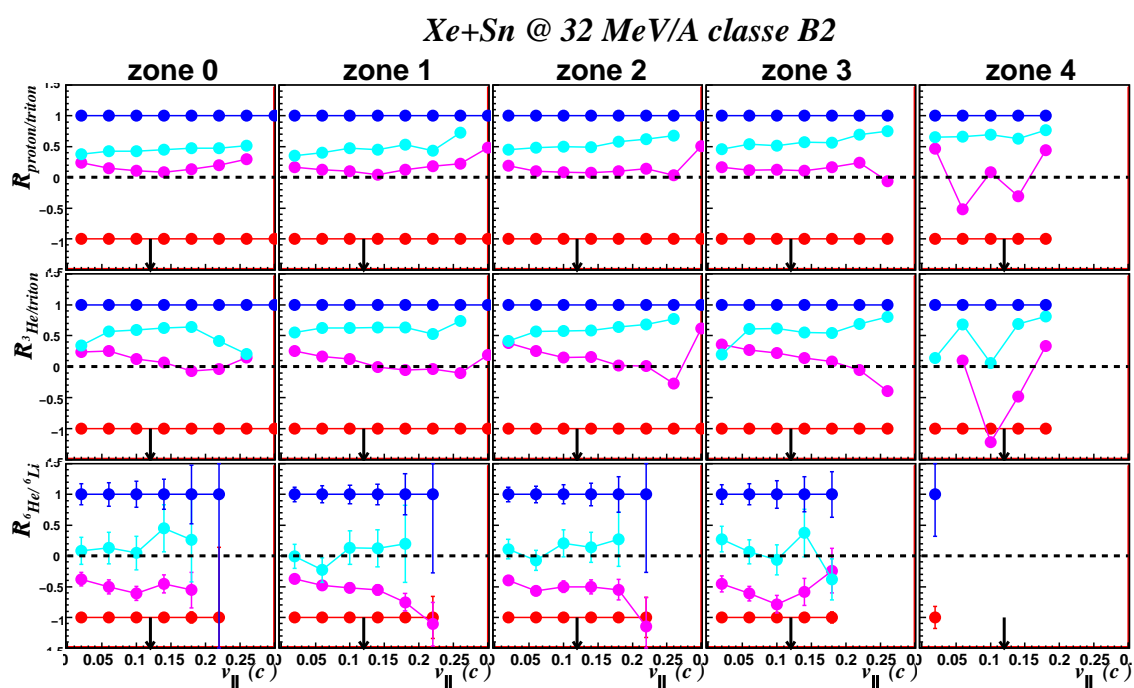


FIG. 5.15 – Rapport normalisé du nombre de particules proton-rich sur neutron-rich en fonction de la vitesse parallèle au faisceau et en fonction de la zone de paramètre d'impact pour la classe B2. La première rangée correspond aux rapports *proton/triton*, la seconde rangée  $^3\text{He}/\text{triton}$ , la troisième rangée  $^6\text{He}/^6\text{Li}$ . En rouge  $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ , en rose  $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ , en bleu clair  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  et en bleu  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ . Les flèches indiquent la vitesse moyenne du projectile.

des protons qui peuvent provenir aussi bien d'une désexcitation que d'un processus de prééquilibre (collisions nucléon-nucléon).

Les trois classes ne montrent pas de différence sur cette observable ; les caractéristiques chimiques des particules légères semblent être décorréliées du mode de production des fragments. Cette situation perdure à 45 MeV/A.

### 5.2.2 Isoscaling

Pour conclure l'étude concernant les particules légères et l'influence de l'isospin de la voie d'entrée, nous allons maintenant regarder le signal d'isoscaling entre les deux systèmes extrêmes en isospin, à savoir  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn} / ^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ .

La figure 5.16 présente le rapport  $R_{21}$  (isoscaling, cf eq. 2.7) pour les événements de la classe A et pour les différentes zones de paramètre d'impact. Les valeurs du paramètre  $\alpha$  sont indiquées sur la rangée du bas en fonction de la charge  $Z$  des isotopes.

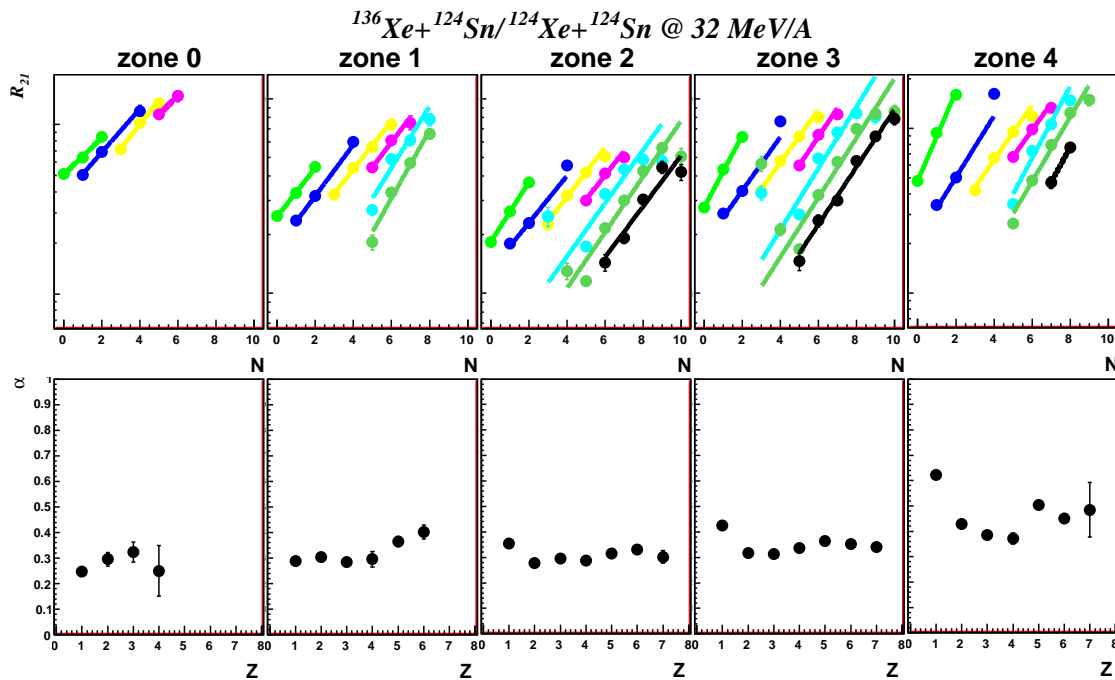


FIG. 5.16 – En haut : rapport du nombre d'isotopes mesurés lors des collisions  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  à 32 MeV/A pour les différentes zones de paramètre d'impact de la classe A. En bas : valeur du paramètre  $\alpha$  obtenue par ajustement en fonction de la charge des isotopes.

Nous observons l'isoscaling dans cette classe, ce qui correspond à une valeur de  $\alpha$  (quasi) constante en fonction du  $Z$ . Par contre, une variation de  $\alpha$  en fonction du paramètre d'impact est présente.

La figure 5.17 résume les valeurs de  $\alpha$  mesurées avec le rapport des systèmes extrêmes en isospin à 32 et 45 MeV/A en fonction du paramètre d'impact et pour

les trois classes.

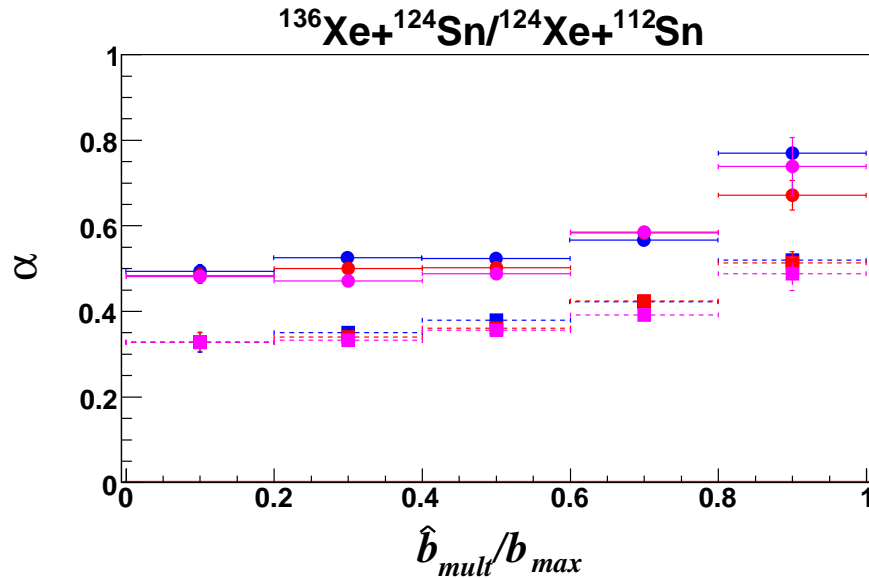


FIG. 5.17 – Évolution du paramètre  $\alpha$  de l'isoscaling en fonction du paramètre d'impact pour les systèmes  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn} / ^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  à 32 MeV/A (rond et ligne continue) et 45 MeV/A (carré et ligne tiretée). La classe A est en bleu, B1 en rouge et B2 en rose.

Le paramètre  $\alpha$  décroît en fonction de la centralité de la collision aussi bien à 32 qu'à 45 MeV/A, et pour un même paramètre d'impact, nous observons une valeur de  $\alpha$  plus faible à 45 qu'à 32 MeV/A. Ceci est en accord avec l'observation de l'isoscaling sur le modèle de gaz sur réseau (cf 2.5.2), puisque la violence de la collision est associée à une augmentation de la température et/ou une diminution de la densité, et donc aussi à une diminution de  $\alpha$  [Ono04]. Des mesures expérimentales de  $\alpha$  obtenues pour d'autres systèmes et énergies montrent le même comportement [Tsa01, Lef05, She07].

Comme pour la diffusion d'isospin mesurée à l'aide des particules légères, le paramètre  $\alpha$  est insensible aux différents mécanismes de production des fragments.

### 5.3 Perspectives

Nous avons vu que l'information apportée par les particules légères permet de mettre en évidence des évolutions de  $\alpha$  en fonction du paramètre d'impact et de l'énergie, bien qu'il ne semble pas y avoir d'influence du mécanisme de réaction sur l'isoscaling. Or, il est admis que les différentes classes de mécanismes sélectionnées précédemment conduisent à des systèmes de densité et température différentes [Lac04, Vie06]. Cette contradiction pourrait être levée si nous disposions d'une mesure de la masse des fragments de charge supérieure à 8. En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 que le plus gros fragment apporte une information essentielle sur

l'évolution de l'énergie de symétrie en fonction de la densité et/ou température. Il semble donc important d'effectuer ce type d'analyse sur l'ensemble des fragments détectés et notamment  $Z_1^{QP}$ .

Pour aller dans ce sens, nous présentons ici des résultats préliminaires concernant l'identification en masse des fragments lourds dans *INDRA* à l'aide d'une nouvelle méthode d'identification mise au point dans les matrices Si-CsI [Lop09].

### 5.3.1 Identification en masse

Les figures 5.18 et 5.19 présentent la carte des noyaux produits dans les différentes collisions  $Xe+Sn$  à 32 et 45 MeV/A. Les lignes noires indiquent la vallée de stabilité  $\beta$ , la courbe verte représente l'Evaporation Attractor Line et la courbe rose l'Early Attractor Line [Cha98]. Ces deux lignes représentent le contenu en isospin des résidus de projectile (QP) produits dans les collisions entre ions lourds auour de l'énergie de Fermi.

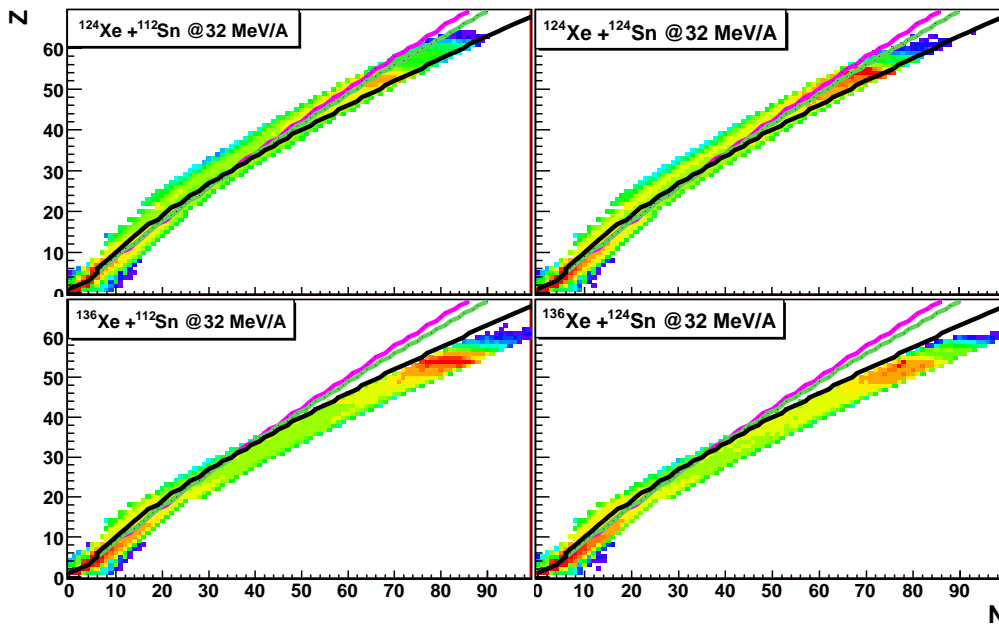


FIG. 5.18 – Carte des noyaux détectés pour les différents systèmes  $Xe+Sn$  à 32 MeV/A. Les lignes noires représentent la vallée de stabilité  $\beta$ , les lignes roses et vertes EAL [Cha98].

Sur ces deux figures, nous pouvons observer que les systèmes riches en proton ( $^{124}Xe$ ) produisent des fragments dont le  $N/Z$  est compatible avec l'EAL, c'est-à-dire des fragments riche en protons (au-dessus de la vallée de stabilité  $\beta$ ). Pour les systèmes riches en neutrons ( $^{136}Xe$ ), les fragments lourds semblent conserver le  $N/Z$  du système initial et se situent en-dessous de la vallée de stabilité  $\beta$ .

Il sera intéressant de regarder l'évolution de ces cartes en fonction des différents mécanismes sélectionnés précédemment, afin de tester si l'observation faite sur les

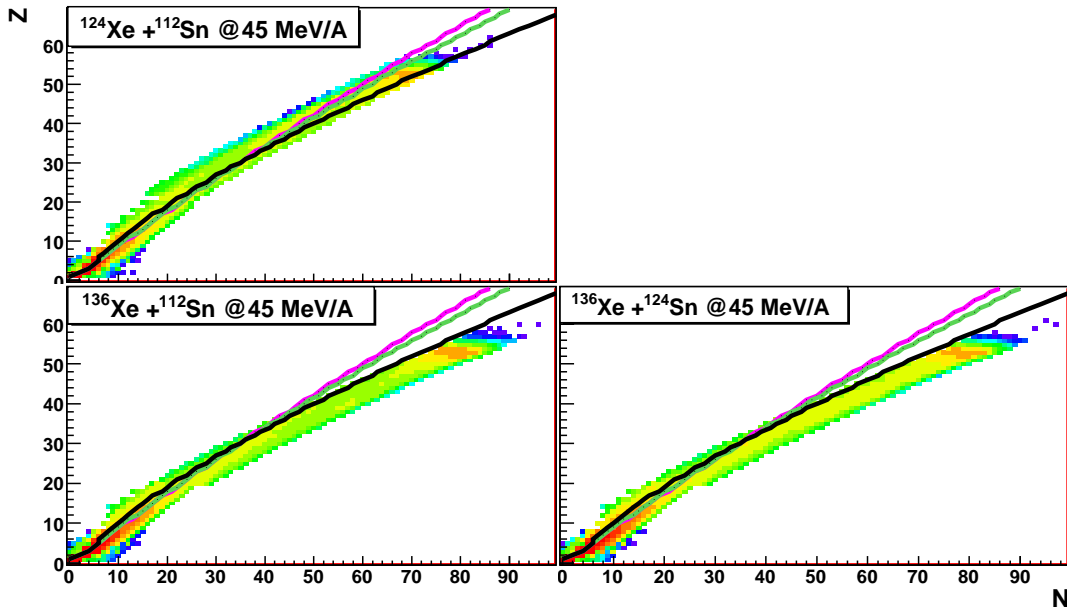


FIG. 5.19 – Carte des noyaux détectés pour les différents systèmes  $Xe+Sn$  à 45 MeV/A. Les lignes noires représentent la vallée de stabilité  $\beta$ , les lignes roses et vertes EAL [Cha98].

particules légères (indépendance du mécanisme sur le contenu en isospin) est confirmée pour les fragments plus lourds ( $Z > 8$ ).

### 5.3.2 Mesure de l'isospin dans l'espace des vitesses

De même que nous avons étudié la manière dont l'isospin était reparti dans l'espace des vitesses pour les particules légères, nous pourrions, grâce à cette nouvelle identification, continuer cette étude sur l'ensemble des fragments. Comme le montre la figure 5.20, le rapport  $N/Z$  du plus gros fragment en fonction de la vitesse parallèle au faisceau et de la charge pour les différentes zones de paramètres d'impact et les trois classes du système  $^{136}Xe + ^{112}Sn$  à 45 MeV/A.

Nous voyons que le  $N/Z$  du plus gros fragment est très différent suivant la classe d'événements regardée, ainsi que suivant la vitesse et la charge de ce fragment. L'information véhiculée semble riche, et conforte les programmes de R&D menés actuellement pour développer des systèmes de détection permettant la mesure des masses des fragments dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi comme le projet *FAZIA* [FAZ09] par exemple.



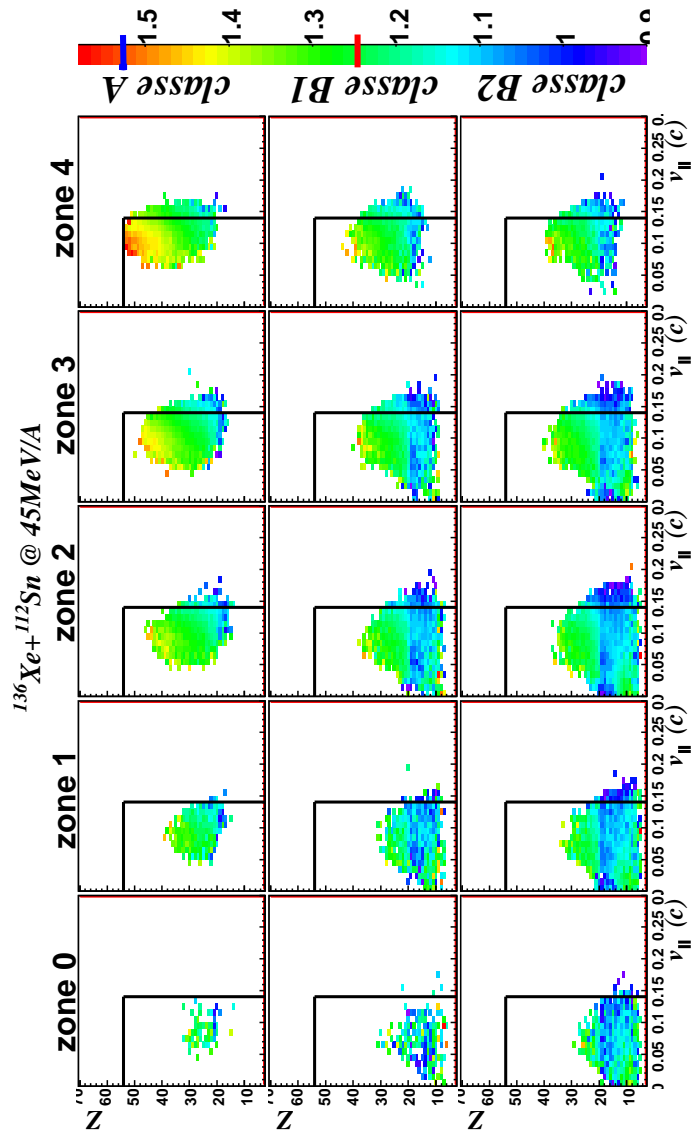


FIG. 5.20 – Rapport N/Z du plus gros fragment en fonction de la charge et la vitesse parallèle au faisceau, pour les différentes zones de paramètre d'impact et les différentes classes sélectionnées par l'ACP. Les lignes noires indiquent la charge et la vitesse du projectile. La palette de couleur à droite indique la valeur N/Z des fragments, la ligne bleue montre ce rapport pour le projectile et la rouge pour la cible.

# Conclusion



# Chapitre 6

## Conclusion

Nous avons étudié au cours de ces cinq chapitres les liens entre les propriétés statistiques et dynamiques de la production de fragments dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi. Cette étude s'est faite sur deux plans. L'un théorique est basé sur la caractérisation d'un système classique de neutrons et protons subissant une interaction dépendante de l'isospin ainsi que de coulomb. L'autre expérimental est basé sur les données exclusives récoltées à l'aide du multidétecteur *INDRA* sur des systèmes symétriques de 12 à 100 MeV/A.

### Étude théorique

Nous avons implémenté un modèle de gaz sur réseau dans le cadre de l'ensemble canonique-isobare avec une interaction de type isovectoriel (isospin) et coulombienne. Ce modèle est certes schématique mais sa résolution numérique est exacte. D'autre part, il possède toutes les propriétés nécessaires à l'étude des transitions de phases. Il est connu que toute transition de phases correspond à une classe d'universalité (classe Ising, XY, Heisenberg . . .) ; nos résultats sont donc valables pour un système fini subissant une interaction telle que décrite ici, au-delà du cas nucléaire.

Nous avons observé qu'un tel système présente un diagramme de phase riche, comportant en plus des phases liquide-gaz la présence d'une phase associée à un phénomène de fission symétrique (cf fig 2.10).

Nous avons paramétré l'énergétique du système à température finie à l'aide d'une fonctionnelle de type champ moyen, et nous avons montré que la dépendance en température des différents termes de l'énergie pouvait se réduire à une fonctionnelle de la densité, y compris dans la zone de transition liquide-gaz.

Le terme d'énergie de symétrie de la fonctionnelle a pu être relié au contenu isotopique du plus gros fragment via une analyse de type Isoscaling.

## Analyses des données expérimentales

Nous avons utilisé les données incluant le degré de liberté d'isospin dans la voie d'entrée afin de caractériser le mode de production des fragments et particules.

### Systématique du pouvoir d'arrêt

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire. Pour cela, nous avons sélectionné les collisions centrales les plus violentes grâce à l'estimateur du paramètre d'impact basé sur la multiplicité totale. Pour cette sélection, nous avons présenté une systématique de l'évolution du pouvoir d'arrêt pour les systèmes symétriques en fonction de la masse totale du système et de l'énergie incidente.

Deux régimes de stopping ont été observés : le premier à basse énergie ( $E_{inc} < 40 \text{ MeV}/A$ ) associé à un pouvoir d'arrêt dépendant fortement de l'énergie incidente, passant d'un stopping complet à 15 MeV/A à un stopping de l'ordre de 55% pour la variable  $E_{iso}$ ; le second à haute énergie ( $E_{inc} > 40 \text{ MeV}/A$ ) dans lequel le pouvoir d'arrêt n'évolue plus en fonction de l'énergie de bombardement, et dans lequel la différence observée sur le stopping des différents systèmes s'expliquent par la quantité de matière traversée (loi d'échelle en fonction  $A_{proj}^{1/3} + A_{targ}^{1/3}$ ).

D'autre part, les études faites à l'aide des systèmes différents en isospin  $Xe + Sn$  n'ont pas montré d'évolution significative du stopping en fonction de l'isospin de la voie d'entrée. Une analyse plus complète du contenu en isospin des particules légères a montré que le stopping incomplet à 32 et 45 MeV/A était associé à une équilibration incomplète de l'isospin des particules.

### Propriétés statistiques et dynamiques des fragments et particules

Nous avons pu sélectionner les différents mécanismes de réaction pour les collisions étudiées à 32 et 45 MeV/A. Nous avons mis en évidence à l'aide d'une analyse en composantes principales trois classes d'événements associées respectivement à un mécanisme de résidu-évaporation, un mécanisme de fission (asymétrique) et un mécanisme de production multiple de fragments dans lequel est contenu la multi-fragmentation ainsi que l'émission au col.

L'analyse des caractéristiques isotopiques des particules légères n'a montré aucune dépendance vis-à-vis des mécanismes de réaction. Celles-ci sont émises de façon indépendante des caractéristiques des sources d'émission. Néanmoins, nous avons observé le signal d'isoscailing sur les particules légères ainsi que la dépendance du paramètre  $\alpha$  en fonction du paramètre d'impact. Ceci confirme ce qui a été observé dans d'autres travaux.

Nous avons enfin montré que la mesure des caractéristiques associées aux fragments ( $Z > 8$ ), est indispensable si l'on veut étudier les propriétés dynamiques (mécanisme) et statistiques (équilibration en isospin) dans les collisions d'ions lourds

autour de l'énergie de Fermi. Ceci nous amène donc à la nécessité d'une mesure des masses pour tous les fragments, notamment le plus gros fragment. En effet, nous avons vu dans la partie théorique que celui-ci porte les informations sur les caractéristiques des transitions de phases et la dépendance en densité de l'énergie de symétrie de la matière nucléaire.

Il est donc indispensable de développer des systèmes de détection qui soient capables de répondre à ces critères : mesures exclusives sur  $4\pi$ , mesures de la charge et de la masse ainsi qu'une bonne résolution en énergie et en angle.

D'autre part, l'avènement de faisceaux radioactifs va permettre également d'explorer de manière plus complète l'influence du degré de liberté d'isospin sur les propriétés de la matière nucléaire à travers son équation d'état de part la production de noyaux dont le rapport  $N/Z$  s'éloigne fortement de celui des noyaux stables (matière nucléaire asymétrique).



# Bibliographie

- [Ago99] M. D'agostino, et al. , *Thermodynamical features of multifragmentation in peripheral Au + Au Collisions at 35 A.MeV*, Nucl. Phys. A**650** (1999) 329.
- [Ago02] M. D'agostino, et al. , *Critical behaviors in central and peripheral collisions : a comparative analysis*, Nucl. Phys. A**724** (2003) 455.
- [And06] A. Andronic, J. Lukasik, W. Reisdorf, W. Trautmann. *Systematics of stopping and flow in Au+Au collisions*, Eur. Phys. J. A **30**, 31-46 (2006).
- [Aum08] T. Aumann, *Collective excitations and neutron skins of exotic nuclei and the density dependence of the symmetry energy*, ASY-EOS Workshop on Nuclear Symmetry Energy at Medium Energies Catania 29-30 May 2008.
- [Bar05] V. Baran, et al., *Isospin transport at Fermi energies*, PRC **72**, 064620 (2005).
- [Bau88] W. Bauer. *Nuclear Stopping at Intermediate Beam Energies*, PRL **61**, 222534, (1988).
- [Bel00] N. Bellaïze, *Fragmentation dans les collisions cantrales du système Ni+Au de 32 à 90 A MeV*, Thèse de l'Université de Caen (2000).
- [Bel02] N. Bellaïze, et al., *Multifragmentation process for different mass asymmetry in the entrance channel around the Fermi energy*, Nucl. Phys. A**709** (2002) 367.
- [Ber83] Bertsch G., Siemens P.J.. *Nuclear Fragmentation*, Physics Letter **126B**, 9 (1983).
- [Bet36] H. A. Bethe et R. F. Bacher, *Nuclear Physics A. Stationary States of Nuclei*, Rev. Mod. Phys. **8**, 82 (1936).
- [Biz93] G. Bizard, et al., *From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei*, Phys. Letter **B302** (1993) 162.



- [Boc00] F. Bocage et al., *Dynamical effects in nuclear collisions in the Fermi energy range : aligned breakup of heavy projectiles* Nuclear Physics A676, 391 (2000).
- [Bon95] J.P. Bondorf, et al., *Statistical multifragmentation of nuclei*, Phys. Rep. 257 (1995) 133.
- [Bou89] R. Bougault, et al., , Nucl. Phys. A488 (1989) 255c.
- [Bou09] R. Bougault, M. Kaptoul : *communication personnelle*.
- [Bon09] E. Bonnet, et al. (INDRA collaboration), *Bimodal Behavior of the Heaviest Fragment Distribution in Projectile Fragmentation* Phys. Rev. Lett. **103**, 072701 (2009).
- [Bor96] Borderie B., et al., *Kinematical properties and composition of vaporizing sources : is thermodynamical equilibrium achieved?* Phys. Lett. B388, 224 (1996).
- [Bor08] Borderie B., Rivet M.F., *Nuclear multifragmentation and phase transition for hot nuclei*, Progree in Particle and Nuclear Physics **61** (2008) 551.
- [Bot95] A.S. Botvina, et al., *Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions*, Nucl. Phys. A584 (1995) 737.
- [Bot02] A.S. Botvina, O.V. Lozhkin and W. Trautmann, *Isoscaling in light-ion induced reactions and its statistical interpretation*. Phys. Rev. C**65**, 044610 (2002).
- [Car98] Carmona J.M., Richert J., Tarancon A. *A model for nuclear matter fragmentation : phase diagram and cluster distribution* Nucl. Phys. A **643**, 115 (1998).
- [Cha98] R.J. Charity, *N-Z distributions of secondary fragments and the evaporation attractor line*, Phys. Rev. C**58**, 1073 (1998).
- [Cha09] G. Chaudhuri, S. Das Gupta et F. Gulminelli, *Bimodality and Coulomb effects with a canonical thermodynamic model*, Nucl. Phys. A**815** (2009) 89.
- [Che05] L.W. Chen, C.M. Ko and B.A. Li, *Determination of the stiffness of the Nuclear Symmetry Energy from Isospin Diffusion* Phys. Rev. Lett.**94**, 032701 (2005).
- [Cho01] Ph. Chomaz, F. Gulminelli and V. Duflot, *Topology of event distributions as a generalized definition of phase transitions in finite systems* Phys. Rev. E

- 64**, 046114 (2001).
- [Cho05] Ph. Chomaz, F. Gulminelli and O. Juillet, *Generalized Gibbs ensembles for time-dependent processes* Annals of Physics 320 (2005) 135-163.
- [Col03] J. Colin, et al., *Dynamical effects in multifragmentation at intermediate energies*, Phys. Rev. C**67**, 064603 (2003).
- [Col05] M. Colonna and F. Matera, *Isospin fluctuations in spinodal decomposition*. Phys. Rev. C**71**, 064605 (2005).
- [Cop90] N. Copinet, *Multidétecteur 4pi INDRA. Simulation de la géométrie et étude des détecteurs au Silicium*, Thèse de l'Université de Caen (1990).
- [Cvi02] Predrag Cvitanović, Roberto Artuso, Per Dahlqvist, Ronnie Mainteri, Gregor Tanner, Gábor Vattay, Niall Whelan, Andreas Wirzba *Classical and Quantum Chaos*, Chapter 20 (2002).
- [Dan07] P. Danielewicz et J. Lee, *Symmetry Energy as a Function of Density and Mass*, arXiv :0708.2830.
- [Dan09] P. Danielewicz, Brent Barker and Lijun Shi, *From Stopping to Viscosity in Nuclear Reactions* arXiv :0903.2560v1.
- [Das05] C.B. Das et al., *The thermodynamic model for nuclear multifragmentation*, Physics Reports **406** (2005) 1-47.
- [Dor07] C. Dorso, *Isoscaling : dynamics and probability*, International Workshop on Multifragmentation and Related Topics Caen France, 4-7 Novembre (2007).
- [Duf99] V. Dufflot-Flandrois, *Signaux de transitions de phases des systèmes finis*, Thèse de l'Université de Caen (1999).
- [Dur01] D. Durand, E. Suraud, B. Tamain; *Nuclear dynamics in the nucleonic regime* Editors R R Betts and W Greiner, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia (2001).
- [Eco95] P. Ecomard, *Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4pi INDRA*, Thèse de l'Université de Caen (1995).
- [Esc05] C. Escano-Rodriguez et al., INDRA et ALADIN collaboration *A study of nuclear stopping in central symmetric nuclear collisions at intermediate energies*, arXiv :nucl-ex/0503007 v1 (2005).

- [Iso04] Ison M.J., Dorso C.O. *Role of Coulomb interaction in fragmentation* PRC**69**, 027001 (2004).
- [FAZ09] Site web FAZIA : <http://fazia.in2p3.fr>.
- [Fra01] J.D. Frankland et al., *Multifragmentation of a very heavy nuclear system : Selection of single-source events* Nuclear Physisc A**689** (2001) 905.
- [Gul03a] F. Gulminelli et al. *Transient backbending behavior in the IMF* PRE **68**, 026119 (2003).
- [Gul03b] Gulminelli F., Chomaz Ph., Raduta Al.H; and Raduta Ad.R. *Influence of the Coulomb Interaction on the liquid-gas phase transition and nuclear Multifragmentation* PRL **91** 202701 (2003).
- [Hil63] T. L. Hill, *Thermodynamics of small systems*, Benjamin, New York (1963).
- [Hor01] C. J. Horowitz, et al., *Parity violating measurements of neutron densities*, Phys. Rev. C **63**, 025501 (2001).
- [Jak82] B. Jakobsson et al., Zeit. Phys. A**307**, 283 (1982).
- [Jam06] F. James, *Statistical methods in experimental physics*, World Scientific Publishing (2006).
- [Kox84] S. Kox, et al., *Direct measurements of heavy-ion total reaction cross sections at 30 and 83 MeV/nucleon*, Nucl. Phys. A**420** (1984) 162.
- [Kno90] G. Knoll, *Radiation detection and measurement*, Ed. Wiley, 2<sup>nd</sup> Edition (1990).
- [Lac07] R.A. Lacey et al., *Has the QCD Critical Point Been Signaled by Observations at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider?*, Phys. Rev. Letter **98**, 092301 (2007).
- [Lac04] D. Lacroix, A. Van Lauwe et D. Durand, *Event generator for nuclear collisions at intermediate energies* PRC **69**, 054604 (2004).
- [Lag95] J. de Lagarde, *Initiation à l'analyse des données*, Dunod (1995).
- [Lee96] K.C. Lee, *Zeros of the partition function for a continuum system at first-order transitions* Phys. Rev. E **53**, 6558 (1996).

- [Lef05] A. Le Fèvre and INDRA-ALADIN, *Isotopic Scaling and the Symmetry Energy in Spectator Fragmentation* Phys. Rev. Lett. **94**, 162701 (2005).
- [LeN99] N. Le Neindre, *Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe + Sn 32 à 50 A.MeV* Thèse de l'Université de Caen (1999).
- [LeN07] N. Le Neindre and INDRA-ALADIN, *Yield scaling, size hierarchy and fluctuations of observables in fragmentation of excited heavy nuclei*, Nucl. Phys. **A795** (2007) 47.
- [Lev85] S. Levit et P. Bonche, *Coulomb instability in hot compound nuclei approaching liquid-gas transition*, Nucl. Phys. **A437** (1985) 426.
- [Li08] B.A. Li, Lie-Wen Chen et Che Ming Ko, *Recent Progress and New Challenges in Isospin Physics with Heavy-Ion Reactions* Phys. rep. (2008).
- [Liu01] J.-Y. Liu, et al., *Nuclear Stopping as a Probe for In-Medium Nucleon-Nucleon Cross Sections in Intermediate Energy Heavy Ion Collisions*, Phys. Rev. Lett. **86**, 975 (2001).
- [Lop05] O. Lopez, D. Lacroix et E. Vient, *Bimodality as a Signal of a Liquid-Gas Phase Transition in Nuclei ?* Phys. Rev. Lett. **95**, 242701 (2005).
- [Lop06] O. Lopez et M.F. Rivet, *Bimodalities : a survey of experimental data and models* Eur. Phys. J. A. **30**, 263 (2006).
- [Lop08] O. Lopez, *Multidétecteurs de Basse énergie : de INDRA à FAZIA*, Ecole Joliot-Curie 2008.
- [Lop09] O. Lopez, communication personnelle (2009).
- [Luk03] J. Lukasik, et al. (INDRA-ALADIN Collaboration), *Fragmentation in peripheral heavy-ion collisions : from neck emission to spectator decays.*, Phys. Lett. B566 (2003) 76.
- [Ma04] Ma Y.G., Wang K., Wei Y.B., Ma G.L., Cai X.Z., Chen J.G., Fang D.Q., Guo W., Shen W.Q., Tian W.D. and Zong C. *Isoscaling in the lattice gas model* arXiv nucl-th 0403003v2 (2004).
- [Man08] L. Manduci, et al., *Multifragmentation threshold in  $^{93}\text{Nb} + ^{\text{nat}}\text{Mg}$  collisions at 30 MeV/nucleon*, Nucl. Phys. **A811** (2008) 93.

- [Mar95] N. Marie-Nourry, *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe + Sn à 50 MeV par nucléon*, Thèse de l'Université de Caen 1995.
- [Mer08] D. Mercier, *Bimodalité en collisions périphériques et centrales : systématiques et comparaisons*, Thèse de l'Université de Caen (2008).
- [Met00] V. Métivier, et al., *Mass scaling of reaction mechanisms in intermediate energy heavy ion collisions*, Nucl. Phys. A**672** (2000) 357.
- [Met53] N. Metropolis et al. *Equation of state calculations by fast computing machines* The Journal of chemical physics Volume 21, number 6 (1953) 1087.
- [Mja87] M. Mjehed, Thèse LPC Clermont-Ferrand (1987).
- [Mor93] L.G. Moretto et G.J. Wozniak, *Multifragmentation in heavy ion processes*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc., Vol 43 (1993) 379.
- [Mye66] W.D. Myers et W.J. Swiatecki, *Nuclear masses and deformations*, Nucl. Phys. **81**, (1966) 1.
- [Nik68] V.S. Nikolaev, I.S. Dmitriev, *On the equilibrium charge distribution in heavy element ion beams*, Phys. Lett. **28A**, 277 (1968).
- [Ono04] A.Ono et al., *Symmetry energy for fragmentation in dynamical nuclear collisions*. Phys.Rev. C**70**, 041604 (2004).
- [Pan97] Pan J. and Das Gupta S. *Lattice gas model with isospin-dependent interactions* PRC **57** 4 (1997) 1839
- [Par02a] M. Pârlog, et al., *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part I : recombinaion and  $\delta$ -electrons*, NIM A 482 (2002), 674.
- [Par02b] M. Pârlog, et al., *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*, NIM A 482 (2002), 693.
- [PawXX] P. Pawlowski, et al., XXX, XXXX (XXXX).
- [Per05] G. Perrin, X. Descombes et J. Zerubia *Adaptative Simulated Annealing for Energy Minimization Problem in a Marked Point Process Application*, Proc. Energy Minimization Methods in Computer Vision and Pattern Recognition

(EMMCVPR), St Augustine, Florida, USA, novembre 2005.

- [Pha92] L. Phair, et al., *Impact-parameter filters for  $^{36}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  collisions at  $E/A = 50, 80$  and  $110$  MeV*, Nucl. Phys. **A548**, 489, 1992.
- [Pic06] Pichon M. et al. *Bimodality : A possible experimental signature of the liquid-gas phase transition of nuclear matter* Nuclear Physics A **779**, 267 (2006).
- [Por08] F. Porter, *Testing Consistency of Two Histograms*, eprint arXiv :0804.0380 (2008).
- [Pou95] J. Pouthas, et al., *INDRA a  $4\pi$  charged product detection array at GANIL*, NIMA 357 (1995) 418.
- [Pou96] J. Pouthas, et al., *The electronics of the INDRA  $4\pi$  detection array*, NIMA 369 (1996), 222.
- [Rad01] Raduta Al.H., Raduta Ad.R. *Investigating the phase diagram of finite Extensive and nonextensive system* PRL **87** 20 (2001).
- [Rad06] Raduta Ad. R. and Gulminelli F. *Isospin dependence of fragmentation* arXiv nucl-th 0611056v1.
- [Ram00] F. Rami, et al. FOPI Collaboration *Isospin Tracing : A Probe of non equilibrium in Central Heavy-Ion Collisions*, PRL**84**, 1120 (2000).
- [Rei04] W. Reisdorf, et al. FOPI Collaboration *Nuclear Stopping from  $0.09$  A to  $1.93$  A GeV and Its Correlation to Flow* PRL **92** (2004).
- [Sam08] S.K. Samaddar, et al., PRC **78** (2008) 034607.
- [Sat03] N. Sator. *Clusters in simple fluids* Phys. Rep. 376 (2003) 1.
- [She07] D.V. Shetty, S.J. Yennello, G.A. Souliotis, *Density dependence of the symmetry energy and the nuclear equation of state : A dynamical and statistical model perspective*, Phys. Rev. **C76**, 024606 (2007).
- [Sou06] R. T. de Souza, N. Le Neindre, A. Pagano, K.-H. Schmidt, *Detection*, Eur. Phys. J. A. **30**, 275-291 (2006).
- [Ste08] A.W. Steiner, B.-A. Li et M. Prakash, *Ramifications of the Nuclear Symmetry Energy for Neutron Stars, Nuclei, and Heavy-Ion Collisions*,

- arXiv :0711.4652 (2008).
- [Sti09] C. Sfienti, et al., *Isotopic Dependence of the Nuclear Caloric Curve*, Phys. Rev. Lett. **102**, 152701, (2009).
- [Sur90] E. Suraud, Cours Ecole Joliot-Curie (1990).
- [Tab99] G. Tabacaru, et al., *Pulse-height defect in the passivated ion-implanted Si detectors of the INDRA array*, NIMA 428 (1999), 379.
- [Tsa01] M.B. Tsang et al., *Isotopic Scaling in Nuclear Reactions* Phys. Rev. Lett. **86**, 5023 (2001).
- [Tsa04] M.B. Tsang et al., *Isospin Diffusion and the Nuclear Symmetry Energy in Heavy Ion reactions* Phys. Rev. Lett. **92**, 062701 (2004).
- [Typ01] S. Typel et B. Alex Brown, *Neutron radii and the neutron equation of state in relativistic models*, Phys. Rev. C **64**, 027302 (2001).
- [Vie06] E. Vient, *Méthodologie de la calorimétrie et de la thermométrie des noyaux chauds formés lors de collisions nucléaires aux énergies de Fermi*, Habilitations à diriger des recherches, Université de Caen 2006.
- [Wei35] C. F. v. Weizsäcker, *Zur Theorie der Kernmassen*, Zeit. für Phys. A **96**, 431 (1935).





## **Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits lors des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi.**

**Résumé :** Les propriétés des fragments produits lors des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi ont été étudiées à travers le degré de liberté d'isospin. La première partie de cette étude est basée sur une approche de gaz sur réseau, où le système est constitué de deux types de particules (neutron, proton) subissant une interaction coulombienne et dépendante de l'isospin. Le diagramme des phases de ce système présente trois phases (liquide, fission, gaz). L'énergétique de la phase liquide et gazeuse a pu être décrite par une fonctionnelle de la densité, la dépendance en température intervenant seulement dans la densité. Le terme de symétrie de la fonctionnelle a pu être relié au contenu isotopique du plus gros fragment via une analyse de type Isoscaling. La seconde partie est consacrée aux mesures effectuées avec le multidétecteur INDRA au GANIL et à GSI. Une étude systématique des collisions symétriques les plus centrales a été effectuée afin de mesurer le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire et d'étudier l'équilibration en isospin des particules légères. Deux régimes ont été observés. Un régime à basse énergie ( $<40\text{MeV/A}$ ) où le pouvoir d'arrêt diminue avec l'augmentation de l'énergie du faisceau, tandis qu'à haute énergie le pouvoir d'arrêt est gouverné par la quantité de matière traversée. Une autre étude réalisée sur l'ensemble des réactions Xe+Sn à 32 et 45 MeV/A, avec différents isospin, a permis d'isoler trois mécanismes de réaction à l'aide d'une analyse en composantes principales. Le contenu isotopique des fragments légers ne dépend pas du mécanisme de réaction, mais une dépendance est observée en fonction de la violence de la collision (paramètre d'impact).

### **Mots clés (indexation rameau) :**

transitions de phases, Collisions (physique nucléaire), Pouvoir d'arrêt (physique nucléaire), fission nucléaire, énergie de symétrie.

## **Relationship between Statistical and Dynamical properties of fragments produced at Fermi Energy in Heavy ion collisions.**

### **Abstract :**

The properties of the fragments produced in heavy-ion collisions around the Fermi energy have been studied through the isospin degree of freedom. Firstly a theoretical approach based on a lattice gas model with two types of particles (neutron, proton) interacting by an isospin dependent and Coulomb interactions was developed. The study of the phase diagram shows that this system presents three different phases (liquid, gas, fission). In the liquid and gas phases, the energy of the system was described by a density functional, where the temperature dependence acts only on the density. The symmetry term of this functional was related to the isotopic content of the biggest fragment via an isoscaling analysis. Secondly a systematic study of the stopping power of the nuclear matter and isospin equilibration of light particles in the most violent collisions was carried out using the experimental data taken by the INDRA multidetector at GANIL and GSI. Two stopping power regimes appear; at low energy ( $<40\text{MeV/A}$ ) the stopping power decreases with increasing beam energy, whereas at high energy the stopping power is governed by the quantity of matter along the beam direction. An other study has been focused on the Xe+Sn reaction at 32 and 45 MeV/A with different isospin systems. The separation of three different reaction mechanisms by use of a principal component analysis allowed us to observe that the isospin content of light particles seems to be independent on the mechanism, but depends on the violence of the collision (i.e. impact parameter).

### **Key-words :**

Phase transitions, Collisions (nuclear physics), Stopping power (nuclear physics), Nuclear Fission.

**Discipline :** Constituants Élémentaires et Physique Théorique