



HAL
open science

Simulations de collisions entre systèmes classiques à N-corps en interactions

F. Morisseau

► **To cite this version:**

F. Morisseau. Simulations de collisions entre systèmes classiques à N-corps en interactions. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2006. Français. NNT: . tel-00108025

HAL Id: tel-00108025

<https://theses.hal.science/tel-00108025>

Submitted on 9 Jan 2007

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

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



UNIVERSITE DE CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. : Science
ECOLE DOCTORALE : SIMEM
(Structure, Information, Matière Et Matériaux)

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE
Institut des Sciences de la Matière et du Rayonnement

THESE

Présentée par

Monsieur MORISSEAU François

et soutenue

le 09 mai 2006

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité : Constituants élémentaires
(Arrêté du 25 avril 2002)

**SIMULATIONS DE COLLISIONS ENTRE SYSTEMES CLASSIQUES
A N-CORPS EN INTERACTION**

JURY :

Monsieur Daniel Cussol, Chargé de recherche CNRS, HDR, Université de Caen Basse-Normandie (directeur de thèse)
Monsieur François Sébille, Professeur, Université de Nantes (rapporteur)
Monsieur Angelo Pagano, Directeur de Recherche CNRS, Università di Catania, Italie (rapporteur)
Madame Marie-France. Rivet, Directeur de Recherche CNRS, Institut de Physique Nucléaire Orsay
Madame Francesca Gulminelli, Maître de conférence, HDR, Université de Caen Basse-Normandie
Monsieur Bernard Tamain, Professeur, Université de Caen Basse-Normandie

Table des matières

Remerciements	5
Nomenclature	7
Introduction générale	9
Problématique des collisions d'ions lourds	9
Classical N-Body Dynamics (<i>CNBD</i>)	12
Etudes effectuées avec <i>CNBD</i>	13
1 Point de départ	15
1.1 Base	15
1.1.1 Problématique	15
1.1.2 Algorithme choisi	15
1.2 Systèmes et potentiel	19
1.2.1 Préparation des systèmes	19
1.2.2 Définition du potentiel	23
1.2.3 Géométrie et énergies caractéristiques des systèmes neutres	24
1.3 Collisions	25
1.3.1 Implémentation	25
1.3.2 Principaux résultats déjà publiés sur les systèmes neutres	31
1.4 Synthèse	32
2 Influence des paramètres sur les propriétés des systèmes	33
2.1 Cadre de l'analyse	33
2.1.1 Potentiel V_{fort} seul	33
2.2 Influence de V_{min} , r_0 et r_1 sur les propriétés des systèmes neutres	34
2.2.1 Influence de V_{min}	34
2.2.2 Influence de r_0 et r_1	39
2.2.3 Influence de r_0 et r_1 avec r_0/r_1 constant	43
2.3 Ajout d'un potentiel répulsif de portée infinie V_{rep}	49
2.3.1 Génération des systèmes	49

2.3.2	Allure de V_{rep}	51
2.3.3	Calcul de $E_l^{(c)}/A$, $E_{ml}^{(c)}$ et $RCM^{(c)}$	53
2.3.4	Evolution de $E_l^{(c)}/A$, $E_{ml}^{(c)}$ et $RCM^{(c)}$ des systèmes chargés choisis comme référence	56
2.3.5	Influence de c sur $RCM^{(c)}$, $E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$	61
2.3.6	Influence de c sur les collisions	63
2.4	Différenciation entre les liaisons pseudo-proton/pseudo-neutron et les autres types de liaisons	67
2.4.1	Allures du potentiel selon les types de liaisons	67
2.4.2	Influence de ΔV_{min} sur $E_l^{(d)}/A$, $E_{ml}^{(d)}$ et $RCM^{(d)}$	68
2.4.3	Influence de ΔV_{min} sur les collisions	72
2.5	Conclusion	74
3	Etude des systèmes thermalisés	77
3.1	Comment les systèmes sont-ils thermalisés?	78
3.1.1	Principe général	78
3.1.2	Critère de thermalisation	79
3.1.3	Confinement : densité de thermalisation	80
3.1.4	Récapitulatif	81
3.2	Sélection des systèmes d'études	81
3.2.1	Sélection des collisions centrales	81
3.2.2	Reconstruction des quasi-projectiles	81
3.3	Calcul de l'énergie disponible	84
3.4	Correspondance entre la chronologie des collisions et celle de la dynamique des systèmes préalablement thermalisés	85
3.5	Observables étudiées	86
3.6	Résultats	88
3.6.1	Système (68;0)	88
3.6.2	Influence de la taille du système	91
3.6.3	Influence de la densité de thermalisation	100
3.6.4	Influence de l'énergie incidente sur les distributions des quasi-projectiles	105
3.7	Discussion et Conclusion	108
4	Signaux dits de "transition de phase" dans CNBD	111
4.1	Protocole d'étude	111
4.2	Bimodalité de la variable d'asymétrie entre les tailles des deux plus gros fragments	112
4.2.1	Définition	112
4.2.2	Bimodalité dans les collisions périphériques	113

4.2.3	Bimodalité dans les collisions centrales et pour les systèmes préalablement thermalisés	116
4.2.4	Influence de la configuration physique	118
4.2.5	Influence de l'énergie incidente pour les collisions périphériques	123
4.2.6	Influence de la densité de thermalisation	125
4.2.7	Influence de la taille	126
4.3	Synthèse des résultats sur la bimodalité	130
4.4	Capacité calorifique négative	131
4.4.1	Définition et caractérisation	131
4.4.2	Résultats pour le système (68;0)	134
4.4.3	Influence de l'énergie incidente pour les collisions périphériques	136
4.4.4	Influence de la densité de thermalisation	136
4.4.5	Influence de la taille	138
4.5	Synthèse des résultats sur le $C < 0$	140
4.6	Conclusion générale sur les 2 signaux de transition de phase	140
5	Vers les données nucléaires	143
5.1	Ajustement des potentiels V_{fort} et V_{rep}	143
5.2	Processus d'ajustement	144
5.3	Résultats de l'ajustement	145
5.3.1	Allure du potentiel V_{tot} obtenu	145
5.3.2	Géométrie et taille	147
5.3.3	Répartition des pseudo-neutrons et pseudo-protons dans les systèmes	149
5.3.4	Energie de liaison	149
5.3.5	Energie de liaison de la particule la moins liée	155
5.4	Conclusion sur l'ajustement	158
5.5	Propriétés des collisions	159
5.5.1	Systèmes étudiés	159
5.5.2	Mécanismes de réactions observés	160
5.5.3	Evolution de la fragmentation avec l'énergie disponible	161
5.5.4	Limitation de l'énergie emmagasinée dans les fragments	165
5.5.5	Diagrammes de Wilczynki	171
5.6	Conclusion générale et perspectives	179
	Conclusions et perspectives	181
	Discussion autour des algorithmes de calcul de $E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$	185
	Influence de la numérique sur les résultats des simulations	189

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Daniel Cussol, pour avoir accepté de m'encadrer durant ces 3 ans 1/2. Il a su par ses discours passionnés me donner l'envie de travailler sur cette approche particulière des collisions d'ions lourds. Malgré ses nombreuses obligations, il m'a consacré le temps nécessaire et suffisant pour que je me sente à la fois impliqué dans ce passionnant projet et libre de mes actions. Cette thèse a été riche d'enseignements, qui me serviront dans le futur. Pour tout cela, je le remercie.

Je tiens aussi à le remercier pour son aide technique. En tant que directeur du service informatique, il a fait en sorte que le laboratoire soit doté de moyens plus en adéquation avec les activités qu'il accueille. Pour ma part, Daniel est à l'origine du remplacement du terminal X sur lequel je travaillais par un Personal Computer, un vrai ! , avec de la RAM, de la ROM, un lecteur CD-ROM, une souris 3 boutons (avec molette!), un écran 32 millions de couleurs au lieu de 4 (couleurs, pas millions de couleurs)... Un vrai bonheur. La première fois que j'ai pu afficher avec ROOT un "bidim" sans faire planter l'ordinateur a été pour moi une expérience inoubliable ;).

Il serait injuste de ma part de ne pas remercier les autres membres du service informatique qui m'ont aidé. Si j'ai pu faire autant de calculs avec si peu d'ennuis c'est aussi grâce à Thierry Launay, à Jérôme Poincheval et à Laurent Noblet. Ils ont toujours été là lorsque j'avais besoin d'eux. Un grand merci à vous trois !

Je remercie Messieurs Angelo Pagano et François Sebille d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail. Je remercie aussi particulièrement Madame Marie-France Rivet pour avoir lu avec autant d'attention mon manuscrit. Pour moi, elle constitue le troisième rapporteur. Je remercie également Monsieur Bernard Tamain pour avoir accepté d'être membre du jury. Bernard a été mon professeur à l'ENSI Caen et au DEA "matières et rayonnements". Il est en partie à l'origine de mon envie de faire une thèse. J'ai donc été ravi de voir qu'il se chargeait de la présidence de ce jury et je le remercie pour cela aussi. Je remercie Madame Franscesca Gulminelli d'avoir accepté de faire parti du jury.

J'aimerais aussi remercier les deux directeurs du laboratoire, messieurs Jean-François Le-colley (l'ancien) et Jean-Claude Steckmeyer (le nouveau), pour m'avoir accueilli pendant ces années. Je remercie de plus Jean-Claude d'avoir bien voulu co-encadrer la rédaction de ce rapport. Ce troisième avis a été le bienvenu. Je remercie par la même occasion Michelle, Catherine,

Evelyne, Christiane, Aurélie et Sandrine, les membres du service administratif, sans qui rien ne fonctionnerait correctement.

Je remercie Beyhan (non, non, promis c'est bien son prénom) pour m'avoir accepté dans son bureau. Nous habituer l'un à l'autre n'a pas été simple mais la cohabitation s'est avérée très harmonieuse rapidement. Je la remercie aussi pour sa gentillesse, son soutien et ses smarties (les bleus surtout). J'en profite pour remercier son acolyte de toujours, Benoît (et non pas Laurent ;)), pour nous (les thésards) avoir représenté dans les réunions du labo, mais surtout pour sa sympathie et son éthique.

Je continue avec Guillaume, mon colocataire de mon ancien bureau. Je le remercie pour nos discussions, les Km courus ensemble pendant lesdites discussions (ou est-ce le contraire?), pour son humour et ses horaires à la suisse (la durée d'une journée est définie comme l'intervalle de temps séparant deux entrées successives ou sorties successives de Guillaume au/du LPC :-) - définition reconnue par le Centre National des Poids et Mesures de la république de Groeland).

Je remercie aussi Yves, le petit jeunot plein d'avenir, pour sa gentillesse, ses "c'est le jeu ma pauvre Lucette", et son soutien lors des coups durs. Je remercie aussi Pierre, le grand poilu expatrié en Pologne, pour les mêmes raisons. J'ai trouvé en eux les meilleurs acolytes pour passer de bonnes soirées de détente après de longues journées de travail (à s'entre-tuer, s'éventrer ou/et s'étriper par ordinateurs interposés).

Je remercie tous les autres thésards : Hicham, Anne-Marie, Ima et Alain qui vont soutenir cette année (bonne chance) ; Anne, Caroline, Estelle, Marie, Antony, Gwendal, Jeremy, Florian et Greg. Vous avez toutes et tous contribué à rendre le climat du LPC agréable.

Enfin, j'aimerais remercier les titulaires qui ont eux aussi contribué à l'atmosphère positive au laboratoire et qui m'ont apporté un soutien particulier. Un grand merci à Nathalie, Olivier, Emmanuel, Etienne, Jean et Dominique. Merci à Denis pour son aide précieuse sur la théorie des collisions d'ions lourds. Merci à Jean-Luc pour ses conseils sur tout ce qui entoure la thèse et les post-doc. Merci à Jean-Marc et Xavier pour m'avoir encadrés chacun à leur tour sur des projets parallèles. Merci à Jean-Claude pour tout, notamment ses sourires. Et merci, un grand merci à Gilles pour son aide et sa franchise.

Merci à toutes et tous. Et bonne chance pour la suite.

Finalement, j'aimerais remercier les "camarades de classes" : Seb, Tomasz et Nico. On y est arrivé!

Nomenclature

CNBD (Classical N-Body Dynamics) : nom donné au code de dynamique classique créé par D. Cussol.

Interaction

- V_{fort} : potentiel à deux corps dont les propriétés sont semblables à celles du potentiel nucléaire.
- V_{rep} : potentiel à deux corps dont les propriétés sont celles du potentiel Coulombien.
- V_{tot} : potentiel d'interaction entre deux particules. Son expression dépend de la nature des deux particules en question.

Systèmes

- pseudo-neutron (= particule neutre) : particule dont l'isospin est (arbitrairement) égal à -1.
- pseudo-proton (= particule chargée) : particule dont l'isospin est (arbitrairement) égal à 1.
- système "neutres" : les particules qui le constituent ne possèdent pas d'isospin. Seul V_{fort} est pris en compte.
- système "chargés" : les particules ont un isospin. Le potentiel V_{rep} est pris en compte.
- systèmes "différenciés" : les particules ont un isospin. Les liaisons pseudo-protons/pseudo-neutron sont renforcées.
- systèmes "ajustés" : cas particulier des systèmes "différenciés". Systèmes dont les propriétés statiques ont été ajustées sur celles des noyaux.
- A : nombre de constituants des systèmes.
- P : nombre de particules chargées des systèmes "chargés" et "différenciés".
- Z : nombre de particules chargées des systèmes "ajustés".
- "X;Y" : système contenant X particules dont Y sont chargées.

Propriétés statiques des systèmes

- E_l : énergie de liaison d'un système - expression générale.
- $E_l^{(0)}$: énergie de liaison d'un système neutre.
- $E_l^{(c)}$: énergie de liaison d'un système chargé.

- $E_l^{(d)}$: énergie de liaison d'un système différentié.
- $E_l^{(f)}$: énergie de liaison d'un système ajusté.
- E_{ml} : énergie de liaison de la particule la moins liée au système - expression générale. Un $^{(0)}$, $^{(c)}$, $^{(d)}$ ou $^{(f)}$ rajouté spécifie la nature du système en question.
- RCM : "rayon carré moyen". Il s'agit de la racine carrée du rayon carré moyen. Un $^{(0)}$, $^{(c)}$, $^{(d)}$ ou $^{(f)}$ rajouté spécifie la nature du système en question.

Collisions

- système B ;C sur D ;E (ou B ;C – > D ;E) : collision entre un projectile B ;C heurtant une cible D ;E.
- b : paramètre d'impact de la collision.
- b_{max} : paramètre d'impact maximum d'une collision. Sa valeur dépend de la taille des deux protagonistes et de la portée de V_{fort} .

Propriétés dynamiques des systèmes

- E_{tot} : énergie totale d'une collision dans le référentiel barycentrique.
- E_{labo}^{inc} : énergie incidente d'une collision dans le référentiel du laboratoire.
- E_{cdm}^{inc} : énergie incidente d'une collision dans le référentiel barycentrique.
- E_{dispo} : énergie disponible lors d'une collision dans le référentiel barycentrique.

Unités de simulation A part au dernier chapitre, les unités employées dans ce manuscrit n'ont de sens que relativement les unes par rapport aux autres.

- ESU : unité d'énergie (Energy Simulation Unit).
- LSU : unité de longueur (Length Simulation Unit).
- TSU : unité de temps (Time Simulation Unit).
- MSU : unité de masse (Mass Simulation Unit).

Introduction générale

Les physiciens cherchent à comprendre ce dont ils sont témoins. A force d'observations et d'interprétations satisfaisantes, ils ont pu appréhender des phénomènes de plus en plus nombreux et complexes au fil du temps. Les domaines de recherches se sont orientés de plus en plus vers l'infiniment petit et l'infiniment grand. Les investigations expérimentales vers la ou les entité(s) élémentaire(s) de la matière ont commencé au début du XX^{ième} siècle. Il fut d'abord établi que la matière est constituée d'atomes. Lord Ernest Rutherford fut l'un des premiers scientifiques à décrire les atomes comme des noyaux denses autour desquels gravitent des électrons, déjà connus à son époque. Il élaborait cette théorie pour interpréter l'expérience qui l'a rendu célèbre : la diffusion de particules α au travers des feuilles minces d'or. La plupart traversaient l'or comme s'il n'avait jamais été sur leurs chemins, d'autres étaient plus ou moins déviées, et certaines étaient retro-diffusées. Ces observations étaient pour le moins en désaccord avec la théorie de l'époque selon laquelle la matière est homogène. Le modèle de Rutherford donna naissance à la physique nucléaire, dont le but est la compréhension du noyau atomique. L'avancée des connaissances sur le noyau a entraîné la création de plusieurs branches dans la physique nucléaire, chacune axée sur un aspect particulier des noyaux. Par exemple, certains physiciens s'intéressent plus particulièrement à leur structure, d'autres cherchent plutôt à décrire les interactions fondamentales qui sous-tendent les phénomènes nucléaires, d'autres encore préfèrent étudier les applications technologiques possibles de la physique nucléaire, etc... . Mon travail de thèse s'inscrit dans la branche qui a pour base d'étude les collisions d'ions lourds.

Problématique des collisions d'ions lourds

L'un des principaux buts de l'étude des mécanismes de réactions est d'obtenir des renseignements sur le potentiel nucléaire. Ce potentiel est une pièce maîtresse de la physique subatomique et seule son allure est pour l'instant connue. Il a la forme d'un potentiel de type Van der Waals. Pour approfondir la connaissance de ce potentiel, ce dernier a été relié à l'équation d'état de la matière nucléaire infinie. Cette matière, introduite par la théorie, est constituée de nucléons sans isospin soumis au potentiel fort uniquement. Chaque information obtenue sur cette matière donne de précieux renseignements sur les paramètres de l'interaction forte. Par exemple sa densité de particules par unité de volume est connue ($\rho = 0.17 \text{ nuc./fm}^3$) et donne une idée de la

portée du potentiel nucléaire.

Mais il n'est pas possible d'étudier expérimentalement la matière nucléaire infinie. Par contre, la matière nucléaire finie, elle, est observable. Il s'agit des noyaux dits "chauds", i.e. des noyaux en équilibre thermodynamique mais excités. Ces noyaux ne sont évidemment pas observables simplement. De façon naturelle, un noyau est dans son état fondamental. Il est donc nécessaire de l'exciter. Niels Bohr fut l'un des premiers à proposer les collisions d'ions lourds comme moyen d'obtenir des noyaux chauds. L'idée est la suivante : lors de la collision entre un projectile très énergétique et une cible, l'énergie cinétique incidente est transférée en mouvement désordonné des nucléons. Le noyau chaud est ainsi formé.

Lorsque les premiers accélérateurs les ont rendues possibles, les collisions d'ions lourds se sont révélées très complexes. Et toute une physique s'est développée autour des mécanismes de réactions. Les théoriciens, s'appuyant sur les résultats expérimentaux, ont découpé artificiellement la chronologie des collisions en deux étapes et les ont classées en énergie.

La première étape d'une collision est constituée de l'approche initiale du projectile et de la cible et des premiers instants du choc entre les deux. Le noyau chaud se forme lors de cette étape. Elle est dénommée "phase dynamique" ou "voie d'entrée". La seconde phase est la période de temps durant laquelle le noyau chaud se désexcite. Cette phase est décrite en adoptant une approche statistique; elle est donc dénommée "désexcitation statistique". Ce découpage théorique est compatible avec les données expérimentales aux basses énergies. Mais lorsque l'énergie augmente, ce découpage est de moins en moins justifié : il faut faire se chevaucher de plus en plus les deux phases pour coller à l'expérience. Le noyau chaud commence à se désexciter avant même d'être complètement formé.

Les collisions sont classées en trois domaines d'énergie. Ce classement est basé sur les mécanismes observés. Le domaine des basses énergies (énergies incidentes dans le référentiel du laboratoire inférieures à 10-20 A.MeV) est défini comme l'ensemble des énergies pour lesquelles les effets de champ moyen dominant. De la même façon, le domaine des énergies intermédiaires est la zone où les effets liés aux interactions nucléon-nucléon apparaissent. Le domaine des hautes énergies (supérieures à 100 A.MeV) est caractérisé par la dominance des effets liés aux nucléons eux-mêmes, les effets de champ moyen devenant négligeables. Bien entendu, un système en collision centrale par exemple ne passe pas brutalement de la fusion, mécanisme typique des basses énergies, à la multifragmentation aux énergies intermédiaires. Les frontières entre les domaines sont assez diffuses.

Ce double découpage est basé sur des observations expérimentales, mais sépare aussi les approches théoriques. En effet, les modèles théoriques décrivant les collisions dépendent du domaine d'énergie et de l'étape décrite. La phase de désexcitation statistique est décrite par des codes statistiques, d'où son nom [63, 5, 6, 7, 8]. La voie d'entrée est décrite par des codes dynamiques [9, 10, 11, 12, 13, 14, 16, 17]. Nous avons déjà signalé que les deux phases semblent

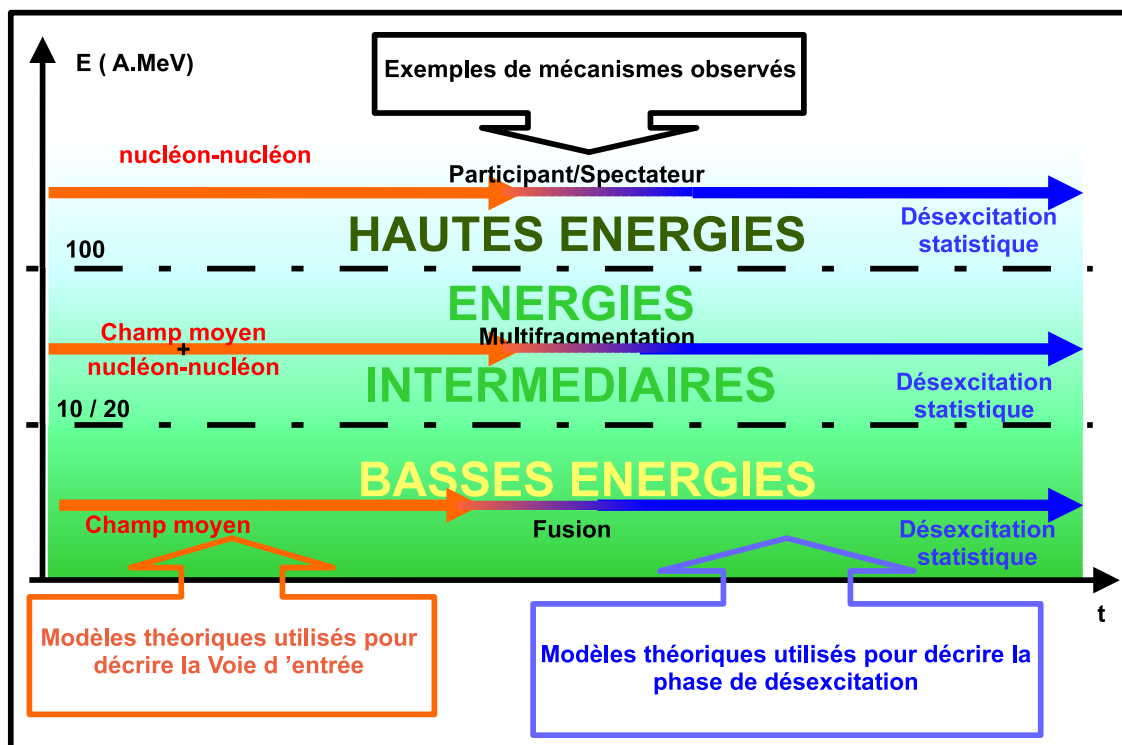


FIG. 1 – Récapitulatif des approches théoriques des collisions d'ions lourds selon la phase et l'énergie incidente dans le référentiel du laboratoire.

se chevaucher à haute énergie. Pourtant, les codes qui modélisent la première ne sont pas fiables la plupart du temps à ceux qui modélisent la seconde. De plus, des codes décrivant la voie d'entrée, certains sont basés sur des hypothèses opposées à celles adoptées par d'autres.

L'extrême complexité des phénomènes physiques présents lors de collisions d'ions lourds et la manière d'appréhender ces phénomènes sont responsables du contexte actuel, schématisé sur la figure 1. Il est difficile dans ces conditions d'avoir une vue globale sur les collisions. Pourtant, un tel éclairage apporterait sûrement de précieux renseignements sur les mécanismes de réaction, sur la matière nucléaire, et par conséquent sur les paramètres de l'interaction forte.

Classical N-Body Dynamics (*CNBD*)

Puisque le cas nucléaire est très complexe, un cas plus simple mais proche pourrait-il être, lui, décrit globalement ? A l'origine, Daniel Cussol a voulu savoir s'il est possible d'avoir une description des collisions grâce à un modèle basé sur peu de paramètres. Dans ce but, il a développé le code dont il va désormais être question. Ce code s'inscrit dans le cadre général du problème classique à N-corps en interaction. Cette problématique n'est pas exclusive à la physique nucléaire. Par contre, le potentiel utilisé modélise l'interaction entre les nucléons. Ces paramètres sont les paramètres du code. Les systèmes étudiés sont donc des ensembles de particules classiques en interaction et des collisions entre ces derniers sont simulées puis observées. Ce code se nomme *Classical N-Body Dynamics (CNBD)*.

CNBD est un code dynamique parmi d'autres du même type [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]. Il décrit donc théoriquement toute la collision. Pour des questions de temps de calcul, il n'est employé que pour décrire la voie d'entrée. De plus, il est basé sur une interaction à 2 corps. Donc, a priori, ce code peut permettre de modéliser les mécanismes qui font intervenir les interactions nucléon-nucléon, i.e. les mécanismes typique des énergies intermédiaires et des énergies plus hautes (cf fig. 1).

Les premières études ont montré que les simulations reproduisent de manière qualitative tous les mécanismes de réaction observés jusqu'à maintenant, sans restriction en énergie ou paramètre d'impact [3]. Ce code permet donc d'adopter un point de vue global sur les collisions. Quels sont les autres propriétés des simulations ? Quelles relations existent-il entre les résultats des simulations et les paramètres du potentiel d'interaction ? Est-il possible de reproduire d'autres observations expérimentales ? Si oui, quelle interprétation en faire dans notre cadre ? *CNBD* nous a permis d'étudier de nombreuses problématiques des collisions d'ions lourds que nous allons aborder selon le plan suivant.

Etudes effectuées avec CNBD

Au chapitre 1, les bases numériques du code ainsi qu'une synthèse des résultats des premières études sur des simulations de collisions avec CNBD seront présentées. Les premiers systèmes étudiés sont neutres dans le sens où toutes les particules sont équivalentes aux autres. Ce chapitre résumera donc les propriétés des collisions entre ces systèmes et servira de point de départ aux études décrites dans les chapitres suivants.

Au chapitre 2, nous allons étudier l'influence de chaque paramètre de l'interaction sur les propriétés des systèmes. Les propriétés statiques étudiées sont l'énergie de liaison, l'énergie de liaison de la particule la moins liée et le rayon carré moyen. Les observables étudiées lors des collisions sont la multiplicité de fragments, le nombre de constituants des deux plus gros fragments et la multiplicité de particules isolées émises. Les premiers systèmes étudiés sont les systèmes neutres du premier chapitre. Ensuite, nous referons l'étude pour des systèmes régis par un potentiel plus complexe, qui tient compte notamment d'une répulsion de type Coulomb. Cette étude est la première étape vers l'établissement de relations mathématiques (si elles existent) entre les paramètres de l'interaction et les propriétés des systèmes.

Au chapitre 3, nous nous intéresserons au processus de formation des fragments dans nos simulations. Dans les collisions d'ions lourds, savoir de quelle façon les fragments sont formés est encore sujet à débat [30, 31, 32, 33]. La problématique est la suivante : les fragments sont-ils formés de façon dynamique ou statistique ? En d'autres termes, la voie d'entrée entre-t-elle en compte dans le processus de formation des fragments ou non ? Dans le cadre de CNBD, nous sommes en mesure d'observer la dynamique de systèmes thermalisés. Nous expliquerons comment ces systèmes sont formés puis nous comparerons leurs émissions à celles de systèmes équivalents en collision. Nous pourrons alors répondre aux questions précédentes pour notre cas particulier.

Au chapitre 4, nous nous intéresserons aux signaux dits de transition de phase. L'étude de la matière nucléaire infinie passe par celle des noyaux en collision. La théorie prévoit pour la matière nucléaire infinie deux transitions de phases [34, 35, 36]. La moins énergétique correspond à une transition de phase de type liquide-gaz dans la matière nucléaire finie. Des recherches approfondies ont été menées de la part des théoriciens pour proposer des signaux caractérisant potentiellement cette transition [37, 38, 44, 46], et de la part des expérimentateurs pour tester la présence de ces signaux. Et ils ont été mis en évidence [91, 43, 41, 47]. Par contre, leur interprétation n'est pas aussi simple. Nous avons étudié deux de ces signaux dans nos simulations : la bimodalité [37, 38, 91, 43, 41] et la capacité calorifique négative [44, 46, 47]. Avec les conclusions du chapitre 3, nous allons donner une interprétation de ces signaux valable dans notre cadre.

Enfin, nous conclurons sur les connaissances acquises sur notre cas classique, et envisagerons

ce qu'elles pourraient impliquer. Mais peut-on étendre nos résultats au cas nucléaire ?

Au chapitre 5, nous chercherons à rapprocher les simulations avec CNBD des collisions d'ions lourds. Dans un premier temps, nous montrerons comment, en modifiant le potentiel d'interaction, nous avons pu rapprocher l'énergie de liaison et le rayon carré moyen des systèmes (CNBD) avec l'énergie de liaison et le rayon caractéristique des noyaux équivalents. Ensuite nous caractériserons les simulations de collisions entre de tels systèmes "ajustés" par rapport aux résultats connus pour les systèmes neutres. Puis nous conclurons.

Finalement, nous conclurons sur les acquis obtenus à travers ces études sur le problème à N corps en interaction, sur les collisions entre systèmes classiques et sur les éclairages qu'elles peuvent apporter sur les collisions d'ions lourds.

Chapitre 1

Point de départ

Dans ce premier chapitre nous posons tout d'abord les bases théoriques et numériques. Ensuite, nous détaillerons le code CNBD. Enfin, nous présenterons les résultats des premières études de simulations de collisions qui ont été le point de départ des études exposées dans les chapitres suivants.

1.1 Base

1.1.1 Problématique

En physique classique, lorsque plusieurs corps sont en interaction les uns avec les autres, chacun subit les actions des autres. Pour un corps donné, de masse m , la relation fondamentale de la dynamique relie sa position, représentée par le vecteur \vec{r} , à la somme des forces qu'il subit, notée \vec{F}_{som} :

$$m \cdot \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F}_{som} \quad (1.1)$$

Cette équation différentielle d'ordre 2 peut être transformée en deux équations d'ordre 1 en introduisant la vitesse du corps en question, \vec{v} :

$$\frac{d \vec{r}}{dt} = \vec{v}, \quad m \cdot \frac{d \vec{v}}{dt} = \vec{F}_{som} \quad (1.2)$$

Les trajectoires de deux corps en interaction peuvent être déterminées exactement. Mais dès que le système est constitué de trois corps ou plus, il ne peut être résolu que numériquement.

1.1.2 Algorithme choisi

L'algorithme que nous avons choisi pour simuler la dynamique de N corps en interaction est l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté (RK4 à pas de temps

adapté). Il fait parti d'une famille d'algorithmes dits de "Runge-Kutta". Ce sont des prédicteurs-correcteurs. L'ordre traduit la complexité des calculs qu'ils effectuent. Leurs fonctionnements sont détaillés dans la référence [1]. Plus l'ordre est grand, plus la précision des calculs est grande, mais plus le temps de calcul associé l'est aussi. En général, le pas de temps d'échantillonnage est fixe. Pouvoir le réduire lorsque le système évolue de façon brusque et l'augmenter lorsque les particules se déplacent peu permet une meilleure précision, et le temps de calcul n'est pas pour autant plus grand. RK4 à pas de temps adapté est l'un des meilleurs compromis entre temps de calcul et précision.

Pour illustrer l'efficacité de cet algorithme, nous allons comparer ses performances à celles de trois autres algorithmes : l'algorithme d'Euler, l'algorithme Runge-Kutta d'ordre 2 (RK2) et l'algorithme Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4). Leurs fonctionnements sont décrits dans la référence [1]. Pour les comparer, nous allons tester la capacité de chacun d'eux à respecter le principe de conservation de l'énergie totale d'un système sur 2 exemples.

Le premier est un cas d'école. Il s'agit de la simulation d'une trajectoire gravitationnelle. Cette étude a été effectuée par D. Cussol dans la référence [2]. Les résultats sont reproduits ici (figure 1.1). Sur ces courbes est tracée l'évolution de l'énergie totale du système en fonction du temps lorsqu'on utilise chacun des 4 algorithmes. Seul RK4 à pas de temps adapté n'induit pas de variations importantes de l'énergie totale. Lorsque la dynamique est gérée par l'algorithme d'Euler, le système simulé acquiert une quantité de plus en plus importante d'énergie. Les algorithmes RK2 et RK4 permettent de conserver l'énergie totale, mais uniquement tant que les variations du système ne sont pas trop brusques par rapport aux pas de temps (fixe) choisis.

Le second exemple est directement la simulation d'une collision entre un projectile constitué de 50 particules et une cible de même taille. C'est une collision typique de celles étudiées dans ce mémoire. L'évolution de l'énergie totale, E_{tot} , en fonction du temps est tracée sur la figure 1.2. Pour chaque cas, l'écart relatif maximum entre la valeur de départ de E_{tot} et les autres est indiqué en %. Dans le cas de RK4 à pas de temps adapté, non seulement la valeur la plus éloignée de la valeur de départ n'est pas la dernière calculée, mais en plus cet écart est ridicule comparé aux autres. Ce second exemple confirme les résultats du précédent, et nous permet d'introduire le seul paramètre lié au code. Il contrôle les modifications du pas de temps d'échantillonnage et est noté ϵ .

Sans entrer dans les détails, RK4 à pas de temps adapté détermine de deux manières différentes l'évolution des corps entre 2 estimations successives. Pour chaque particule, les 2 estimations de sa position et de sa vitesse sont comparées coordonnée par coordonnée. L'écart maximum est comparé à ϵ . Si cet écart lui est supérieur, le système évolue brusquement ; le pas de temps est donc réduit et les estimations ré-évaluées pour cette itération. Sinon, les nouvelles positions et vitesses sont calculées grâce à ces estimations ; et le calcul pour l'itération suivante commence. Si l'écart est très inférieur à ϵ , le pas de temps est augmenté. ϵ est donc intimement lié à la précision du code et influe sur le temps de calcul. Pour le cas de la figure 1.2, ϵ vaut

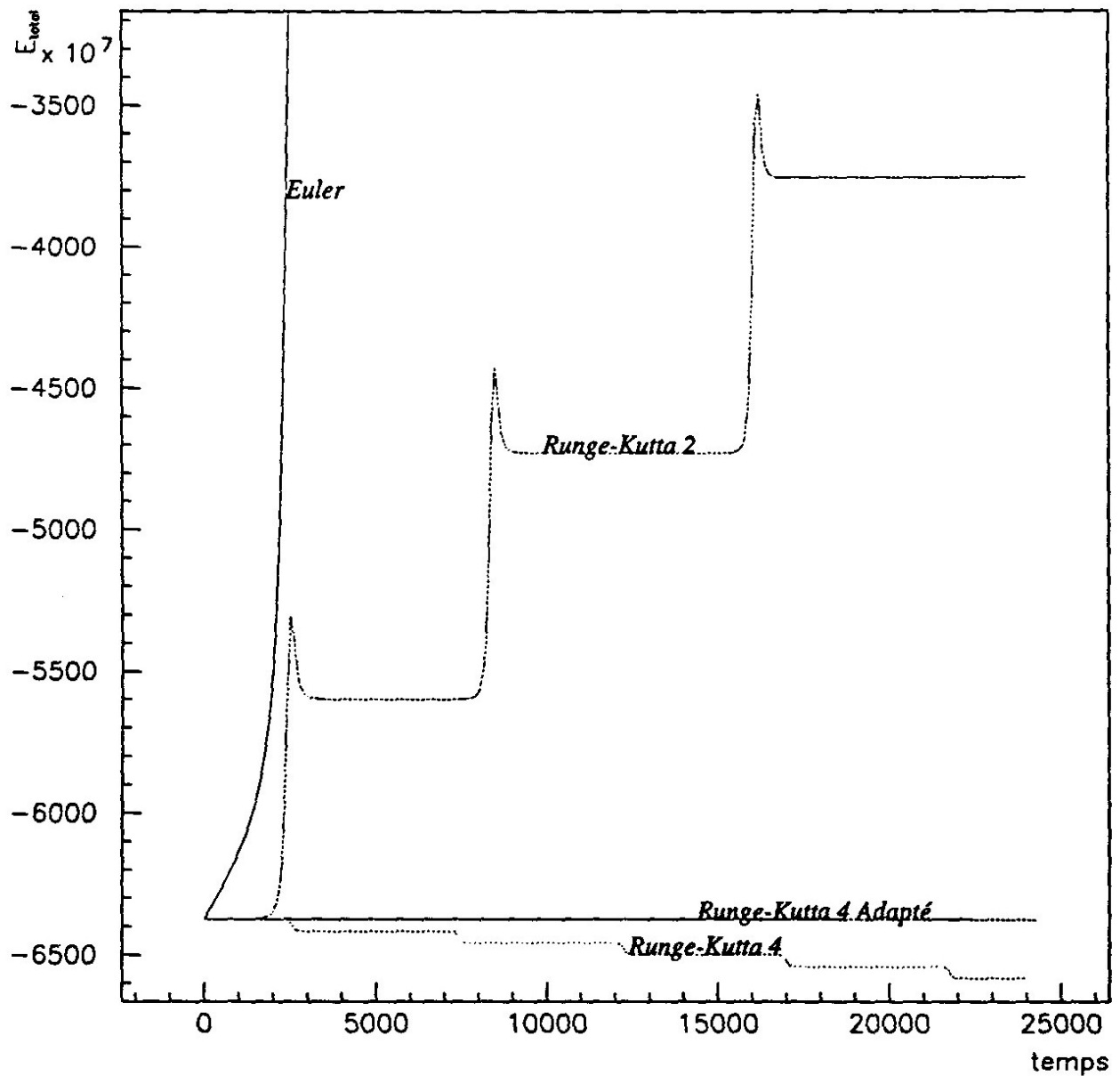


FIG. 1.1 – Evolution de l'énergie totale d'une trajectoire gravitationnelle simulée avec l'algorithme d'Euler, avec l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 2 (RK2) avec l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4) et avec l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté avec $\epsilon = 10^{-3}$ (voir texte). Cette figure est issue de la référence [2].

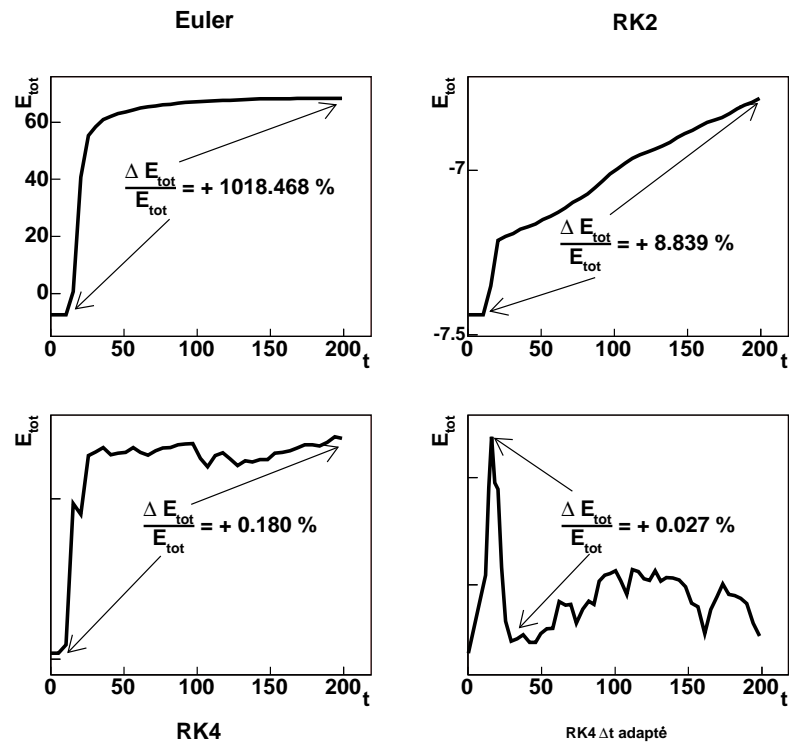


FIG. 1.2 – Evolution de l'énergie totale de la collision 50;0 sur 50;0 simulée avec l'algorithme d'Euler, avec l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 2 (RK2) avec l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4) et avec l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté avec $\epsilon = 10^{-3}$ (voir texte).

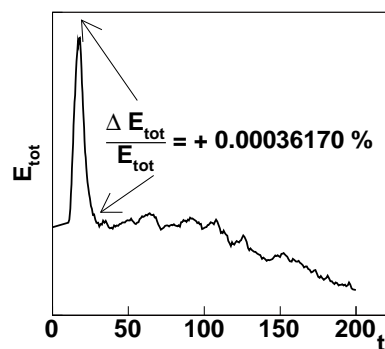


FIG. 1.3 – Evolution de l'énergie totale de la collision 50;0 sur 50;0 simulée avec l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté avec $\epsilon = 10^{-5}$.

10^{-3} . Cette valeur est celle que nous avons utilisée dans la plupart des simulations de collisions. L'autre valeur que nous avons employée est 10^{-5} . La collision d'un projectile de 50 particules et d'une cible de même taille simulée dans les mêmes conditions que précédemment mais avec $\epsilon = 10^{-5}$ montre que cette valeur améliore la précision (figure 1.3), mais le temps de calcul est multiplié par un facteur 4 environ.

Lorsque la dynamique d'une collision est simulée avec l'algorithme RK4 à pas de temps adapté, l'énergie totale des systèmes au cours du temps est conservée avec une précision de l'ordre de 10% de la valeur de ϵ . Cet écart dû au caractère numérique de la résolution du problème général à N corps en interaction n'a aucune incidence notable sur les résultats que nous allons présenter tout au long de ce mémoire.

1.2 Systèmes et potentiel

Simuler la dynamique d'un système de N corps en interaction nécessite d'une part de générer le système lui-même et d'autre part de définir l'interaction.

1.2.1 Préparation des systèmes

Les systèmes sont générés par des méthodes numériques indépendantes du potentiel d'interaction. Nous le désignerons par V_{tot} . Après un rappel sur ce que sont ces systèmes, nous verrons les différentes façons de les fabriquer.

Dans notre cadre, qu'est-ce qu'un système ?

Les systèmes que nous étudierons seront des ensembles de points matériels en interaction. Lorsque l'énergie totale d'un système est minimale et que chaque particule est liée à l'une au moins des autres, le système est considéré dans son état fondamental.

Le but ici est de fabriquer un système dans son état fondamental. Pour obtenir ces configurations, il faut maintenir les particules les unes à côté des autres tout en les laissant se placer dans des puits locaux de potentiel pour minimiser l'énergie.

Première méthode de création des systèmes stables

La première méthode se base sur un principe similaire à celui de la recristallisation en chimie : le système préalablement excité se refroidit par amortissement des vitesses sous la contrainte d'un confinement géométrique fort (potentiel de rappel élastique avec une constante de raideur très grande), puis dès que le système s'est suffisamment refroidi dans ces conditions, le confinement est élargi. Les particules se remettent en mouvement. Puis encore une fois le système se refroidit. Et ainsi de suite jusqu'à ce que le système n'évolue plus (vitesses des

particules nulles) et que les particules restent liées les unes aux autres sans aucune contrainte extérieure (sans confinement ni amortissement). Cette première méthode est décrite dans les références [2, 3].

Seconde méthode

Cette méthode ressemble à la première : il s'agit de placer les N particules dans une sphère de confinement, de chauffer le système, puis d'attendre qu'il se refroidisse. Mais cette fois la taille de la sphère reste constante, le confinement n'est pas assuré par un potentiel et l'amortissement n'est plus assuré uniquement par des forces de friction. Le rayon de la sphère r_{conf} est tel que la taille de la sphère est plus grande que la taille attendue du système stable constitué de N particules. Cette taille dépend de l'expression de V_{tot} . De plus, l'énergie est évacuée principalement par les "rebonds" des particules sur la paroi. La gestion des rebonds par l'algorithme est illustrée sur la figure 1.4. A une iteration donnée (de t_{n-1} à t_n dans l'exemple), lorsqu'une particule se retrouve hors de la sphère ($r_s > r_{conf}$), elle est déplacée au niveau de la paroi ($r_s = r_{max}$), son vecteur vitesse est rendu centripète et sa norme réduite par le facteur *rebound*.

Le fonctionnement de cet algorithme est décrit sur la figure 1.5. Un système de N particules dans son état fondamental est créé en 5 étapes et 2 tests :

1. Initialement r_{conf} est choisi tel que la sphère soit plus grande que la taille attendue du système. Les N particules y sont ensuite placées aléatoirement.
2. Toujours à $t = 0$, chaque particule reçoit la même énergie cinétique que les autres. Les vecteurs vitesses correspondants sont orientés aléatoirement.
3. La dynamique entre en jeu, calculée par l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté. Les particules sont confinées dans la sphère mais évoluent librement à l'intérieur de celle-ci, n'y subissant que V_{tot} . Toutefois, les chocs contre la paroi évacuent progressivement l'énergie du système. Il n'y a pas de friction au départ. L'énergie cinétique moyenne par particule $\langle E_{cin} \rangle / N$ est comparée à une valeur de référence E_{cin}^{seuil} (choisie a priori) à chaque itération. E_{cin}^{seuil} est assez petite pour considérer que le système est pratiquement au repos lorsqu'elle est atteinte. Dès que $\langle E_{cin} \rangle / N$ est inférieure à E_{cin}^{seuil} , les forces de friction s'ajoutent aux rebonds pour diminuer les vitesses des particules à chaque itération, l'énergie cinétique restante est calculée et comparée à E_{cin}^{inf} qui est la limite inférieure pour laquelle le calcul s'arrête. Les forces de friction permettent de gagner beaucoup de temps : les rebonds évacuent l'énergie de manière séquentielle et sous réserve de chocs sur la paroi. Au début de cette phase, les particules sont très énergétiques, les chocs fréquents évacuent rapidement une grande partie de l'énergie. Mais plus $\langle E_{cin} \rangle / N$ diminue, plus les chocs se font rares et, puisque chaque rebond évacue un pourcentage de la vitesse de la particule considérée, plus cette vitesse est petite, plus l'énergie évacuée l'est aussi. C'est pourquoi, dès que $\langle E_{cin} \rangle / N$ franchit

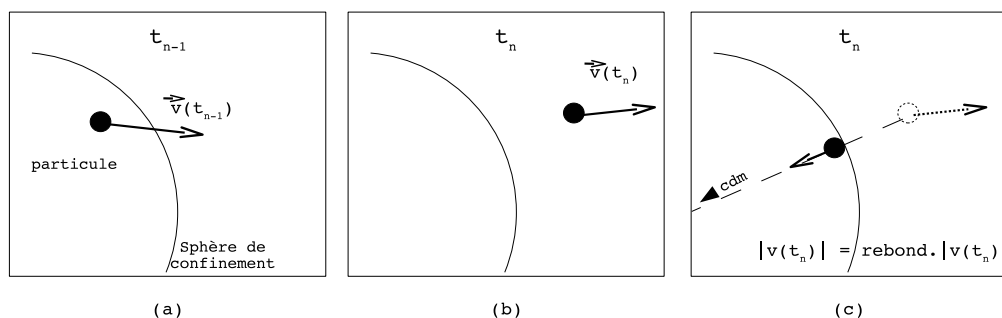


FIG. 1.4 – Illustration des rebonds sur la paroi de la sphère de confinement de la seconde méthode de création des systèmes stables.

le seuil symbolisé par E_{cin}^{seuil} , les forces de friction sont rajoutées : elles affectent toutes les particules à toutes les itérations. La force de friction subie par une particule est de la forme $-\gamma \vec{v}$ où \vec{v} est la vitesse de la particule et γ le coefficient de friction. Ce dernier est commun à toutes les particules. Ces frictions permettent donc d'évacuer l'énergie de façon continue, systématique et rapide.

4. A ce stade, les particules sont dans des puits locaux de potentiel. Bien que le confinement persiste, il est peu probable qu'il participe à la stabilité du système puisque r_{conf} est plus grand que le rayon attendu du pseudo-noyau formé. Toutefois, le système est laissé libre de toute contrainte (i.e. ni sphère, ni friction) et évolue dynamiquement uniquement sous l'influence de V_{tot} pendant un temps assez long pour s'en assurer.
5. Après avoir évolué sans contrainte, on s'assure qu'aucune particule ne s'est évaporée. On vérifie donc que le nombre de particules liées les unes aux autres est bien égal à N . L'inégalité $\langle E_{cin} \rangle / N < E_{cin}^{inf}$ est testée une dernière fois pour s'assurer que le système ne s'est pas réchauffé. Un mauvais choix des paramètres (notamment de r_{conf}) peut faire échouer la génération (étape 5b).

Cette seconde méthode permet de vérifier la première par comparaison des résultats. En effet, sauf pour les systèmes de petites tailles ($N \leq 13$), rien ne nous permet d'être sûr que la configuration obtenue à la fin du calcul est bien celle qui minimise le plus l'énergie potentielle du système. Les systèmes composés de 13 particules ou moins ont des géométries simples, reconnaissables et dont il est facile de se rendre compte qu'elles minimisent l'énergie potentielle ou non. Par exemple, l'état fondamental du système $N = 4$ est un tétraèdre régulier. Le système $N = 13$ est un icosaèdre régulier avec une particule au centre. Et c'est le plus gros système dont la géométrie de l'état fondamental est identifiable. Les systèmes plus lourds ont une forme générale de ballon de rugby plus ou moins arrondi. Avoir deux méthodes distinctes pour former ces systèmes permet d'estimer l'efficacité des algorithmes de génération : si chaque code donne

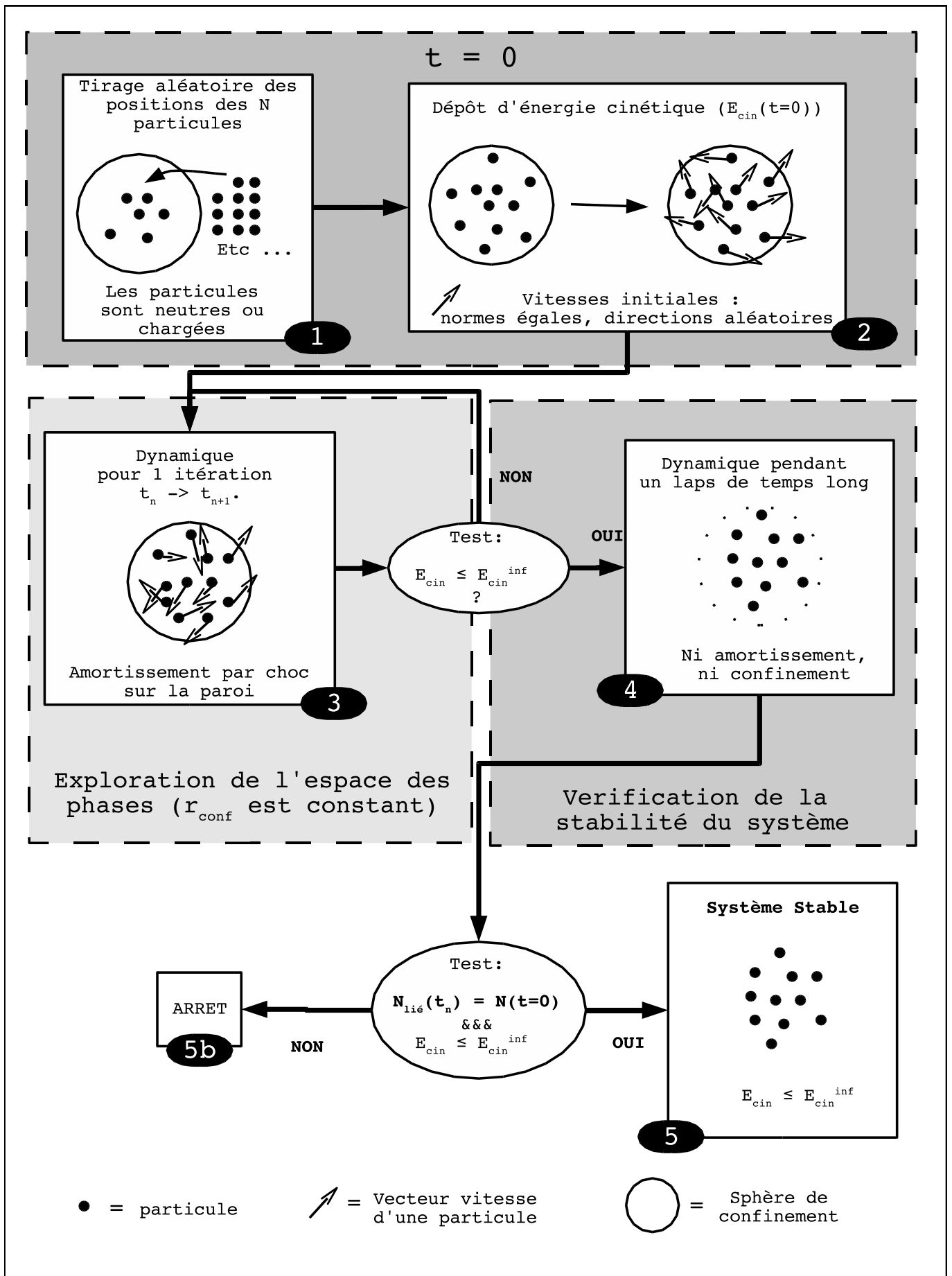
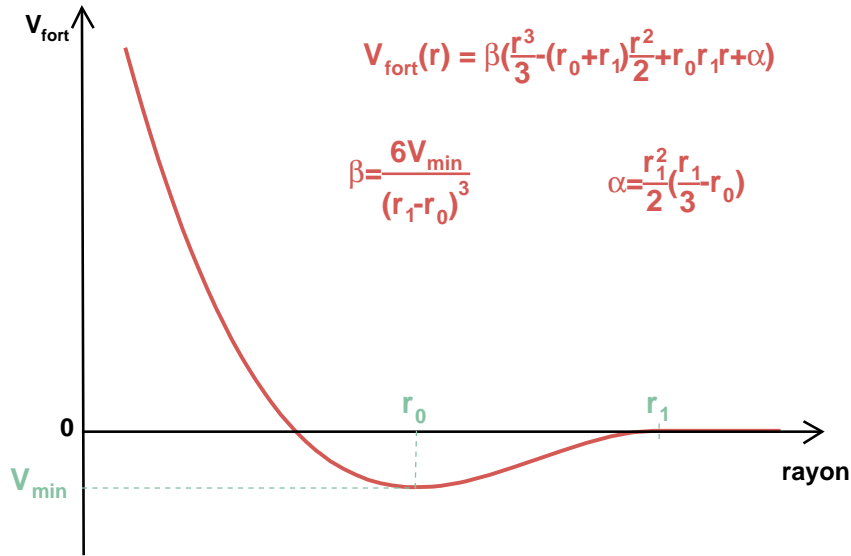


FIG. 1.5 – Etapes de la seconde méthode de recherche des configurations stables des systèmes.

FIG. 1.6 – Allure du potentiel V_{fort} .

des résultats similaires à l'autre, alors les configurations trouvées sont plus probablement celles recherchées. Nous avons vérifié que les systèmes formés ont des caractéristiques indépendantes de la méthode employée. Ensuite, le second intérêt de cette méthode est l'emploi de l'algorithme à d'autres fins. Nous le signalerons le cas échéant.

1.2.2 Définition du potentiel

Les premiers systèmes générés sont soumis à un potentiel qui a la même allure que l'interaction forte des noyaux. C'est un polynôme de degré 3. Il sera toujours noté V_{fort} dans la suite. Son expression est :

$$\forall r \in \mathbb{R}^+ : V_{fort}(r) = \begin{cases} \beta \left(\frac{r^3}{3} - (r_0 + r_1) \frac{r^2}{2} + r_0 r_1 r + \alpha \right) & \text{si } r \leq r_1 \\ 0 & \text{si } r \geq r_1 \end{cases} \quad (1.3)$$

$$\beta = \frac{6V_{min}}{(r_1 - r_0)^3} \quad (1.4)$$

$$\text{et} \quad \alpha = \frac{r_1^2}{2} \left(\frac{r_1}{3} - r_0 \right) \quad (1.5)$$

où r est la distance entre les 2 corps considérés. Il est continu et dérivable sur \mathbb{R}^+ . Ses 3 paramètres sont :

1. V_{min} : valeur du fond du puits de potentiel. Sa valeur est strictement négative.

2. r_0 : distance pour laquelle $V_{fort} = V_{min}$.
3. r_1 : distance particule-particule à partir de laquelle V_{fort} est nul.

Et ils définissent complètement V_{fort} . Ce nombre réduit de paramètres est un grand avantage pour l'étude de l'influence de chacun d'eux sur les propriétés statiques et dynamiques des systèmes. Et l'ajustement des propriétés de ces systèmes sur celles des noyaux par exemple sera donc facilité (cf. chap. 2 et 5). L'allure de V_{fort} est tracée sur la figure 1.6, et les paramètres V_{min} , r_0 , et r_1 représentés. Ce potentiel a les propriétés du potentiel de Lennard-Jones [25, 26] : il est répulsif à courte portée, puis attractif tant que la distance entre les particules, r , est inférieure à r_1 , et finalement nul pour $r > r_1$. L'avantage de V_{fort} par rapport à d'autres potentiels est la rapidité de calcul qu'il induit : la valeur d'un polynôme d'ordre 3 est plus rapide à obtenir que celle, par exemple, d'un polynôme d'ordre 12 (potentiel de Lennard-Jones).

1.2.3 Géométrie et énergies caractéristiques des systèmes neutres

Nous venons de voir comment les systèmes sont générés et à quel potentiel sont soumis les particules. Nous allons ici caractériser ces systèmes. Ils sont analogues à des petits cristaux. Dès que leur taille est assez grande (typiquement $N > 13$) ils ont une géométrie en ballon de rugby plus ou moins arrondi. Les systèmes des petites tailles ont des géométries identifiables. Nous avons étudié plusieurs propriétés de ces systèmes. Nous ne présenterons ici que 2 propriétés énergétiques et 1 propriété géométrique. Elles seront suffisantes pour les études rapportées dans ce mémoire. La première est l'énergie de liaison du système complet E_l . Elle caractérise la cohésion des systèmes. La seconde propriété énergétique est l'énergie de liaison de la particule la moins liée E_{ml} . Il s'agit d'une propriété importante pour les systèmes que nous manipulons comme nous allons le voir dans les études qui vont suivre. Nous avons caractérisé la géométrie des systèmes par leurs rayons carrés moyens RCM qui a pour expression générale :

$$RCM = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_i^2} \quad (1.6)$$

Où les r_i sont les distances des particules au centre de masse du système et N le nombre de particules du système.

Calculs de ces propriétés

Quels que soient les systèmes, le calcul de RCM est direct. Pour les systèmes soumis uniquement à V_{fort} , la détermination des propriétés énergétiques est simple. E_l est l'énergie minimale qu'il faut fournir au système pour qu'il se dissocie complètement. Chaque particule a une énergie de liaison propre et E_{ml} est le minimum de ces énergies. Le potentiel étant de portée finie (r_1), le système dissocié a nécessairement une énergie potentielle nulle. Donc E_l est directement

l'énergie potentielle de l'état fondamental du système et l'énergie de liaison d'une particule est directement son énergie potentielle dans cette configuration. Lorsqu'un isospin sera attribué aux particules et qu'une interaction de type Coulomb sera appliquée aux particules chargées, nous utiliserons un algorithme plus poussé que nous décrirons à ce moment là.

Propriétés des premiers systèmes

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les évolutions de E_l/N , E_{ml} et RCM en fonction de la taille N des systèmes neutres. Ces courbes sont présentées dans les références [2, 3]. Nous les avons rappelées sur la figure 1.7 en prenant une nomenclature commune au reste de ce mémoire.

La courbe du rayon carré moyen a été ajustée avec une fonction en $N^{1/3}$ additionnée à une constante $R_1^{(0)}$ ($RCM = R_1^{(0)} + R_0^{(0)} N^{1/3}$; le (0) indique qu'il s'agit des systèmes neutres).

La courbe de $E_l^{(0)}/N$ est une fonction croissante de N . Elle est ajustée par une fonction de type goutte liquide composée d'un terme de volume et d'un terme de surface. Les valeurs des paramètres sont indiqués sur la figure 1.7.

L'énergie de liaison de la particule la moins liée est elle aussi une fonction croissante de N . Elle suit les variations de $E_l^{(0)}/N$, c'est pourquoi nous avons utilisé une paramétrisation de type goutte liquide pour ajuster la courbe ($E_{ml}^{(0)} = b_v^{(0)} - \frac{b_s^{(0)}}{A^{1/3}}$). Les paramètres de E_{ml} sont indiqués sur la figure. La particule la moins liée se situe à la surface du système : le potentiel V_{fort} est de portée finie et la surface est la zone où les particules ont le moins de plus proches voisines. Or la configuration de la surface varie d'un système à l'autre. De plus, E_{ml} n'est pas comme E_l/N une énergie moyenne sur l'ensemble du système. Pour ces raisons, E_{ml} est beaucoup plus fluctuante que E_l/N .

1.3 Collisions

1.3.1 Implémentation

Les collisions sont toutes simulées de la même manière, quel que soit le potentiel utilisé. Nous appellerons le potentiel V_{tot} , sans nous soucier de son expression. Le programme se décompose en trois étapes : i) l'instant initial où le projectile et la cible sont placés à leurs positions de départ ; ii) la phase dynamique où les deux protagonistes se rapprochent, entrent en contact et évoluent ensuite ; iii) et enfin l'instant final où la dynamique est arrêtée et un algorithme de clusterisation est appliqué.

Tout d'abord, l'algorithme définit les coordonnées initiales des centres de masses (cdm) du

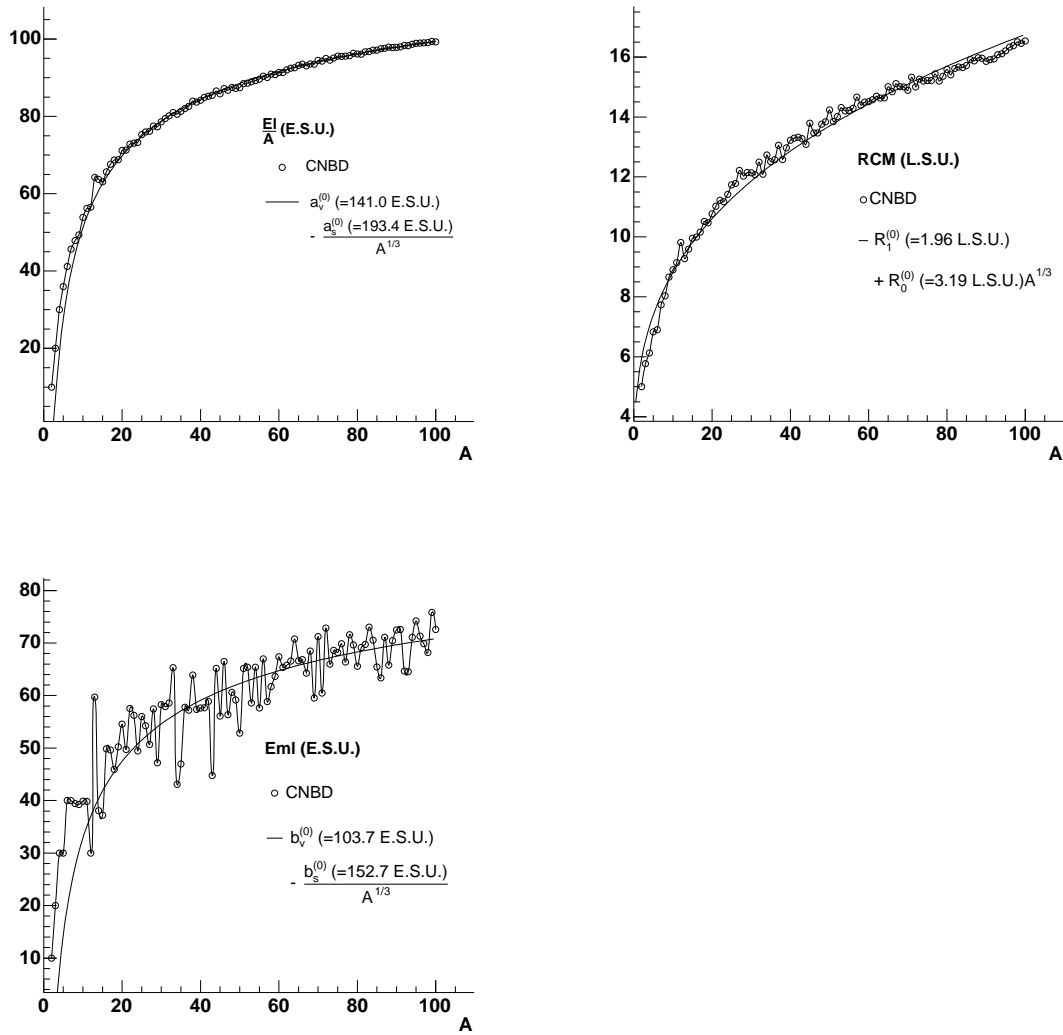


FIG. 1.7 – Energie de liaison par particule, rayon carré moyen et énergie de liaison de la particule la moins liée des systèmes neutres suivant leurs tailles. Les ronds vides correspondent aux données, les courbes noires aux ajustements.

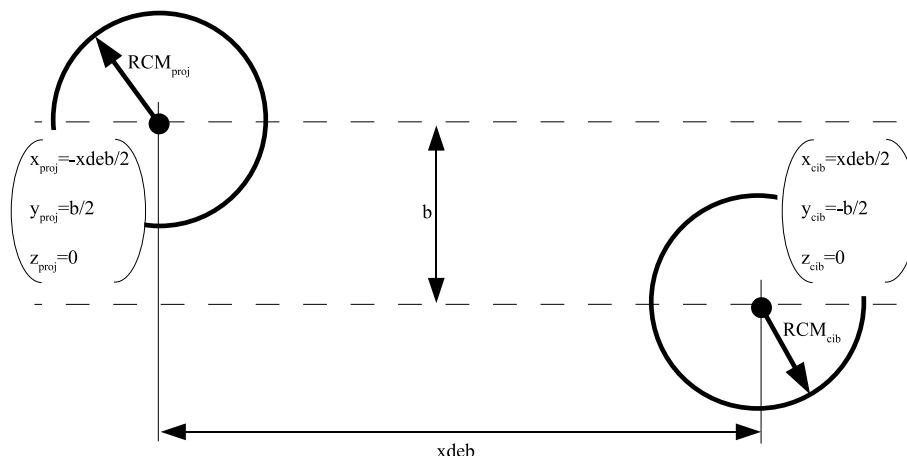


FIG. 1.8 – Description schématique du placement initial du projectile et de la cible dans le cas d’une collision symétrique.

projectile et de la cible dans le référentiel barycentrique de la collision. Le schéma 1.8 donne les coordonnées à l’instant initial du projectile et de la cible lorsque les deux protagonistes ont même masse. Dans ce mémoire, il ne sera question que de collisions symétriques (le projectile et la cible contiennent le même nombre de particules). $xdeb$ est la distance initiale entre les deux centres de masse sur l’axe du “faisceau”. b est le paramètre d’impact. Il est compris entre 0 et le paramètre d’impact maximal b_{max} qui est défini comme la somme des rayons carrés moyens des deux protagonistes et d’une distance caractéristique du potentiel V_{tot} .

Ensuite, la phase dynamique s’enclenche. Les particules reçoivent toutes la même énergie cinétique puis l’algorithme de Runge-Kutta d’ordre 4 à pas de temps adapté fait évoluer le système projectile+cible. Durant cette phase, V_{tot} dirige l’évolution du système sans intervention extérieure.

Enfin, à l’instant final arbitrairement fixé, t_{fin} , la simulation s’arrête. Les fragments sont formés. Il existe plusieurs algorithmes de clusterisation. Le plus simple porte le nom de “Minimum Spanning Tree method” (*MST*) [25, 27, 29]. Il suppose que deux particules appartiennent au même fragment si et seulement si leur distance relative est inférieure à une distance caractéristique liée au potentiel V_{tot} . Un autre algorithme stipule que deux particules appartiennent au même fragment si leur énergie relative est négative (*Coniglio – Klein clusters* ou *MSTE clusters*) [28, 29]. Un dernier exemple d’algorithme détermine à chaque pas de temps la configuration qui minimise l’énergie du système (*ECRA clusters*) [29]. Dans cette dernière référence, les auteurs comparent l’efficacité de ces trois algorithmes sur la fragmentation de systèmes soumis à un potentiel de type Lennard-Jones. Ils concluent que l’algorithme *MST* n’est valable qu’asymptotiquement ; les deux autres étant, selon eux, préférables. Nous avons

choisi d'utiliser cet algorithme. Nous allons montrer pourquoi à travers une courte étude.

Evolution temporelle des systèmes

Nous allons montrer l'évolution temporelle de différentes observables d'un échantillon d'environ 50 collisions centrales ($b/b_{max} < 0.1$) du système (34; 0) sur (34; 0) pour différentes énergies. Les particules sont soumises au potentiel V_{fort} (i.e. ici $V_{tot} = V_{fort}$). L'énergie utilisée est l'énergie disponible E_{dispo} . Elle correspond à l'énergie mécanique totale de laquelle est retirée l'énergie potentielle de l'état fondamental du système composé $E_{fond}(68; 0)$:

$$E_{dispo} = \sum_i \frac{m_i \vec{V}_i^2}{2} + \sum_{i,j,i < j} V_{tot}(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) - E_{fond}(68; 0). \quad (1.7)$$

où m_i , r_i et V_i sont respectivement la masse, le vecteur position et le vecteur vitesse de la i^{ieme} particule; et où r_j est le vecteur position de la j^{ieme} particule. Les auteurs de la référence [29] montrent que les algorithmes *MSTE* et *ECRA* donnent des résultats équivalents, le second demandant un temps de calcul plus long. Pour notre part, nous avons étudié les observables suivantes : la multiplicité de fragments *MIMF* ($N > 3$) et les nombres de constituants des deux plus gros fragments N_1 et N_2 . Nous avons tracé leurs évolutions selon le temps de simulation sur les figures 1.9 et 1.10. Les valeurs ont été déterminées en utilisant les algorithmes *MST* (symboles "vides") ou *MSTE* (symboles "pleins"). Les observables sont repérées par les formes des symboles.

Tout d'abord, il existe, pour chaque énergie de collision, une date à partir de laquelle les 2 algorithmes donnent des résultats équivalents. Cette date dépend de l'énergie. Pour $E_{dispo}/N = 52$ ESU. par exemple, les deux algorithmes donnent des valeurs de $\langle MIMF \rangle$ et $\langle N_1 \rangle$ équivalentes à toute date supérieure à 20 TSU., et les valeurs de $\langle N_2 \rangle$ sont équivalentes à partir de 100 T.S.U.. Pour cette énergie disponible, les algorithmes *MST* et *MSTE* donnent des résultats similaires lorsqu'on observe les collisions à une date supérieure à 100 TSU.. Le même raisonnement s'applique à toutes les autres énergies. D'un point de vue général, les fragmentations données par les deux algorithmes reviennent au même dès que la date d'observation est supérieure à 120 TSU.. Dans les références [2, 3, 4] et dans la suite de ce rapport toutes les collisions entre systèmes neutres sont observées à $t = 200$ TSU.. Nous employons donc l'algorithme *MST* car c'est le plus simple, et donc le plus rapide, pour un résultat similaire.

Ensuite, nous profitons de cette étude pour faire une remarque importante pour les chapitres 3 et 4 dans lesquels nous chercherons notamment les signaux dits de "transition de phase" dans nos simulations de collisions. Cette étude doit être théoriquement menée au Freeze-Out (FO) [64]. Expérimentalement, l'état du système à cette date est estimé car il ne peut être observé directement. Dans notre cas, deux questions se posent : comment repérer le FO et comment le

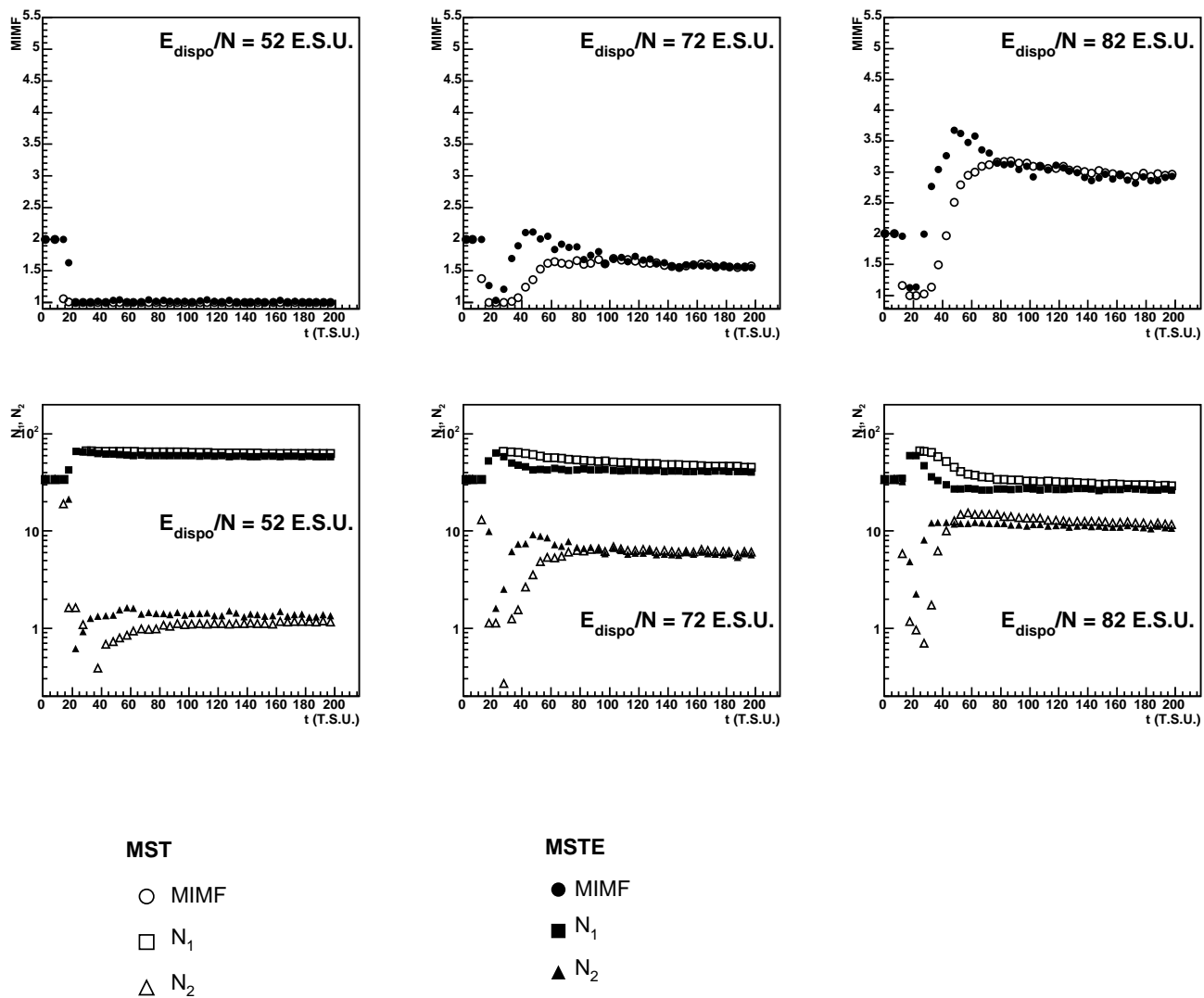


FIG. 1.9 – Collisions centrales (cf texte) du système 34;0 sur 34;0 à plusieurs énergies. Evolutions temporelles de la multiplicité de fragments de taille $N > 3$ et des tailles des 2 plus gros fragments N_1 et N_2 selon les algorithmes *MST* et *MSTE*.

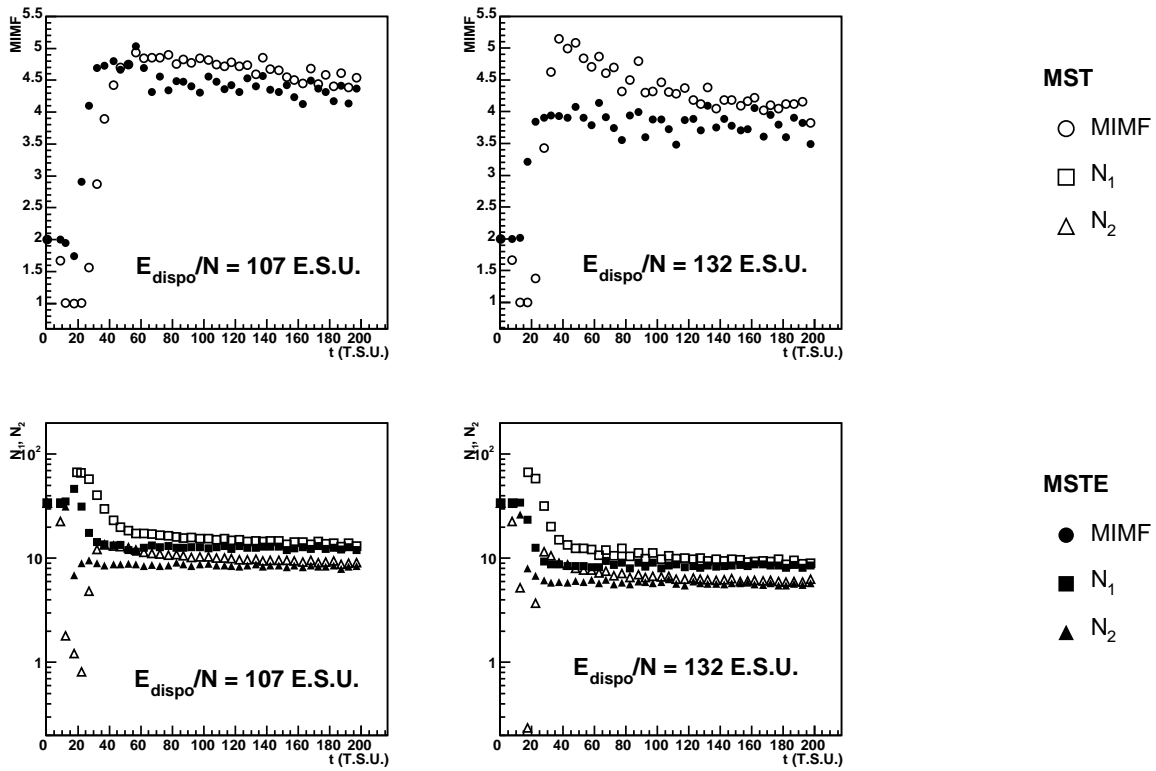


FIG. 1.10 – Collisions centrales (cf texte) du système 34;0 sur 34;0 à plusieurs énergies. Evolutions temporelles de la multiplicité de fragments de taille $N > 3$ et des tailles des 2 plus gros fragments N_1 et N_2 selon les algorithmes *MST* et *MSTE*.

système évolue entre ce FO et la date à laquelle nous observons les collisions (200 TSU.). Le FO est théoriquement défini comme la date à partir de laquelle les fragments primaires sont formés et bien séparés les uns des autres. Selon les figures 1.9 et 1.10, la multiplicité moyenne des fragments et le nombre moyen de constituants des deux plus gros fragments évoluent de façon significative jusqu'à 60 - 100 TSU (pour toutes les énergies considérées) et ensuite le système n'évolue que très peu jusqu'à 200 TSU.. De plus, entre l'instant initial et environ 30 TSU. le projectile et la cible se rapprochent et se heurtent. Durant cette phase le système est comprimé ($\langle MIMF \rangle \approx 1$ pour MST). Les particules sont toutes proches les unes des autres. Entre environ 30 TSU. et environ 60 TSU., les fragments primaires commencent à se former ($\langle MIMF \rangle$ augmente brusquement) et le système est en expansion. Bien qu'il ne soit pas possible de repérer précisément le FO, nous pouvons dire qu'il est compris entre environ 60 TSU. et 100 TSU., et que la configuration observée à la date 200 TSU. est très proche de celle du FO. (N.B. : il est intéressant de remarquer qu'il semble que l'intervalle de temps (de simulation) dans lequel est inclu le FO (60 - 100 TSU.) correspond à celui pour lequel les algorithmes MST et $MSTE$ commencent à donner les mêmes résultats. On pourrait envisager d'utiliser ce critère pour repérer le FO de manière générale).

1.3.2 Principaux résultats déjà publiés sur les systèmes neutres

Les trois conclusions essentielles sur les premières études de collisions avec les systèmes neutres sont décrites dans le détail dans les références [2, 3, 4]. Nous les rappelons ici comme introduction aux motivations des nouvelles études décrites dans le présent mémoire.

La constatation la plus importante est la surprenante étendue de l'accord qualitatif entre les simulations et les collisions d'ions lourds. Tous les mécanismes de collisions connus, de la fusion aux basses énergies au mécanisme de participant-spectateur aux hautes énergies, ont été observés avec ces systèmes classiques [3].

Lors de collisions centrales, les systèmes ayant une énergie faible subissent principalement le mécanisme de fusion/évaporation. Lorsque leur énergie augmente, ce premier mécanisme cède la place à la multifragmentation. Et lorsqu'enfin l'énergie des collisions devient grande, le nombre de particules émises devient lui aussi grand, les fragments ont des tailles réduites et le mécanisme de vaporisation apparaît. Ces trois domaines sont similaires aux domaines d'énergie utilisés dans les études sur les collisions d'ions lourds : les "basses énergies" sont les énergies pour lesquelles la fusion/évaporation est le mécanisme prédominant lors des collisions centrales et les "énergies intermédiaires" sont les énergies pour lesquelles c'est la multifragmentation qui prédomine. Les "hautes énergies", elles, sont caractérisées par l'apparition de la vaporisation.

Pouvoir simuler des collisions à toute énergie nous a permis de déterminer trois domaines analogues pour nos simulations. Pour une taille totale N_0 donnée (projectile+cible), la frontière entre les basses énergies et les énergies intermédiaires correspond à l'énergie de liaison de la

particule la moins liée au système au repos de taille N_0 . C'est la raison première pour laquelle nous avons étudié cette énergie caractéristique. De même, la frontière entre les énergies intermédiaires et les hautes énergies correspond à l'énergie de liaison par particule du système composé au repos.

Enfin, l'étude décrite dans la référence [4] a pour objet l'énergie d'excitation déposée dans les fragments. Dans les simulations, l'énergie qui peut être emmagasinée dans un fragment ne peut dépasser l'énergie de liaison de la particule la moins liée à ce fragment dans son état fondamental. En conséquence, tant que l'énergie disponible appartient aux basses énergies, le système en collision (projectile+cible) peut se thermaliser entièrement. Mais dès qu'elle devient plus grande, une part de l'énergie du système ne peut être thermalisée sur la plage de temps étudiée ($t \lesssim 200$ TSU.).

1.4 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons d'abord posé les bases numériques du code CNBD. La dynamique est gérée par l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté. Nous avons vu que cet algorithme est non seulement adapté à la résolution numérique du problème de N-corps classiques en interaction, mais de plus qu'il est l'un des meilleurs compromis entre précision et temps de calcul. Ensuite, nous avons présenté les deux méthodes de génération des systèmes. Dans leurs états fondamentaux ces systèmes sont des mini-cristaux. Le rayon carré moyen d'un système donné caractérise sa taille ; son énergie de liaison et l'énergie de liaison de la particule la moins liée caractérisent sa cohésion. Enfin, nous avons décrit les premières études sur des simulations de collisions entre systèmes neutres. Et nous venons de résumer les résultats publiés dans les références [2, 3, 4].

Chapitre 2

Influence des paramètres sur les propriétés des systèmes

2.1 Cadre de l'analyse

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser aux systèmes neutres introduits au chapitre précédent. Ils sont soumis au potentiel V_{fort} qui dépend des trois paramètres V_{min} , r_0 et r_1 (fig. 1.6). Nous allons mettre en évidence l'influence de chacun sur certaines propriétés statiques et sur les propriétés dynamiques des systèmes.

Dans un second temps, nous allons changer le potentiel que subissent les particules. Nous allons introduire un potentiel répulsif de portée infinie V_{rep} et, par la même occasion doter les particules d'un "isospin". Ce potentiel n'interviendra qu'entre particules d'un certain "isospin". De plus, nous allons aussi modifier V_{fort} . Nous allons faire exactement les mêmes études que celles effectuées sur V_{min} , r_0 et r_1 sur les nouveaux paramètres. La portée infinie de V_{rep} impliquera des modifications des programmes que nous décrirons avant de présenter les résultats.

2.1.1 Potentiel V_{fort} seul

Propriétés statiques étudiées

Ces propriétés sont l'énergie de liaison (par particule) $E_l^{(0)}/N$, l'énergie de liaison de la particule la moins liée $E_{ml}^{(0)}$ et le rayon carré moyen $RCM^{(0)}$. Le (0) est là pour rappeler que les systèmes d'étude sont neutres. Les courbes de $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$ selon le nombre N de particules des systèmes seront tracées pour chaque valeur envisagée de chacun des paramètres de V_{fort} . Les systèmes générés seront constitués de 2 à 100 particules. En parallèle, ces courbes seront ajustées par des fonctions dont les paramètres seront comparés les uns aux autres. Nous serons alors en mesure de dire, pour un système donné, comment V_{min} , r_0 ou r_1 modifie $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$.

Collisions étudiées

Les collisions étudiées sont des collisions centrales du système $(34;0)$ sur $(34;0)$. Elles sont telles que le paramètre d'impact b ne dépasse pas 10% du paramètre d'impact maximum b_{max} . Au chapitre précédent, nous avons défini b_{max} comme la somme des rayons carrés moyens (en fait leurs racines carrées) des protagonistes et d'une distance caractéristique du potentiel. La distance caractéristique de V_{fort} choisie est sa portée r_1 . b_{max} est donc la distance pour laquelle le projectile et la cible commencent juste à interagir selon V_{fort} lorsqu'ils sont au plus près l'un de l'autre. De plus, comme précisé au chapitre précédent, la date d'observation est 200 TSU. et l'algorithme de clusterisation employé est l'algorithme *MST*.

Nous souhaitons observer l'évolution de la dynamique avec l'énergie des collisions pour chaque valeur envisagée de chaque paramètre de V_{fort} . Les observables que nous avons choisies sont la multiplicité de fragments (*MIMF*), les tailles des 2 plus gros fragments (N_1 et N_2) et la multiplicité de particules isolées émises ($M1$). Est appelé fragment tout ensemble de particules (selon l'algorithme *MST*) contenant au moins 4 particules. Dans la référence [3], il est question de systèmes neutres soumis à V_{fort} avec $V_{min} = -20$ ESU., $r_0 = 10$ LSU. et $r_1 = 15$ LSU.. Pour ces valeurs et lors des collisions centrales, on observe la fusion/évaporation tant que l'énergie disponible par particule (E_{dispo}/N) est inférieure à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé; puis on observe la multifragmentation tant que E_{dispo}/N est inférieure à l'énergie de liaison (par particule) du système composé; et enfin on constate l'apparition de la vaporisation pour les énergies plus grandes que $E_l^{(0)}/N$. Ici, Nous allons observer l'évolution de *MIMF*, N_1 , N_2 et $M1$ avec l'énergie disponible. Pour chaque énergie, nous avons généré au moins 100 événements. Lors de l'étude de l'influence de V_{min} sur les collisions, nous allons définir des repères, c'est-à-dire voir que ces observables ont des valeurs ou des évolutions bien particulières lorsque l'énergie disponible par particule est proche de $E_{ml}^{(0)}$ ou de $E_l^{(0)}/N$. Et ensuite nous allons étudier l'évolution de ces repères en fonction des variations des autres paramètres de l'interaction.

2.2 Influence de V_{min} , r_0 et r_1 sur les propriétés des systèmes neutres

2.2.1 Influence de V_{min}

Les valeurs de r_0 et r_1 sont égales respectivement à 10 et 15 LSU.. Les valeurs de V_{min} étudiées sont $-10, -18, -20, -22$ et -30 ESU..

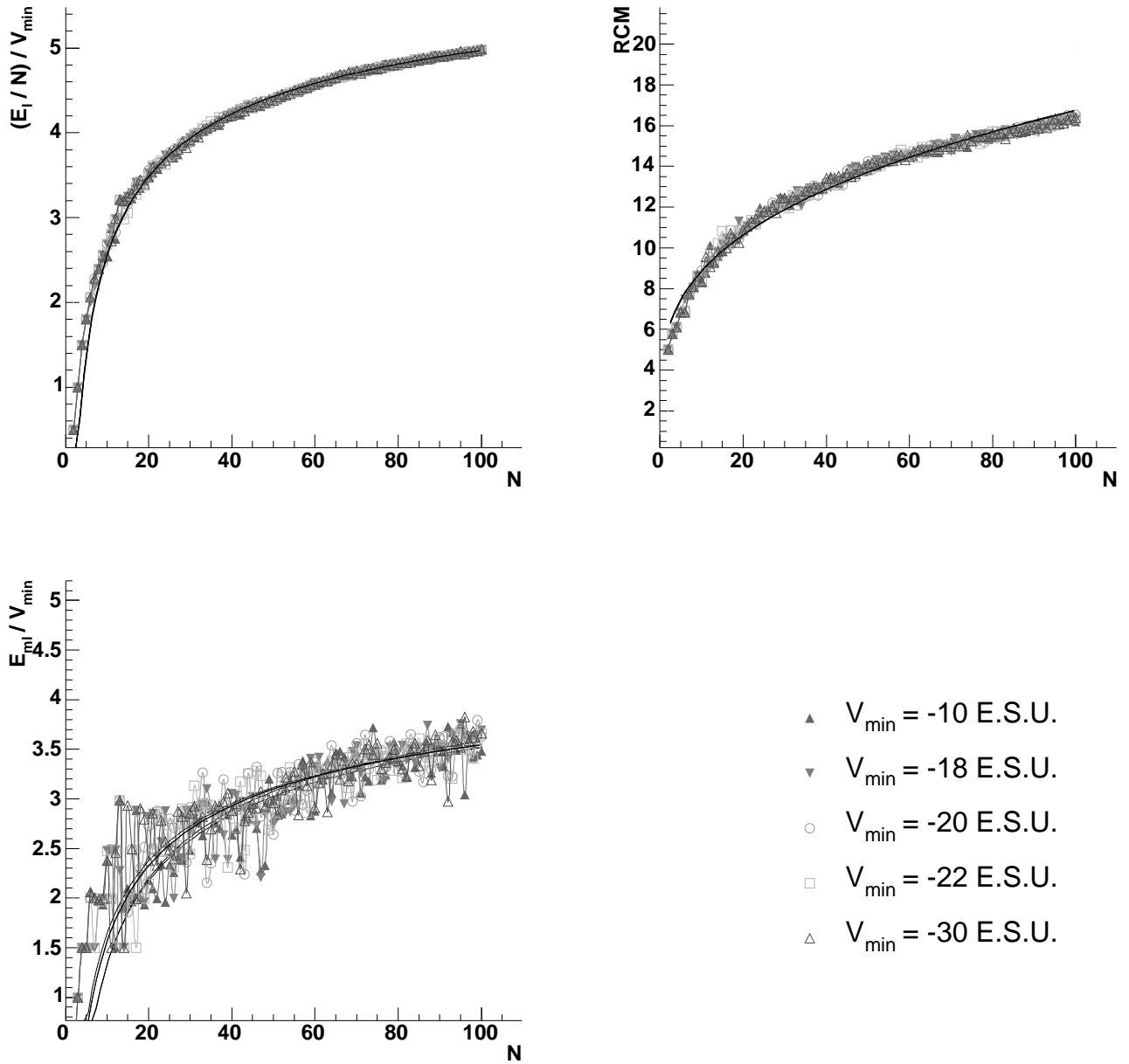


FIG. 2.1 – Rapport entre l'énergie de liaison et la valeur de V_{min} (en haut, à gauche), rayon carré moyen (en haut, à droite) et rapport entre l'énergie de liaison du moins lié et la valeur (absolue) de V_{min} (en bas) des systèmes neutres suivant leurs tailles pour plusieurs valeurs de V_{min} ($r_0 = 10$ LSU. et $r_1 = 15$ LSU.).

Sur $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$

Sur la figure 2.1, $(-E_l^{(0)}/N)/V_{min}$ (en haut à gauche), $RCM^{(0)}$ (en haut à droite) et $-E_{ml}^{(0)}/V_{min}$ (en bas) sont tracés suivant la taille N des systèmes. Les courbes $(-E_l^{(0)}/N)/V_{min}$ et $-E_{ml}^{(0)}/V_{min}$ sont identiques pour toutes les valeurs de V_{min} . L'énergie de liaison et l'énergie de liaison de la particule la moins liée sont donc proportionnelles à V_{min} . $RCM^{(0)}$ est pratiquement le même quelle que soit la valeur de V_{min} . Ce dernier n'a donc aucune influence ou presque sur le rayon carré moyen, i.e. sur la géométrie du système.

Sur les collisions

Sur la figure 2.2 sont tracées sur chaque ligne de haut en bas les évolutions de $MIMF$, N_1 , N_2 et $M1$ selon le rapport $(E_{dispo}/N)/E_{ml}^{(0)}$. La colonne de gauche correspond à $V_{min} = -10$ ESU., celle du milieu à $V_{min} = -18$ ESU. et celle de droite à $V_{min} = -20$ ESU.. La figure 2.3 présente les mêmes courbes pour $V_{min} = -22$ ESU. (colonne de gauche) et $V_{min} = -30$ ESU. (colonne de droite). De plus, les droites en pointillés verticales indiquent les valeurs de $E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}/N$.

La troisième colonne de la figure 2.2 correspond aux systèmes étudiés dans les références [2, 3, 4] et au chapitre 1. Nous allons nous servir de ces systèmes comme témoins. Les évolutions de $MIMF$, N_1 , N_2 et $M1$ avec l'énergie ont des propriétés remarquables.

Tant que l'énergie disponible par particule E_{dispo}/N est inférieure à $E_{ml}^{(0)}$, la multiplicité de fragments ($N > 3$) moyenne est égale à 1. Parallèlement, le nombre moyen de particules du plus gros fragment, N_1 , est légèrement décroissant (de $N = 68$ à $N \approx 50$). Le second plus gros ensemble de particules n'est pas encore considéré comme un fragment ($N_2 \leq 3$). Quant à $M1$, son évolution est l'opposée de celle de N_1 : légèrement croissante (de 0 à ≈ 10). Le projectile et la cible fusionnent.

Lorsque E_{dispo}/N franchit $E_{ml}^{(0)}$, la dynamique des collisions est sur le point de changer. La fonction $MIMF$ présente un point d'inflexion pour cette énergie, comme la fonction N_1 . N_2 devient un fragment (il a au moins 4 constituants). L'émission de particule, elle, ne présente aucune caractéristique remarquable. Notons juste qu'en moyenne une dizaine de particules sont émises à $E_{ml}^{(0)}$. Le mécanisme de multifragmentation est en train d'apparaître.

Lorsque E_{dispo}/N passe de $E_{ml}^{(0)}$ à $E_l^{(0)}/N$, la fragmentation est très dépendante de l'énergie : $MIMF$ augmente brutalement et N_1 diminue rapidement. N_2 augmente, passe par un maximum avant de commencer à diminuer. La multifragmentation est le mécanisme prédominant dans ce domaine d'énergie.

Lorsque E_{dispo}/N franchit $E_l^{(0)}/N$, la dynamique des collisions est encore sur le point de changer. La fonction $MIMF$ présente un point d'inflexion pour cette énergie, moins prononcé que le premier. La fonction N_1 présente aussi un point d'inflexion. De plus N_1 vaut environ 20 pour $E_{dispo}/N \approx E_l^{(0)}/N$. N_2 vient juste de franchir son maximum. L'émission de particules présente un léger point d'inflexion. Notons qu'en moyenne 17 particules sont émises à $E_l^{(0)}$.

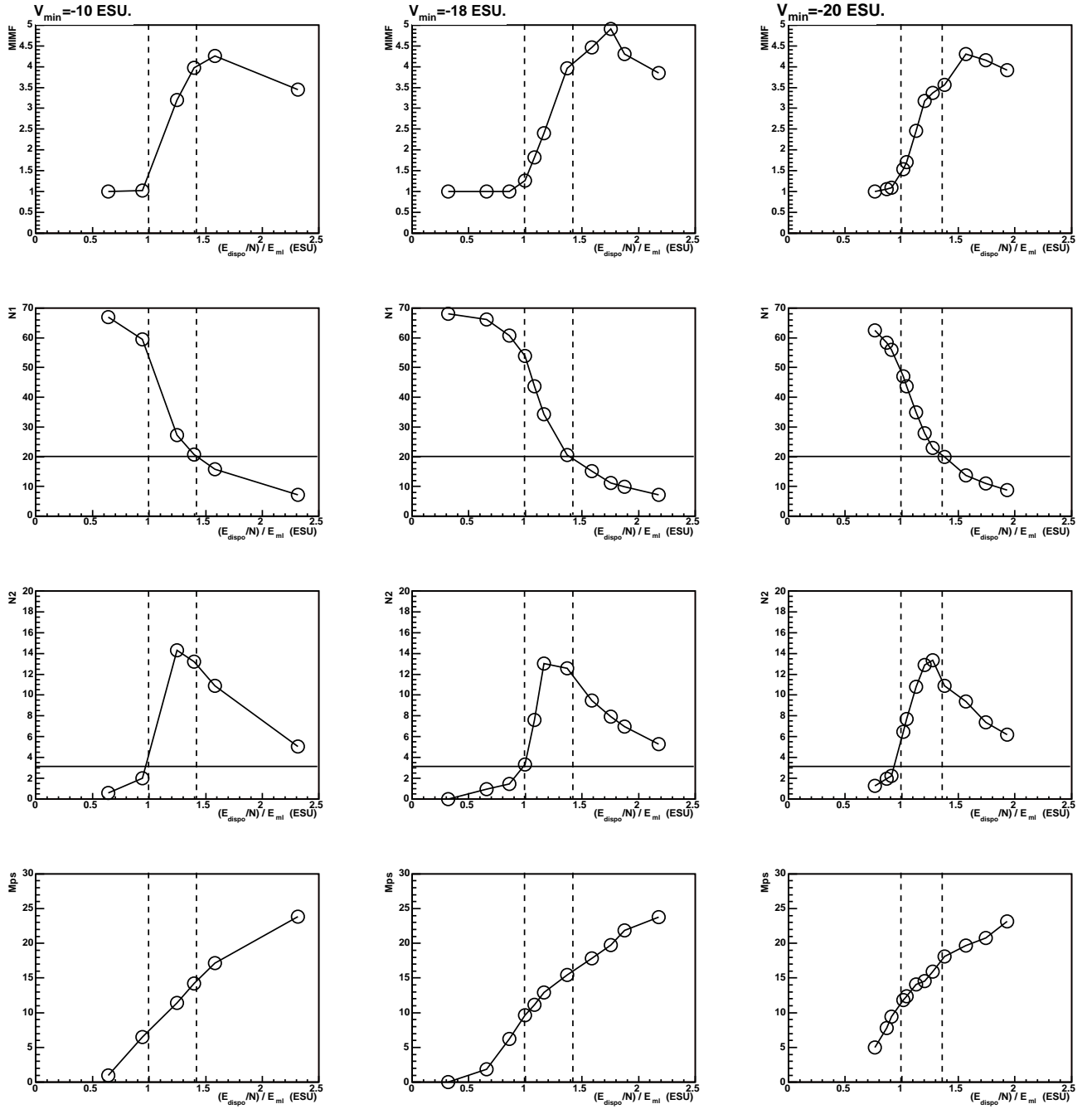


FIG. 2.2 – Multiplicité de fragments ($N > 3$) (première ligne), tailles des deux plus gros fragments N_1 (seconde ligne) et N_2 (troisième ligne), et multiplicité des particules émises (quatrième ligne) selon le rapport entre l'énergie des collisions centrales (du système 34;0 sur 34;0) et l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé (i.e. 68;0). Les colonnes correspondent aux cas $V_{min} = -10$ ESU. (gauche), $V_{min} = -18$ ESU. (milieu) et $V_{min} = -20$ ESU. (droite). Les autres paramètres valent $r_0 = 10$ LSU. et $r_1 = 15$ LSU..

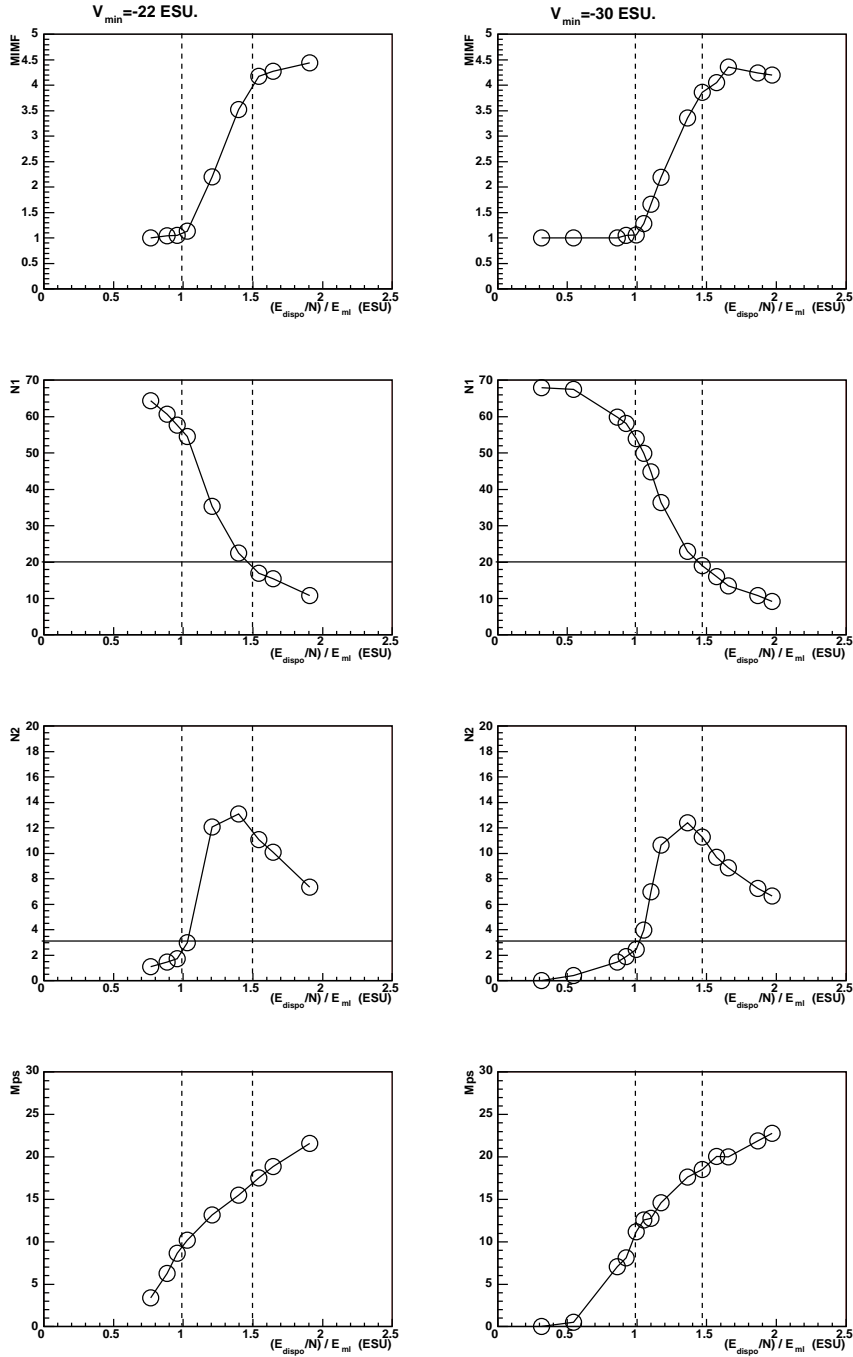


FIG. 2.3 – Multiplicité de fragments ($N > 3$) (première ligne), tailles des deux plus gros fragments N_1 (seconde ligne) et N_2 (troisième ligne), et multiplicité des particules émises (quatrième ligne) selon le rapport entre l'énergie des collisions centrales (du système 34;0 sur 34;0) et l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé (i.e. 68;0). Les colonnes correspondent aux cas $V_{min} = -22$ ESU. (gauche) et $V_{min} = -30$ ESU. (droite). Les autres paramètres valent $r_0 = 10$ LSU. et $r_1 = 15$ LSU..

Enfin, lorsque E_{dispo}/N est supérieure à $E_l^{(0)}/N$, $MIMF$ continue d'être croissante, bien que plus faiblement qu'entre $E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}/N$. Elle atteint sa valeur maximale, puis diminue lentement. N_1 décroît plus lentement et tend vers 1. N_2 tend aussi vers 1.

Comme déjà expliqué au chapitre 1 et dans les références [2, 3], les trois domaines d'énergies qui se dégagent de cette analyse correspondent à la prédominance de la fusion/évaporation ($E_{dispo}/N < E_{ml}^{(0)}$), à celle de la multifragmentation ($E_{ml}^{(0)} < E_{dispo}/N < E_l^{(0)}/N$), et à l'apparition de la vaporisation ($E_{dispo}/N > E_l^{(0)}/N$). A leurs frontières, $E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}/N$, la multiplicité de fragments et le nombre de constituants des deux plus gros d'entre eux présentent des caractéristiques particulières. Le passage $MIMF=1$ à $MIMF > 1$ (et le passage $N_2 \leq 3$ à $N_2 > 3$) marque la frontière entre les deux premiers domaines d'énergies. Les maxima en N_2 et $MIMF$ encadrent la frontière suivante, qui correspond à la seconde inflexion de N_1 . Nous avons donc plusieurs signaux à disposition pour décrire l'évolution de la fragmentation avec l'énergie. Nous allons voir s'ils restent présents lorsque les paramètres de l'interaction changent (et plus loin lorsque les systèmes changent de nature); et à quelles énergies ils apparaissent le cas échéant. Nous pourrions ainsi conclure sur l'influence de chaque paramètre sur les collisions par rapport à ce cas témoin.

L'influence de V_{min} sur les mécanismes de collision est simple. Les évolutions de $MIMF$, N_1 et N_2 sont très similaires, quelle que soit la valeur de V_{min} . Ce qui vient d'être dit pour la troisième colonne de la figure 2.2 l'est pour n'importe quelle colonne de cette figure et de la figure 2.3. Les courbes ont mêmes allures et les points remarquables (inflexion, maxima) apparaissent aux mêmes énergies caractéristiques ($E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}/N$). Qualitativement, changer V_{min} ne change rien à la fragmentation. Il semble que ce soit $E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}$ qui contraignent les mécanismes de collisions observés. V_{min} n'intervient qu'à travers son influence sur $E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}$. Nous venons de montrer que ces dernières sont proportionnelles à V_{min} (cf fig. 2.1).

L'émission de particules semble ne dépendre que très peu de V_{min} . Seules les courbes pour $V_{min}=-10$ ESU. diffèrent un peu des autres : le nombre de particules émises dans ce cas est inférieur de deux ou trois unités par rapport aux autres cas.

Dans la suite, nous allons rechercher les signaux décrits ici et voir à quelles énergies ils sont visibles, s'ils existent.

2.2.2 Influence de r_0 et r_1

Pour l'étude de l'influence de r_0 , V_{min} est égale à -20 ESU. et r_1 vaut 15 LSU.. Les valeurs de r_0 choisies sont 9, 9.5, 10, 10.5 et 11 LSU.. Pour l'étude de l'influence de r_1 , V_{min} est égale à -20 ESU. et r_0 vaut 10 LSU.. Les valeurs de r_1 choisies sont 13.5, 14.25, 15, 15.75 et 16.5 LSU..

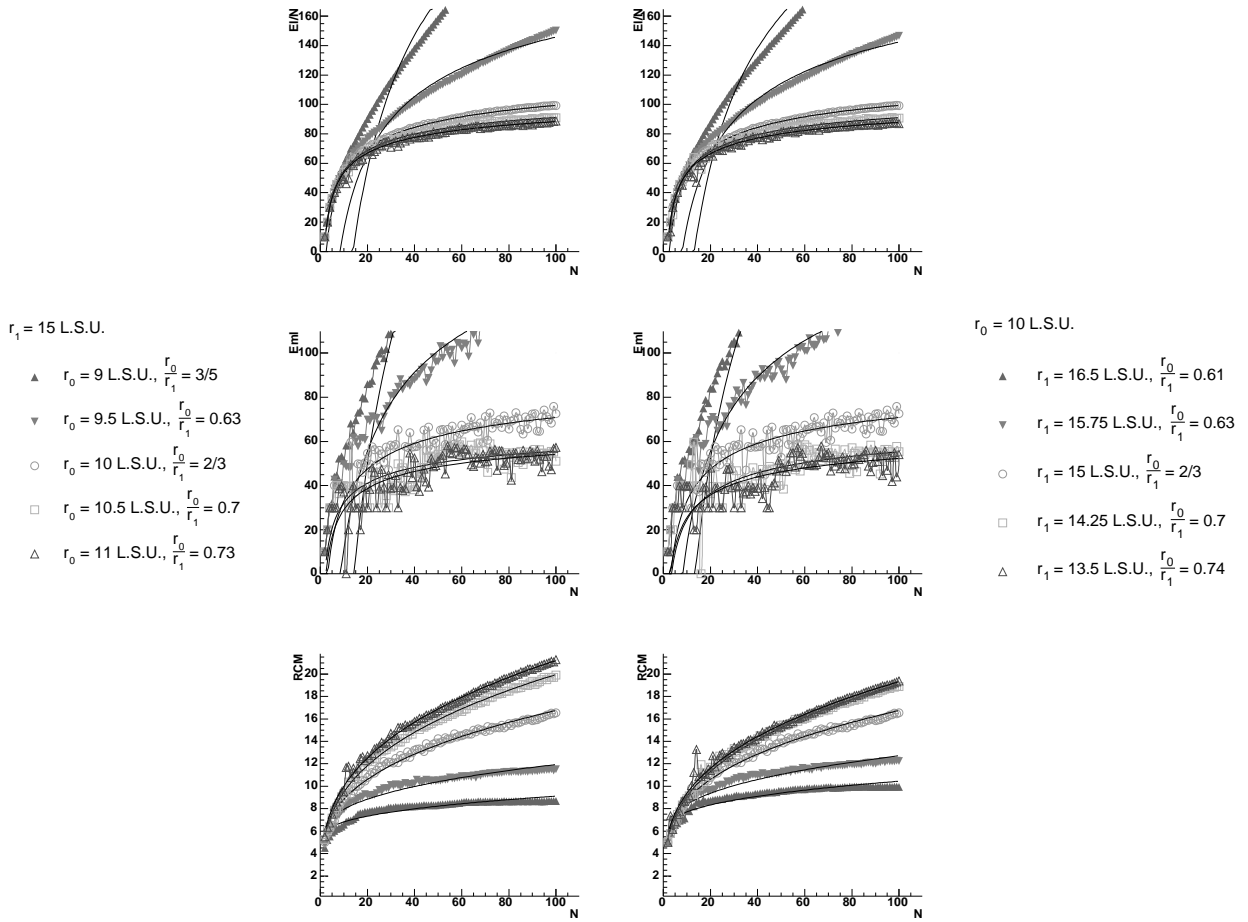


FIG. 2.4 – Energie de liaison (en haut), énergie de liaison du moins lié (au milieu) et rayon carré moyen (en bas) des systèmes neutres suivant leurs tailles pour i) plusieurs valeurs de r_0 ($V_{min} = -20 \text{ ESU.}$ et $r_1 = 15 \text{ LSU.}$) à gauche et ii) plusieurs valeurs de r_1 ($V_{min} = -20 \text{ ESU.}$ et $r_0 = 10 \text{ LSU.}$) à droite.

Sur $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$

La figure 2.4 donne $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$ en fonction de N lorsque r_0 est modifié et r_1 constant (à gauche) et lorsque r_1 est modifié et r_0 constant (à droite). Les ajustements obtenus sont aussi tracés (les traits). Les fonctions utilisées sont identiques à celles décrites au chapitre précédent (fig. 1.7), i.e. des fonctions de type goutte liquide pour $E_l^{(0)}/N$ ($= a_v^{(0)} + a_s^{(0)}/A^{1/3}$) et $E_{ml}^{(0)}$ ($= b_v^{(0)} + b_s^{(0)}/A^{1/3}$), ainsi qu'une fonction en $N^{1/3}$ avec un terme constant pour $RCM^{(0)}$ ($RCM^{(0)} = R_1^{(0)} + R_0^{(0)}N^{1/3}$). Les valeurs des paramètres sont données dans le tableau 2.1.

A partir de la situation de base, i.e. $r_0 = 10 \text{ LSU.}$ et $r_1 = 15 \text{ LSU.}$, $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$ évoluent de la même manière, que r_0 diminue (avec $r_1 = 15 \text{ LSU.}$), ou que r_1 augmente (avec

(LSU.)		$E_l^{(0)}/N$		$E_{ml}^{(0)}$		$RCM^{(0)}$	
		$a_v^{(0)}$ (ESU.)	$a_s^{(0)}$ (ESU.)	$b_v^{(0)}$ (ESU.)	$b_s^{(0)}$ (ESU.)	$R_1^{(0)}$ (LSU.)	$R_0^{(0)}$ (LSU.)
r_0	r_0/r_1						
9	0.6	497.1	1197.4	487.6	1186.6	4.83	0.92
9.5	0.63	259.4	527.1	228.1	467.9	4.49	1.6
10	2/3	141.0	193.4	103.7	152.7	1.96	3.19
10.5	0.7	122.9	147.3	75.9	94.7	0.39	4.21
11	0.73	118.6	140.2	76.0	101.2	0.27	4.51
r_1	r_0/r_1						
16.5	0.61	446.9	1054.9	433.1	1033.1	5.35	1.10
15.75	0.63	250.9	503.2	219.0	443.5	4.66	1.74
15	2/3	141.0	193.4	103.7	152.7	1.96	3.19
14.25	0.7	123.4	150.1	82.0	123.9	0.42	4.02
13.5	0.74	117.9	139.5	75.6	108.3	0.74	4.00

TAB. 2.1 – Valeurs des paramètres de fit pour chacune des valeurs de r_0 lorsque r_1 vaut 15 LSU. puis pour chacune des valeurs de r_1 lorsque r_0 vaut 10 LSU..

$r_0 = 10$ LSU.). Les courbes correspondant au même rapport r_0/r_1 sont similaires. Nous avons indiqué sur la figure la valeur de ce rapport, noté désormais ξ , pour chacun des couples (r_0, r_1) envisagés. Pour une valeur de ξ donnée (à 10^{-2} près), les courbes de $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$ de la colonne de gauche ont même allure que celles de la colonne de droite. C'est donc ξ qui impose les variations des propriétés des systèmes pour un nombre de constituants donné. Et il a une influence autant sur les propriétés énergétiques ($E_l^{(0)}$ et $E_{ml}^{(0)}$) que sur le $RCM^{(0)}$ des systèmes.

Sur la figure 2.5 sont tracées les valeurs de $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$ en fonction de ξ pour N égal à 10, 20, 40, 68 et 100 particules. V_{min} est égal à -20 ESU. et r_1 reste égal à 15 LSU. (les données sont extraites des courbes de gauche de la figure 2.4).

Pour $N=10$, $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$ sont des fonctions pratiquement indépendantes de ξ . Pour une valeur supérieure de N , $E_l^{(0)}/N$ et $E_{ml}^{(0)}$ sont des fonctions décroissantes de ξ et $RCM^{(0)}$ est une fonction croissante (de ξ). Par ailleurs, pour $\xi \approx 0.6$, le volume occupé par les systèmes est pratiquement le même, même en multipliant par 10 le nombre de particules du système (de 10 à 100), alors que ce même volume est multiplié par un facteur supérieur à 8 lorsque $\xi=0.73$. Parallèlement, en multipliant par 10 le nombre de particules, on multiplie $E_l^{(0)}/N$ et $E_{ml}^{(0)}$ par un facteur proche de 5 pour $\xi \approx 0.6$, alors qu'elles sont multipliées que par un facteur proche respectivement de 2 et de 1.2 lorsque ξ vaut 0.73. $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$ sont donc bouleversés lorsque l'on change ξ . Nous nous sommes donc intéressés à l'influence de

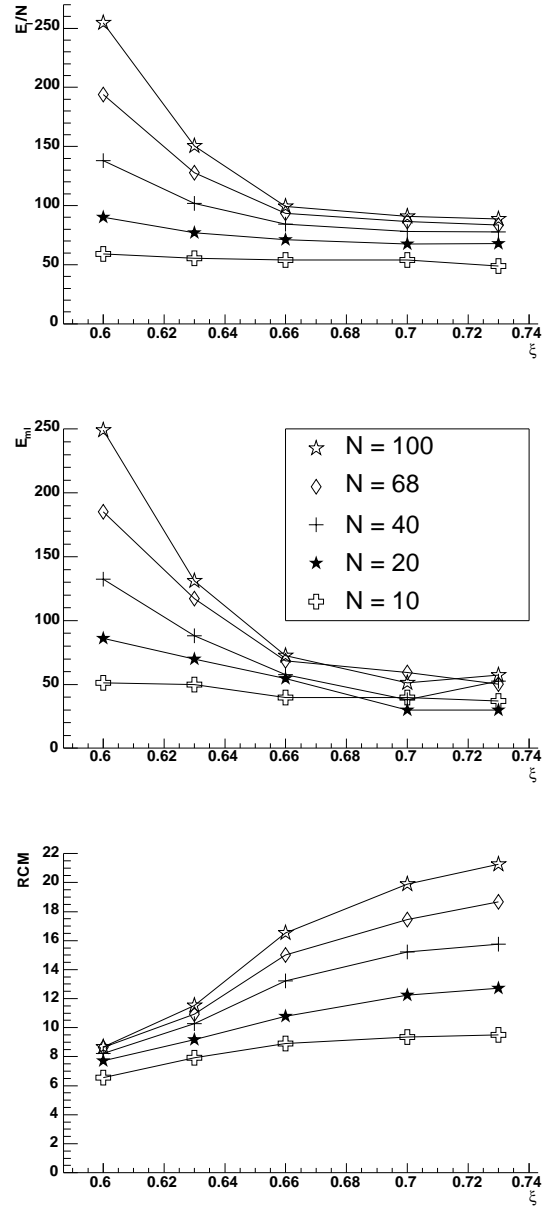


FIG. 2.5 – Energie de liaison (en haut), énergie de liaison du moins lié (au milieu) et rayon carré moyen (en bas) des systèmes neutres $N=10, 20, 40, 68$ et 100 selon les valeurs de ξ lorsque $V_{min} = -20$ ESU. et $r_1 = 15$ LSU..

r_0 (LSU.)	r_1 (LSU.)	$E_l^{(0)}$		$E_{ml}^{(0)}$		$RCM^{(0)}$	
		$a_v^{(0)}$ (ESU.)	$a_s^{(0)}$ (ESU.)	$b_v^{(0)}$ (ESU.)	$b_s^{(0)}$ (ESU.)	$R_1^{(0)}$ (LSU.)	$R_0^{(0)}$ (LSU.)
8	12	141.1	193.8	91.1	114.8	1.40	2.62
9.6	14.4	140.9	192.8	99.1	138.8	1.85	3.10
10	15	141.0	193.4	103.7	152.7	1.96	3.19
10.4	15.6	141.0	193.1	106.1	160.75	2.23	3.26
12	18	140.6	192.1	103.0	136.0	2.75	3.64

TAB. 2.2 – Valeurs des paramètres de fit pour chacune des valeurs du couple $(r_0; r_1)$. Elles ont été calculées en minimisant le χ^2 adéquat. Le rapport r_0/r_1 est égal à $2/3$.

r_0 et r_1 en tant que couple en conservant le rapport ξ constant.

2.2.3 Influence de r_0 et r_1 avec r_0/r_1 constant

Nous avons choisi le rapport $\xi = 2/3$ et pris encore une fois comme référence les valeurs $V_{min} = -20$ ESU., $r_0 = 10$ LSU. et $r_1 = 15$ LSU.. Les autres couples $(r_0; r_1)$ envisagés sont $(8;12)$, $(9.6;14.4)$, $(10.4;15.6)$ et $(12;18)$ LSU..

Sur $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$

La figure 2.6 montre les variations de $E_l^{(0)}/N$, $RCM^{(0)}$ et $E_{ml}^{(0)}$ en fonction du nombre de particules des systèmes. Le tableau 2.2 donne les valeurs ajustées des paramètres des formules.

Pour une taille donnée, le rayon carré moyen augmente avec $(r_0; r_1)$. Par contre les énergies caractéristiques ne dépendent pas (ou très peu) de $(r_0; r_1)$.

Lorsque ξ reste constant, le couple $(r_0; r_1)$ n'a d'influence que sur la géométrie. Dans la section précédente, nous avons montré que $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$ sont influencés par r_0 et r_1 lorsque ξ varie. Donc ξ est la variable qui influence essentiellement les propriétés énergétiques des systèmes ($E_l^{(0)}/N$ et $E_{ml}^{(0)}$).

Une réécriture de V_{fort} apporte des éléments d'explication à ces résultats. V_{fort} peut être normalisée en posant, par exemple, $x = r/r_1$:

$$\forall x \in [0; 1] : V_{fort}^{norm}(x) = \frac{6V_{min}}{(1-\xi)^3} \left(\frac{x^3}{3} - (1+\xi)\frac{x^2}{2} + \xi x + \frac{1}{2}(\frac{1}{3} - \xi) \right) \quad \text{avec } \xi \in]0; 1[\quad (2.1)$$

x est donc la distance entre les deux corps ramenée à la portée du potentiel. La valeur à l'origine

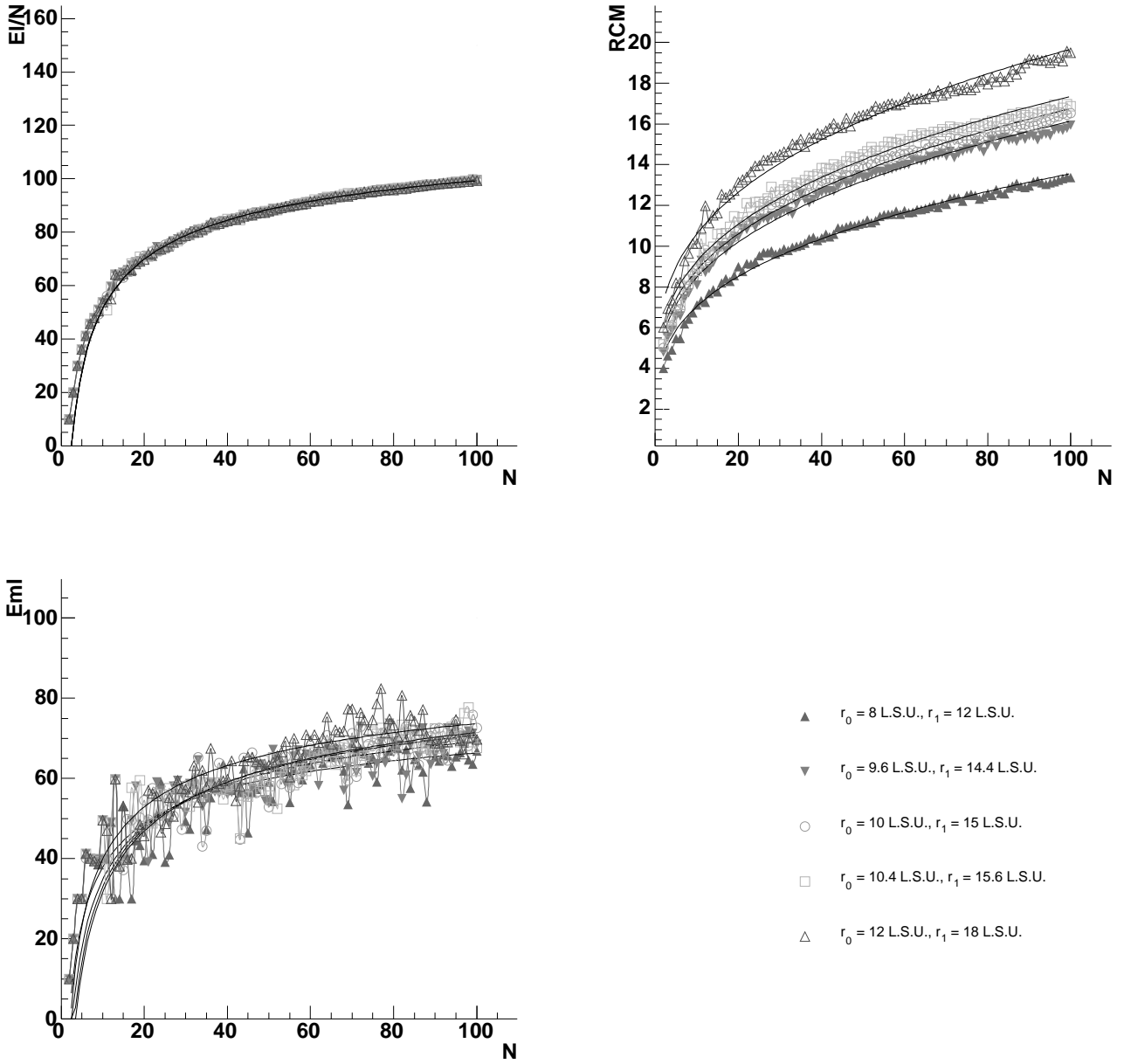


FIG. 2.6 – Energie de liaison (en haut, à gauche), rayon carré moyen (en haut, à droite) et énergie de liaison du moins lié (en bas) des systèmes neutres suivant leurs tailles pour plusieurs valeurs du couple $(r_0; r_1)$ tels que $r_0/r_1 = 2/3$ ($V_{min} = -20 \text{ ESU.}$).

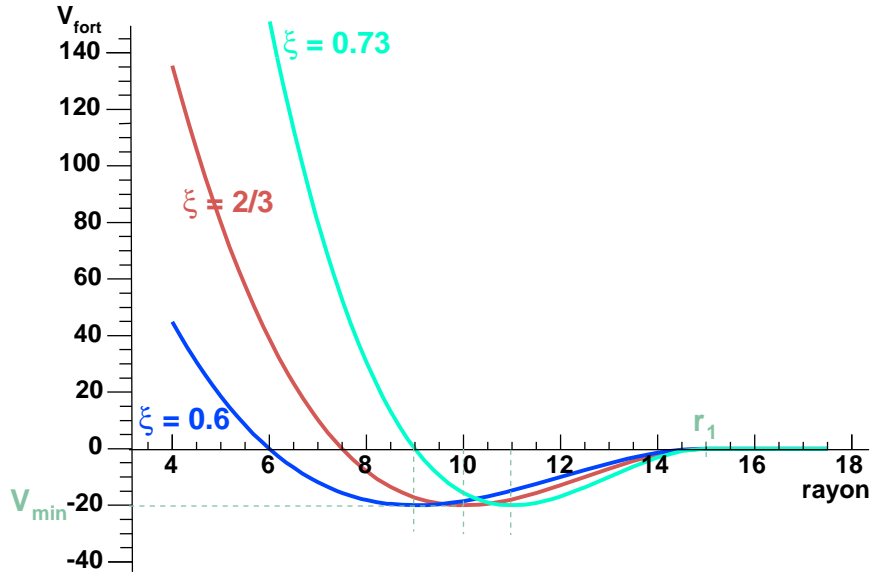


FIG. 2.7 – Allure du potentiel V_{fort} pour trois valeurs de ξ avec r_1 égal à 15 LSU. et V_{min} égal à -20 ESU..

de V_{fort} s'écrit donc :

$$V_{fort}^{norm}(0) = \frac{3V_{min}}{(1-\xi)^3} \left(\frac{1}{3} - \xi \right) \quad (2.2)$$

Cette valeur ne dépend que de V_{min} (qui est constant ici) et ξ .

Supposons r_1 constant et intéressons nous aux variations de ξ (cas de la figure 2.5). Sur la figure 2.7 sont tracées les allures de V_{fort} pour trois valeurs de ξ étudiées : 0.6 ($r_0 = 9$ LSU.), $2/3$ ($r_0 = 10$ LSU., la référence) et 0.73 ($r_0 = 11$ LSU.). Comme le montrent ces courbes, la valeur de ξ est un bon moyen de connaître les importances relatives des zones répulsive ($[0; r_0]$) et attractive ($[r_0; r_1]$) de V_{fort} , ainsi que sa dureté. En effet, lorsque ξ diminue (i.e. lorsque r_0 diminue ici), l'importance de la zone répulsive est moindre et la valeur de $V_{fort}(0)$ diminue. Les forces (répulsives ou attractives) associées sont moins importantes. Les particules sont moins contraintes. Elles se tassent et le nombre de plus proches voisins augmente avec N . Dans ce cas $RCM^{(0)}$ augmente peu et au contraire $E_l^{(0)}/N$ et $E_{ml}^{(0)}$ augmentent fortement avec N . Lorsque ξ augmente, la zone répulsive a une plus grande importance et la valeur de $V_{fort}(0)$ devient rapidement très grande devant la valeur absolue de V_{min} ($1/(1-\xi)^3$ tend vers $+\infty$). Parallèlement, puisque r_0 tend vers r_1 , la zone attractive devient de plus en plus petite et les variations du potentiel sur cette zone de plus en plus brusques. Les forces associées sont beaucoup plus importantes. Les particules sont donc fortement contraintes. Elles se placent toutes à r_0 les unes des autres et le nombre de plus proches voisins reste le même. Dans ce cas $RCM^{(0)}$ augmente fortement avec N , et $E_l^{(0)}/N$ et $E_{ml}^{(0)}$ augmentent peu.

Supposons maintenant que ξ reste constant et intéressons-nous aux variations du couple $(r_0; r_1)$. $V_{fort}(0)$ n'est pas modifié. Les limites du potentiel restent les mêmes (V_{min} est constant). Faire varier $(r_0; r_1)$ "allonge" plus ou moins le potentiel : pour une distance relative à r_1 donnée dans la formulation précédente de V_{fort} (i.e. pour un x donné), le potentiel a la même valeur quelle que soit la valeur de r_1 (et de r_0). Lorsque le couple $(r_0; r_1)$ est grand, les pentes des zones répulsive et attractive sont plus faibles que lorsque $(r_0; r_1)$ est petit. L'"allongement" modifie fortement le volume occupé par les systèmes (i.e. $RCM^{(0)}$) et peu ou pas le nombre de plus proches voisins d'une particule.

Sur les collisions

Sur les figures 2.8 et 2.9 sont tracées les évolutions de $MIMF$, N_1 , N_2 et $M1$ en fonction de $(E_{dispo}/N)/E_{ml}^{(0)}$. Les valeurs du couple $(r_0; r_1)$ étudiées sont $(8;12)$, $(9.6;14.4)$, $(10;15)$ sur la figure 2.8; $(10.4;15.6)$ et $(12;18)$ sur la figure 2.9. Les valeurs de $E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}$ du système composé sont indiquées par les lignes pointillées verticales.

L'analyse des courbes est simple. L'évolution de la multiplicité de fragments et celles du nombre de constituants des deux plus gros d'entre eux sont les mêmes quel que soit le couple de valeurs $(r_0; r_1)$ choisi (ξ constant). Les énergies $E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}$ restent les énergies auxquelles apparaissent les transitions entre mécanismes que nous avons mis en évidence au 2.2.1 : les inflexions de $MIMF$, celles de N_1 , le passage $N_2 \leq 3$ à $N_2 > 3$ en $E_{ml}^{(0)}$ et celui de $N_1 \geq 20$ à $N_1 \leq 20$ en $E_l^{(0)}/N$.

En conclusion, la comparaison entre l'énergie disponible E_{dispo}/N et les énergies caractéristiques du système composé ($E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}$) donne le mécanisme observé lors d'une collision centrale entre deux systèmes neutres. Si E_{dispo}/N est inférieure à $E_{ml}^{(0)}$ (et donc à $E_l^{(0)}$), le mécanisme prédominant est la fusion/évaporation et le domaine d'énergie correspondant s'apparente au domaine des basses énergies des collisions d'ions lourds. Lorsque E_{dispo}/N est comprise entre $E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}$, la multifragmentation apparaît et devient prédominante. Ce second domaine d'énergie s'apparentant au domaine des énergies intermédiaires des collisions d'ions lourds. Enfin, lorsque E_{dispo}/N est plus grande que $E_l^{(0)}$, un troisième domaine en énergie peut être défini qui correspond au domaine des hautes énergies des collisions d'ions lourds.

Les paramètres V_{min} , r_0 et r_1 ont donc une influence sur les collisions à travers celles qu'ils ont sur l'énergie de liaison et sur l'énergie de liaison de la particule la moins liée. Pour une énergie de collision donnée, changer V_{min} permet de choisir le mécanisme observé, changer r_0 ou r_1 n'est pas judicieux car l'influence qu'ils ont sur les systèmes n'est pas maîtrisable complètement, et modifier r_0 et r_1 en gardant ξ constant ne modifie pas le mécanisme observé.

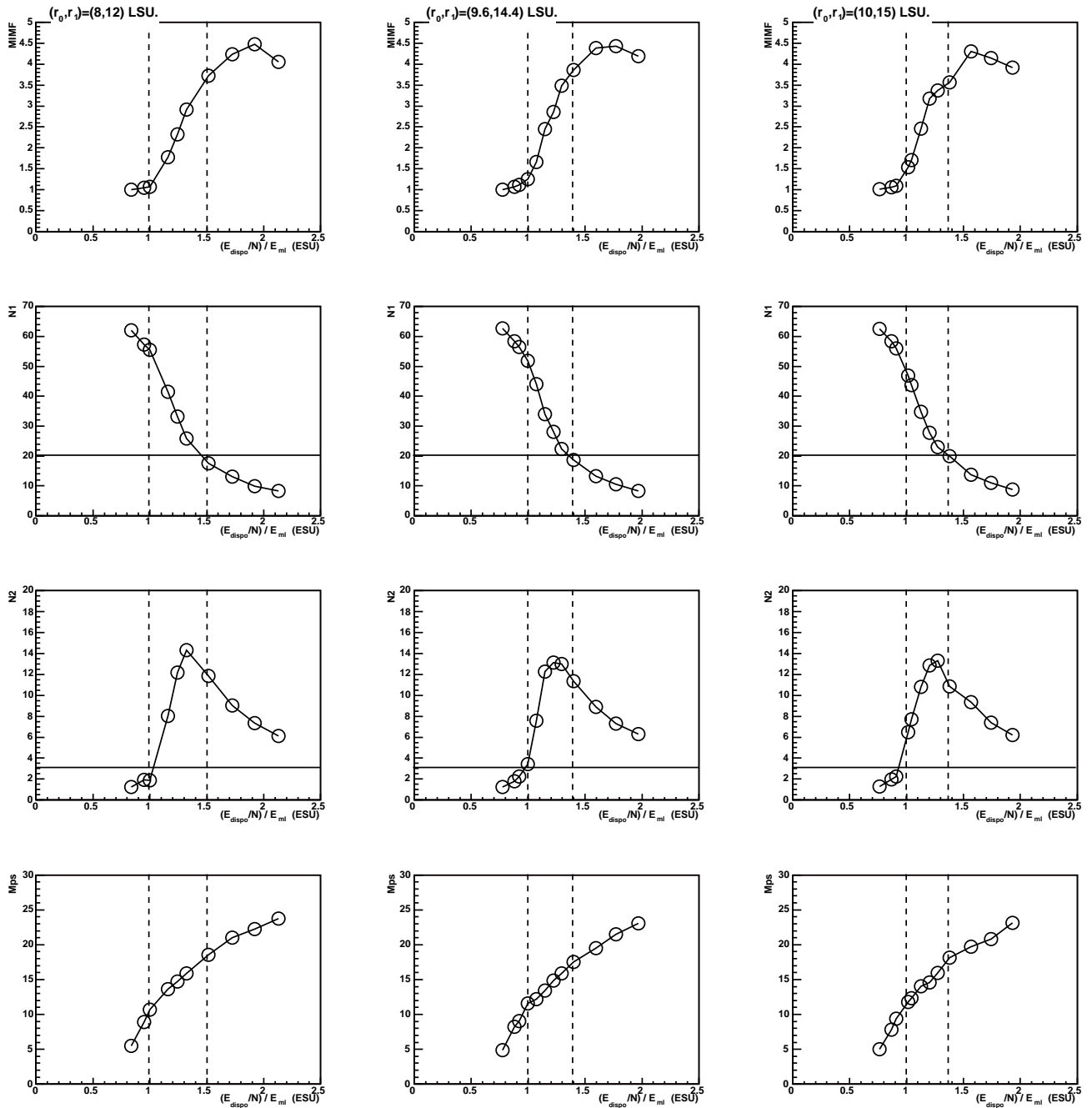


FIG. 2.8 – Multiplicité de fragments ($N > 3$) (première ligne), tailles des deux plus gros fragments N_1 (seconde ligne) et N_2 (troisième ligne), et multiplicité des particules émises (quatrième ligne) selon le rapport entre l'énergie des collisions centrales (du système 34;0 sur 34;0) et l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé (i.e. 68;0). Les colonnes correspondent aux cas $(r_0; r_1) = (8;12)$ LSU. (gauche), $(r_0; r_1) = (9.6;14.4)$ LSU. (milieu) et $(r_0; r_1) = (10;15)$ LSU. (droite). V_{min} vaut -20 ESU..

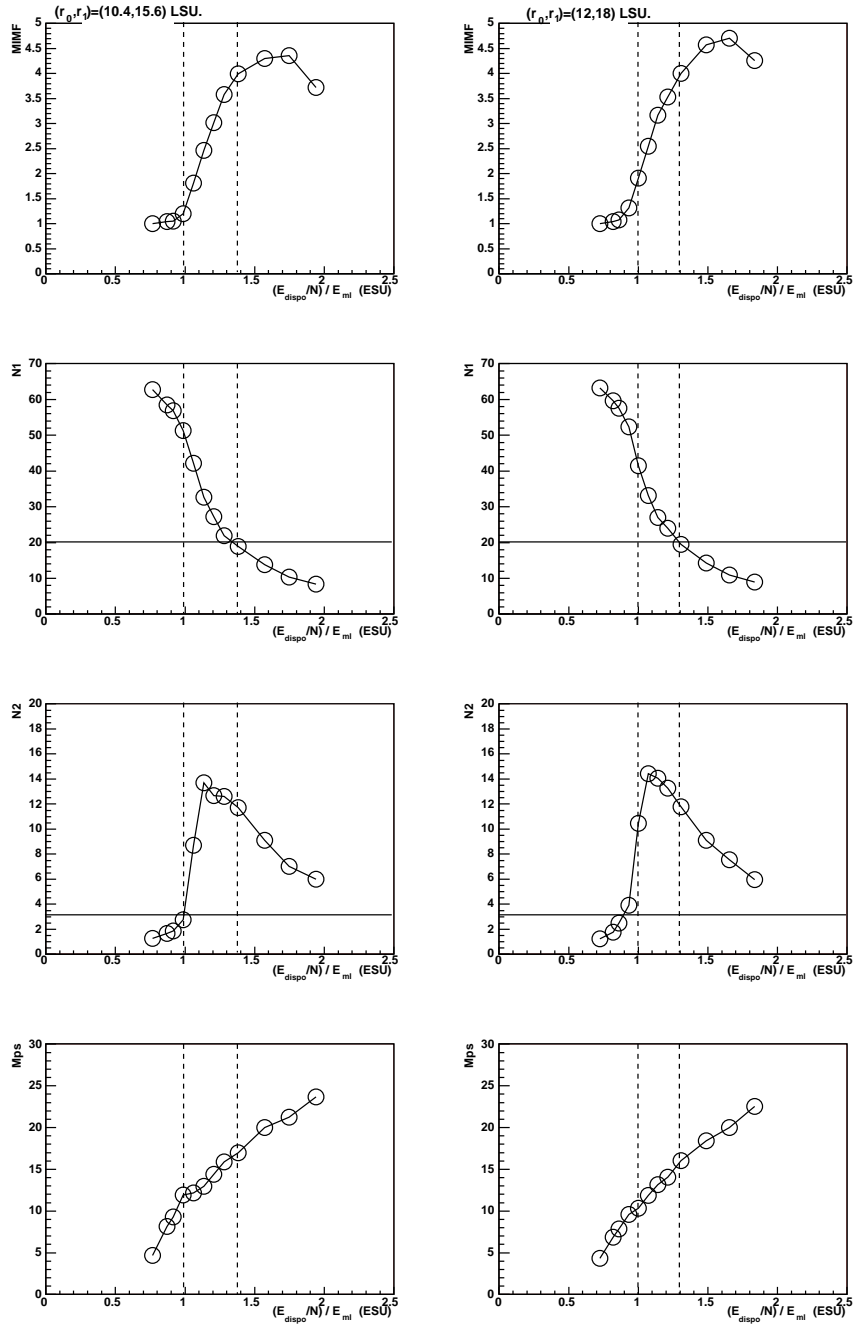


FIG. 2.9 – Multiplicité de fragments ($N > 3$) (première ligne), tailles des deux plus gros fragments N_1 (seconde ligne) et N_2 (troisième ligne), et multiplicité des particules émises (quatrième ligne) selon le rapport entre l'énergie des collisions centrales (du système 34;0 sur 34;0) et l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé (i.e. 68;0). Les colonnes correspondent aux cas $(r_0; r_1) = (10.4; 15.6)$ LSU. (gauche) et $(r_0; r_1) = (12; 18)$ LSU. (droite). V_{min} vaut -20 ESU..

2.3 Ajout d'un potentiel répulsif de portée infinie V_{rep}

Avec l'étude précédente, nous savons sur quel paramètre agir pour modifier l'énergie de liaison, l'énergie de liaison de la particule la moins liée et le rayon carré moyen des systèmes soumis à V_{fort} . De plus, nous avons établi que le mécanisme observé lors d'une collision est directement dépendant de la position de l'énergie disponible de la collision par rapport à $E_l^{(0)}/N$ et $E_{ml}^{(0)}$.

Maintenant, nous allons ajouter un potentiel répulsif de portée infinie noté V_{rep} . Toutes les particules n'y seront pas soumises. Pour différencier celles qui le subiront des autres, nous avons octroyé à chaque particule une nouvelle caractéristique que nous appellerons l'isospin. De cette manière V_{rep} peut par exemple modéliser une interaction de type Coulomb. C'est pourquoi nous qualifierons ces nouveaux systèmes de "systèmes chargés". Les particules soumises à V_{rep} seront appelées "pseudo-protons" et les autres "pseudo-neutrons". Le nombre de pseudo-protons sera noté P . Le nombre de pseudo-neutrons sera noté N . Le nombre de particules sera noté A (avec cette nouvelle nomenclature, les systèmes neutres sont tels que $N = A$). L'énergie de liaison des systèmes (par particule) sera notée $E_l^{(c)}/A$ et l'énergie de liaison de la particule la moins liée $E_{ml}^{(c)}$. De même, le rayon carré moyen sera noté $RCM^{(c)}$.

Nous allons faire une étude de l'influence de V_{rep} sur les propriétés des systèmes, similaire à celle effectuée pour les paramètres de V_{fort} . Cependant, l'introduction d'un potentiel de portée infinie (quelle que soit son expression) a de nombreuses conséquences sur le code lui-même. Nous ne générons plus les systèmes comme les systèmes neutres car une méthode nettement plus rapide que celles présentées au chapitre précédent existe pour ces nouveaux systèmes. Nous ne calculons plus l'énergie de liaison et l'énergie de liaison de la particule la moins liée avec la méthode exposée au chapitre précédent car celle-ci suppose que le potentiel total auquel sont soumises les particules est de portée finie, ce qui n'est plus le cas ici. Avant de faire l'étude, nous allons décrire les modifications du code engendrées par la présence de V_{rep} .

2.3.1 Génération des systèmes

Le fonctionnement de l'algorithme est décrit sur la figure 2.10. Un système chargé est formé en 4 étapes et 2 tests :

1. La première étape est le résultat de l'une des deux méthodes employées pour les systèmes neutres (cf ref. [3] pour la première et le 1.2.1 pour la seconde). Elle fournit la configuration qui minimise l'énergie potentielle pour le système neutre de taille $N(= A)$.
2. La seconde étape consiste à rechercher la configuration la plus stable en donnant un isospin aux particules et en tenant compte du potentiel V_{rep} . L'exemple d'un système de taille $A = 13$ possédant 5 pseudo-protons et 8 pseudo-neutrons est présenté sur la figure 2.10. Les pseudo-protons sont indiqués par un (+). Le principe de cette étape est simple : trouver où placer les charges pour minimiser l'énergie potentielle de façon statique. Nous

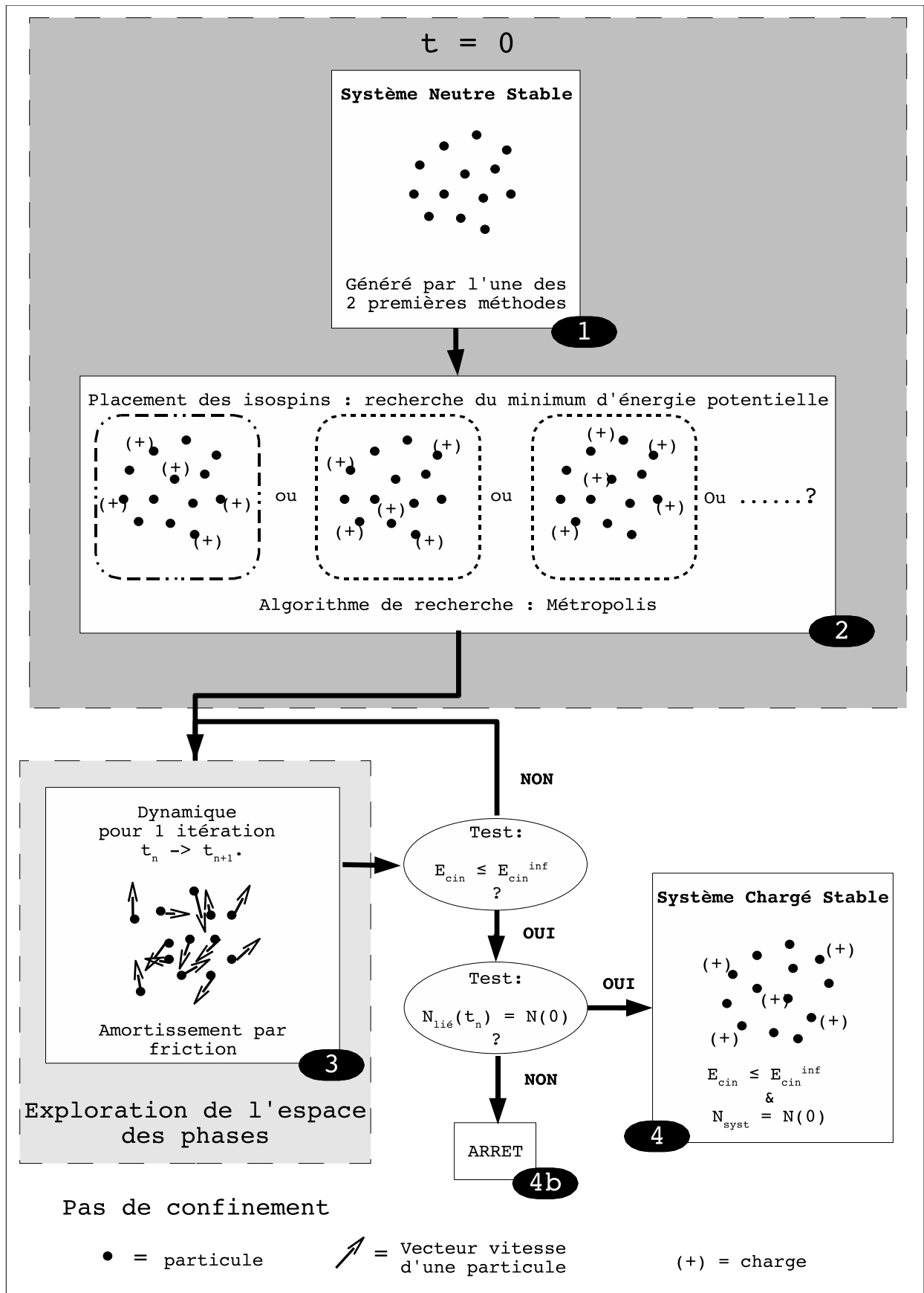


FIG. 2.10 – Etapes de la méthode de recherche des configurations stables des systèmes chargés.

utilisons un algorithme de type Métropolis pour effectuer cette tâche [1].

3. Ensuite, le système est laissé libre de tout mouvement pour vérifier s'il est lié. En effet, même si l'énergie est minimisée à l'étape précédente, les particules ne sont pas nécessairement dans des puits de potentiel. L'excédent d'énergie est évacué par friction. Laisser le système évoluer dynamiquement à l'aide de l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté (cf chap. 1 et [1]) sans confinement permet de s'assurer de la réussite (ou de l'échec) de la génération. Pour cela, l'énergie $\langle E_{cin} \rangle / N$ est comparée à une valeur de référence E_{cin}^{inf} ; puis le nombre de particules liées les unes aux autres est calculé (par l'algorithme *MST*, cf chap. 1).
4. S'il est égal à N , alors le système généré est celui attendu.
5. Sinon, la cause principale d'échec est que le système que l'on cherche à générer n'est pas lié (rapport P/A trop grand).

Cet algorithme repose sur les deux décrits au chapitre 1. Nous employons cette troisième méthode pour gagner du temps. Prenons comme exemple le système $A = 100$. Trouver une configuration qui minimise l'énergie potentielle du système neutre de cette taille avec la première ou la seconde méthode demande environ 20 heures avec les moyens mis à notre disposition. Un système chargé comme $(A; P) = (100; 50)$ requiert encore plus de temps. Avec la présente méthode, il ne faut que 5 minutes au maximum pour générer le système sous réserve, il est vrai, d'avoir attendu 20 heures que le système neutre $A = 100$ soit disponible. Mais générer ensuite le système $(A; P) = (100; 51)$ ne prend que 5 minutes, ainsi que tout autre système chargé de taille $A = 100$. Un autre avantage est qu'il est rapide de se rendre compte que certains systèmes sont impossibles à générer. Par exemple, il est impossible que le système $(100; 100)$ soit lié. Il existe donc une valeur de P telle que le système $(100; P)$ soit le dernier système stable. Cet algorithme donne cette valeur rapidement, et d'un point de vue général situe la "dripline proton" en un temps de calcul raisonnable.

2.3.2 Allure de V_{rep}

Le potentiel V_{rep} a pour expression :

$$\forall r \in \mathbb{R}^+ : \quad V_{rep}(r) = \frac{c}{r} \quad (2.3)$$

où r est la distance entre 2 corps. c est l'unique paramètre de ce potentiel. Le potentiel V_{tot} , que deux corps subissent, dépend de leurs isospins : s'il s'agit de 2 pseudo-protons, $V_{tot} = V_{fort} + V_{rep}$, sinon $V_{tot} = V_{fort}$. Ces deux cas sont représentés sur la figure 2.11 pour $V_{min} = -20$ ESU, $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU. et $c = 200$ ESU.LSU..

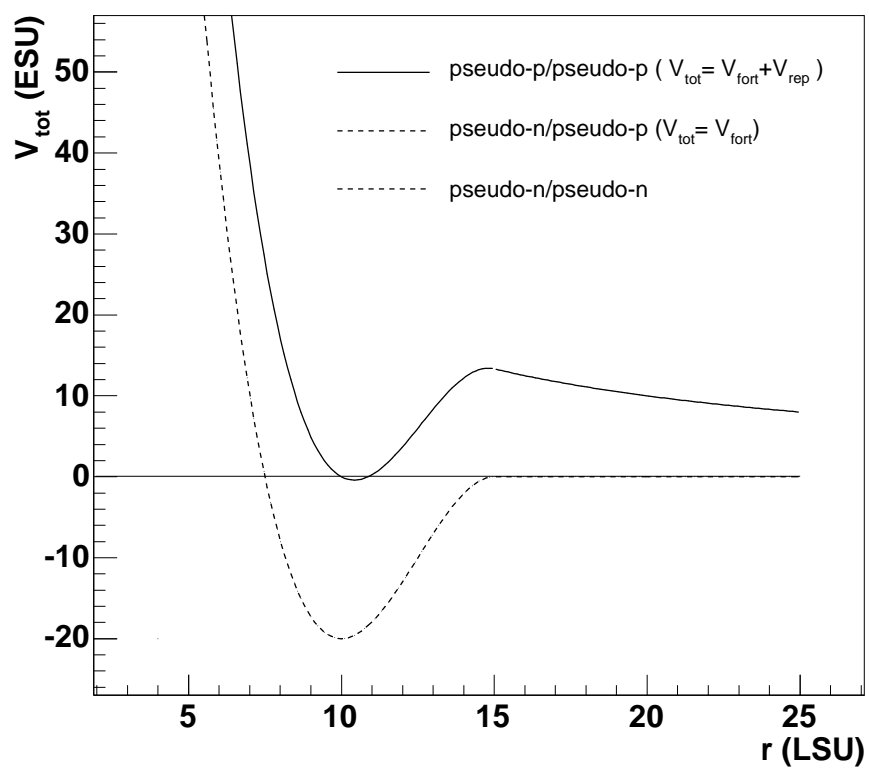


FIG. 2.11 – Allure du potentiel V_{tot} en fonction de la nature des deux particules. $V_{min} = -20$ ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU., $c = 200$ ESU.LSU..

2.3.3 Calcul de $E_l^{(c)}/A$, $E_{ml}^{(c)}$ et $RCM^{(c)}$

Tout d'abord, le $RCM^{(c)}$ est un simple calcul, les distances des particules au centre de masse sont des données des simulations. Ensuite nous avons développé un algorithme pour le calcul de $E_l^{(c)}/A$ et un autre pour calculer $E_{ml}^{(c)}$.

Calcul de $E_l^{(c)}/A$

Dans notre cas classique, cette énergie est définie comme la différence entre l'énergie de l'état fondamental d'un système et l'énergie potentielle minimale pour laquelle les particules du système sont sur le point de toutes se séparer les unes des autres. Le domaine de recherche idéal serait l'étendue des configurations possibles. Mais le nombre de ces configurations devient très grand très rapidement avec le nombre A de particules du système. Il n'est donc pas possible d'explorer ce domaine en un temps de calcul raisonnable (inférieur à une journée). Nous avons donc adopté un critère de recherche qui restreint le champ d'investigation. Nous ne nous intéressons qu'aux configurations qui sont homothétiques à l'état fondamental du système et pour lesquelles la distance particule-particule moyenne est supérieure à celle de l'état fondamental. Les distances inter-particules d'une telle configuration sont reliées à celles de l'état fondamental par la variable η telle que :

$$\forall (r_{ij})_1^A \quad r_{ij} = \eta r_{ij}^{fond} \quad (2.4)$$

Où les $(r_{ij})_1^A$ sont les distances particule-particule d'une configuration quelconque et $(r_{ij}^{fond})_1^A$ celles de l'état fondamental. L'expression générale de l'énergie potentielle du système $V_{A;P}$ s'écrit :

$$V_{A;P}((r_{ij})_1^A) = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{tot}(r_{ij}) \quad (2.5)$$

Restreindre le domaine de recherche comme nous l'avons fait rend le potentiel $V_{A;P}$ fonction de η uniquement :

$$V_{A;P}(\eta) = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{tot}(\eta \cdot r_{ij}^{fond}) \quad (2.6)$$

La valeur de η recherchée est telle que :

$$\forall \eta \geq 1 \quad V_{A;P}(\eta) \leq V_{A;P}(\eta^{max}) \quad (2.7)$$

L'algorithme est basé sur la recherche dichotomique de η_{max} . Initialement, l'intervalle de recherche, I_{rech} , est défini. La borne inférieure, η_{inf} , correspond à l'état fondamental (i.e. $\eta_{inf} = 1$). Ensuite, le maximum $V_{A;P}(\eta^{max})$ est encadré finement (encadrement à 10^{-3} près). Le choix de la borne supérieure de I_{rech} , η_{sup} , dépend de la variante de l'algorithme employée. Il en existe deux. Pour la première, la valeur de η est choisie grande. En effet, comme V_{fort} est de portée finie, il existe une valeur de η à partir de laquelle on est sûr que seul V_{rep} intervient et donc $V_{A;P}(\eta)$ est strictement décroissant pour η assez grand.

Pour la seconde variante, le choix de η_{sup} passe par une analyse préalable de $V_{A;P}(\eta)$. Le maximum de $V_{A;P}(\eta)$ est encadré grossièrement dans un premier temps. La figure 2.12 illustre cette analyse pour le système $(A; P) = (5; 2)$. Sur la gauche figurent les configurations et sur la droite l'énergie potentielle $V_{A;P}(\eta)$ correspondante. En (1) $V_{A;P}(\eta = 1)$ est calculée. Ensuite, l'échantillonnage de $V_{A;P}(\eta)$ pour $\eta > 1$ commence et continue tant que la fonction est croissante (2). Dès que ce n'est plus le cas (3), quelques itérations supplémentaires sont effectuées pour s'assurer que le maximum trouvé n'est pas local. I_{cher} est alors défini. La recherche dichotomique prend le relais.

Finalement, l'énergie de liaison est définie d'une façon générale par :

$$\forall (A; P) \in \mathbb{N} \setminus \{0, 1\} \otimes \{0, 1, \dots, A\} \quad E_l^{(c)}(A; P) = V_{A;P}(\eta^{max}) - V_{A;P}(\eta = 1) \quad (2.8)$$

Cette définition s'appuie sur la restriction de la fonction $V_{A;P}$ à l'ensemble des configurations "dilatées" ($\eta > 1$) homothétiques à l'état fondamental. Le maximum trouvé n'est donc pas a priori la valeur recherchée car l'ensemble des configurations possibles n'est pas exploré. Les conséquences et les justifications de ce choix sont exposées dans l'annexe 5.6.

Energie de liaison de la particule la moins liée

Soit un système de taille A quelconque dans son état fondamental. Chaque particule subit le potentiel dû à toutes les autres. Considérons une particule. En s'inspirant de la définition de E_l donnée au 2.3.3, on peut définir l'énergie de liaison de cette particule comme la quantité d'énergie qu'il faut lui fournir pour qu'elle soit sur le point de se séparer de toutes les autres. Chaque particule a donc une énergie de liaison. L'une d'entre elles est nécessairement moins liée que les autres. C'est cette particule et son énergie de liaison notée $E_{ml}^{(c)}$ qui nous intéressent. L'énergie potentielle d'une particule notée i_0 , $V_{A;P}^{i_0}$, s'écrit :

$$V_{A;P}^{i_0}((r_{i_0j})_{j=1, j \neq i_0}^A) = \sum_{j=1, j \neq i_0}^A V_{tot}(r_{i_0j}) \quad (2.9)$$

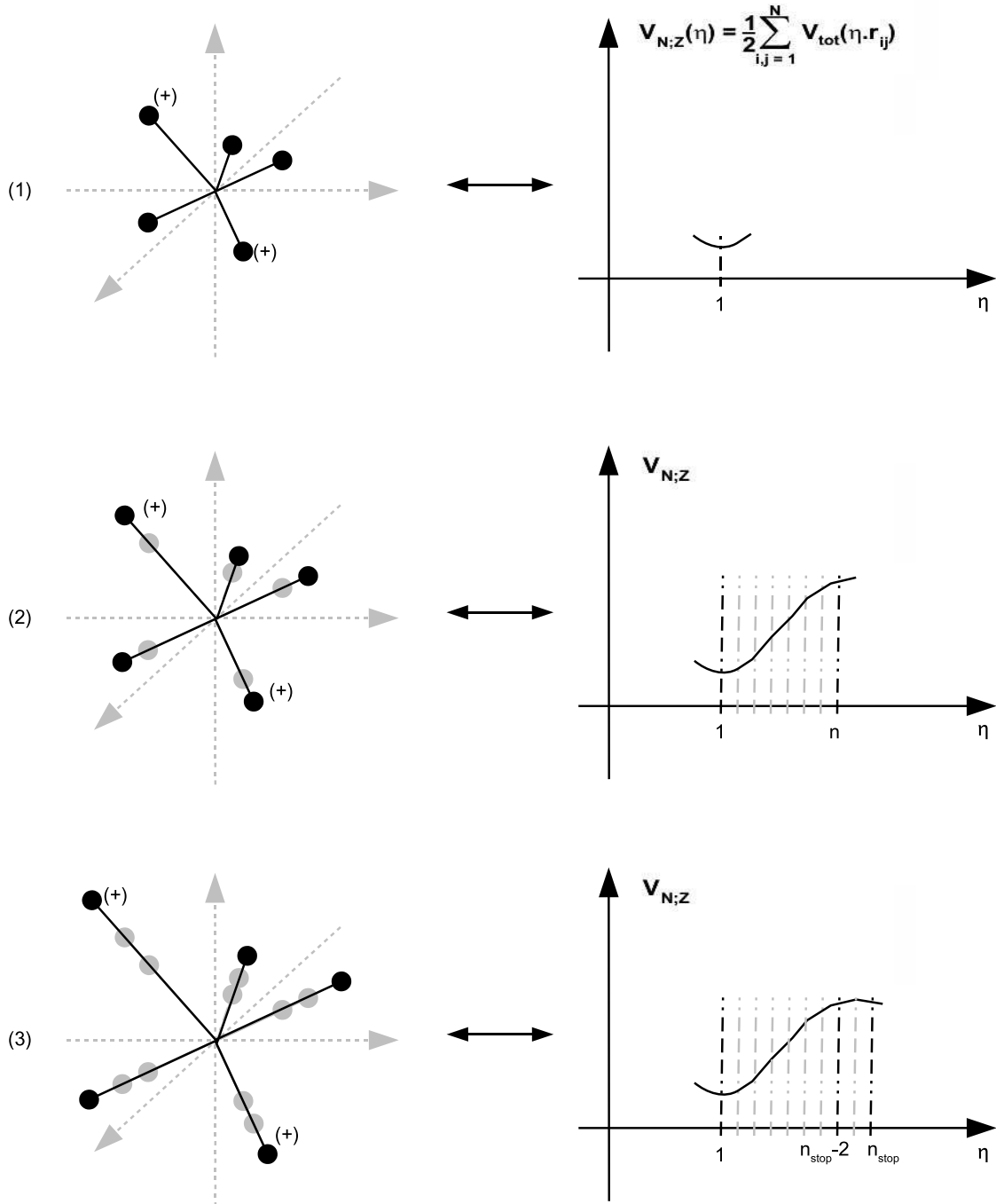


FIG. 2.12 – Fonctionnement de l'algorithme de recherche de l'énergie de liaison des systèmes contenant au moins deux pseudo-protons. Détermination de l'intervalle de départ (I_{rech}) de la recherche dichotomique.

Où les r_{i_0j} sont les distances entre la particule i_0 et les autres. La barrière de potentiel que cette particule doit franchir pour être libérée des autres est déterminée de façon très similaire à la détermination de $E_l^{(c)}/A$.

L'algorithme employé ici est similaire à celui utilisé dans le cas des systèmes chargés. Cette fois, seule la particule considérée est déplacée. Les positions des autres restent celles de l'état fondamental du système. Nous avons choisi de ne prendre en compte que les configurations telles que la particule i_0 soit sur la droite de vecteur directeur colinéaire à son vecteur position lorsque le système est dans son état fondamental. Autrement dit, la particule est déplacée de façon centrifuge par rapport au centre de masse du système. Les configurations envisagées sont donc caractérisées par :

$$\vec{r}_{i_0} = \nu \cdot \vec{r}_{i_0}^{fond} \quad (2.10)$$

Où \vec{r}_{i_0} est le vecteur position de la particule i_0 et $\vec{r}_{i_0}^{fond}$ le même vecteur lorsque le système est dans son état fondamental. Attention, cette relation n'est pas équivalente dans le cas général à la relation 2.6. η agit sur toutes les distances particule-particule et le centre de masse du système est seul à rester fixe. ν agit sur le vecteur position de la particule et les distances particule-particule sont modifiées de façon indirecte. Les autres particules restent fixes et l'origine du repère coïncide avec le centre de masse du système lorsqu'il est dans son état fondamental. Par contre, multiplier tous les vecteurs positions de toutes les particules ou toutes les distances inter-particule par η revient effectivement au même.

Le déroulement du calcul reste le même : les deux variantes de l'algorithme se terminent toutes deux par une recherche dichotomique de la valeur de ξ pour laquelle $V_{A;P}^{i_0}(\xi)$ est maximum. Elles diffèrent par le choix initial de l'intervalle d'étude I_{rech} . Dans le premier cas, il est choisi assez grand pour contenir à coup sûr le maximum recherché. Dans le second cas ce maximum est d'abord encadré pour avoir un intervalle de recherche I_{rech} plus fin.

Finalement, $E_{ml}^{(c)}$ est le minimum parmi les énergies de liaison des particules du système. Cependant, l'espace de recherche de ce minimum n'est pas l'ensemble des configurations possibles. Comme pour $E_l^{(c)}/A$, nous avons choisi de restreindre l'exploration des configurations. En conséquence la valeur trouvée n'est pas nécessairement celle recherchée. L'annexe 5.6 apporte les justifications de nos choix.

2.3.4 Evolution de $E_l^{(c)}/A$, $E_{ml}^{(c)}$ et $RCM^{(c)}$ des systèmes chargés choisis comme référence

Nous souhaitons à terme savoir ce qu'une modification de la valeur de c (le seul paramètre de V_{rep}) entraîne comme variations sur $E_l^{(c)}/A$, $E_{ml}^{(c)}$ et $RCM^{(c)}$ et comment la dynamique des

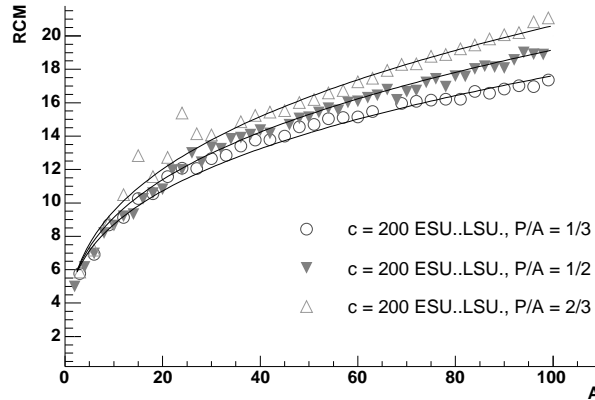


FIG. 2.13 – Rayon carré moyen des systèmes chargés suivant leurs tailles. Les rapports P/A ont pour valeurs $1/3$ (\circ), $1/2$ (\blacktriangledown), et $2/3$ (\triangle). Les courbes continues noires proviennent de l'ajustement de l'expression 2.12.

systèmes chargés évolue avec c . Pour les systèmes neutres, nous avons d'abord présenté les évolutions de $E_l^{(0)}/N$, $E_{ml}^{(0)}$ et $RCM^{(0)}$ pour les premiers systèmes étudiés (chap. 1 et [2, 3, 4]), puis nous avons fait varier les paramètres V_{min} , r_0 et r_1 . Nous allons suivre le même protocole pour les systèmes chargés. Dans la présente section, nous allons définir les systèmes chargés que nous avons choisis (arbitrairement) comme référence et montrer les évolutions de $E_l^{(c)}/A$, $E_{ml}^{(c)}$ et $RCM^{(c)}$ pour ces systèmes, puis dans la section suivante nous étudierons l'influence éventuelle de c sur ces propriétés.

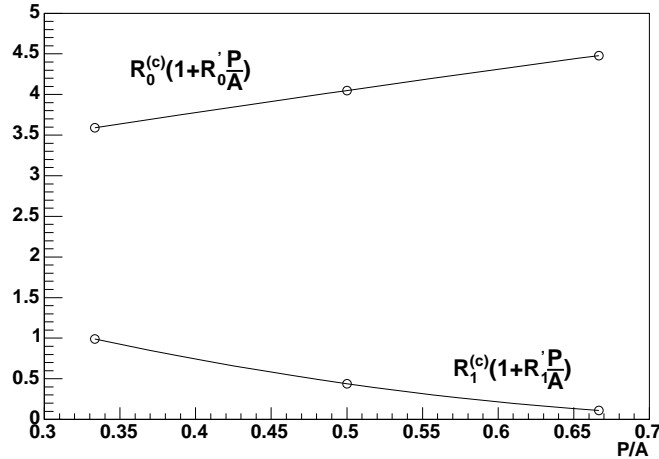
Les systèmes choisis comme références sont tels que les valeurs des paramètres de V_{fort} et V_{rep} valent : $V_{min} = -20$ ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU. et $c = 200$ ESU.LSU.. Ces nouveaux systèmes sont constitués de P pseudo-protons et de $A - P$ pseudo-neutrons. Nous allons montrer l'influence du rapport P/A sur $E_l^{(c)}/A$, $E_{ml}^{(c)}$ et $RCM^{(c)}$.

Nous avons généré avec la troisième méthode les systèmes constitués de 2 à 100 particules. En toute rigueur, nous aurions dû générer tous les systèmes possibles. Pour être efficace, nous avons généré les systèmes pour trois valeurs seulement du rapport P/A : $1/3$, $1/2$ et $2/3$.

Rayon Carré Moyen :

Les courbes donnant $RCM^{(c)}$ en fonction du nombre de constituants A des systèmes sont tracées sur la figure 2.13 pour les valeurs choisies du rapport P/A .

Le rayon carré moyen dépend de la taille A et de P/A . Pour une valeur de P/A donnée, $RCM^{(c)}$ augmente avec A d'une manière qui rappelle qualitativement celle du cas neutre. Pour une taille donnée, plus le système contient de particules chargées, plus il occupe d'espace. Cette


 FIG. 2.14 – Valeurs de $R_1^{(c)}(1 + R_1' \frac{P}{A})$ et $R_0^{(c)}(1 + R_0' \frac{P}{A})$ en fonction de P/A .

dépendance en P/A s'explique simplement. Le potentiel répulsif V_{rep} déstabilise les systèmes. Les particules chargées ont tendance à s'éloigner les unes des autres et cette influence n'est pas compensée. Ainsi, indépendamment de toute autre considération, plus un système est chargé, plus le volume qu'il occupe est grand.

Nous avons choisi comme expression théorique pour $RCM^{(c)}$:

$$RCM^{(c)} = R_1^{(c)}(1 + R_1' \frac{P}{A}) + R_0^{(c)}(1 + R_0' \frac{P}{A})A^{1/3} \quad (2.11)$$

Pour un rapport P/A donné, $RCM^{(c)}$ évolue comme $RCM^{(0)}$, son expression doit refléter cette propriété qualitative. Lorsque l'on développe cette expression, on obtient :

$$RCM^{(c)} = R_1^{(c)} + R_0^{(c)}A^{1/3} + R_2^{(c)}\frac{P}{A} + R_3^{(c)}\frac{P}{A^{2/3}} \quad (2.12)$$

La minimisation du χ^2 sur toutes les données (i.e. sur les 3 rapports P/A) a conduit aux valeurs suivantes :

$$R_1^{(c)} = 2.10 \text{ LSU}. \quad R_0^{(c)} = 2.70 \text{ LSU}. \quad R_2^{(c)} = -3.32 \text{ LSU}. \quad \text{et} \quad R_3^{(c)} = 2.68 \text{ LSU}. \quad (2.13)$$

Les courbes théoriques sont en trait noir continu sur la figure (2.13). Par ailleurs, les fonctions qui à P/A associent $R_1^{(c)}(1+R_1' \frac{P}{A})$ ou $R_0^{(c)}(1+R_0' \frac{P}{A})$ sont linéaires par construction et représentées sur la figure 2.14.

Nous avons été contraints d'introduire la constante $R_1^{(0)}$ dans l'expression de $RCM^{(0)}$ pour ajuster les données. Ici, la constante correspondante est $R_1^{(c)}(1 + R_1' \frac{P}{A})$. Ce terme est linéaire en P/A . Il est compris entre 0 et 1 pour $1/3 < P/A < 2/3$ alors que $R_1^{(0)}$ vaut 1.96 LSU. (N.B. : les systèmes de références neutres et chargés sont tels que seule la valeur de c change : dans un cas elle est nulle, dans l'autre elle vaut 200 ESU.LSU.). Donc quel que soit P/A , $R_1^{(c)}(1+R_1' \frac{P}{A})$ est au

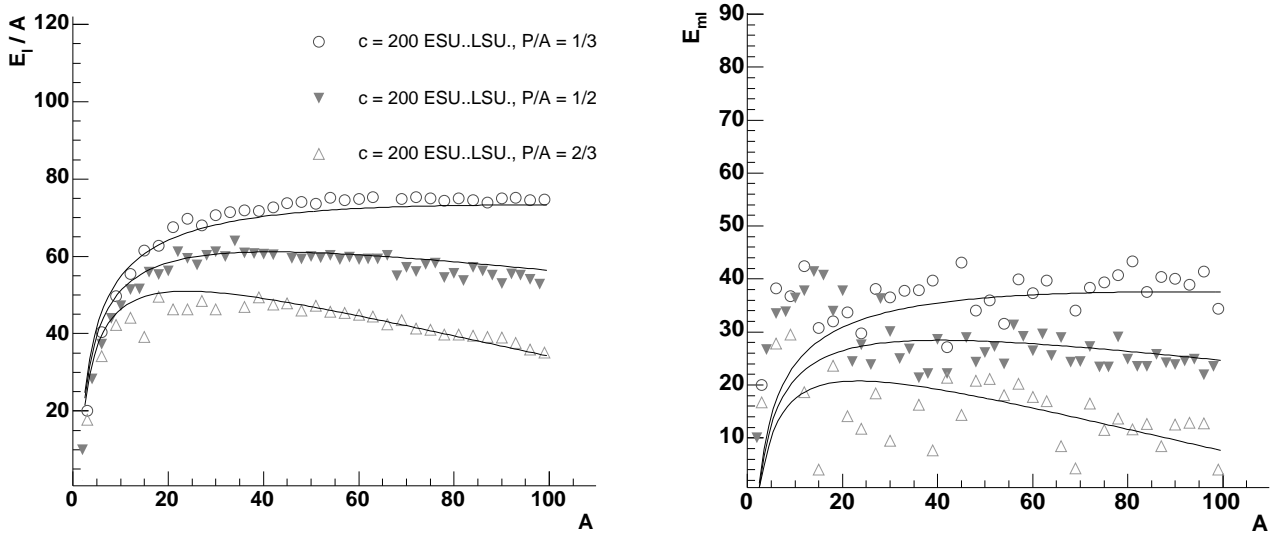


FIG. 2.15 – Energie de liaison des systèmes chargés suivant leurs tailles. Les rapports P/A ont pour valeurs $1/3$ (\circ), $1/2$ (\blacktriangledown), et $2/3$ (\triangle).

minimum 2 fois plus petit que $R_1^{(0)}$. Parallèlement, la paramétrisation du rayon caractéristique des noyaux de la vallée de stabilité est proportionnelle au nombre de nucléons puissance $1/3$, sans terme constant. Le rapport P/A de ces noyaux passe de $1/2$ pour les plus légers à environ 0.38 pour les plus lourds observés actuellement. Donc, en parlant uniquement en termes de rayon caractéristique, les systèmes chargés sont qualitativement plus proches des noyaux que les systèmes neutres.

Energie de liaison et énergie de liaison du moins lié :

L'introduction d'une interaction répulsive entraîne un affaiblissement des liaisons entre particules chargées. Nous sommes en droit d'attendre que les deux observables qui témoignent de la cohésion de nos systèmes, l'énergie de liaison $E_l^{(c)}$ et l'énergie de liaison de la particule la moins liée $E_{ml}^{(c)}$, en soient affectées.

Les courbes donnant $E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$ en fonction de la taille des systèmes ($A \in \{2, \dots, 100\}$) sont tracées sur la figure 2.15. Les rapports P/A considérés sont $1/3$, $1/2$ et $2/3$.

Comme pour $RCM^{(c)}$, $E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$ dépendent de A et P/A . Tout d'abord, pour une taille donnée, moins le système est chargé, plus il est stable. Si bien que le système neutre est le plus stable de tous (cf figure 1.7). Il en est de même pour la particule la moins liée : elle est d'autant plus liée que le système est moins chargé.

Ensuite, l'influence de l'interaction répulsive pour P/A constant est qualitativement celle

du potentiel Coulombien subi par les noyaux. Pour $P/A=1/2$, le rapport de force entre la partie attractive du potentiel fort et la répulsion est de plus en plus en faveur de la répulsion lorsque A augmente. Pour les systèmes légers, le passage de $(A; P)$ à $(A + 2; P + 1)$ est liant car le gain dû au potentiel fort est plus grand que la perte due à l'interaction répulsive. Pour les systèmes lourds, c'est l'inverse. L'énergie de liaison présente donc un maximum qui se trouve être proche de $A = 35$. Pour $P/A=2/3$, la prédominance de la répulsion intervient naturellement plus tôt. Le système le plus stable a une taille proche de $A = 20$. Pour $P/A=1/3$, la répulsion a moins de poids. Sur l'intervalle $A \in \{2, \dots, 100\}$, l'énergie de liaison est une fonction strictement croissante de A . En réalité, cette croissance est vraie pour un domaine plus grand. L'énergie de liaison du système $(200; 67)$ est égale à 87.6 ESU. (pour cette valeur de c).

Le comportement général de $E_{ml}^{(c)}$ est identique à celui de $E_l^{(c)}/A$: le passage de $(A; P)$ à $(A + 2; P + 1)$ est liant pour les systèmes légers et il est déstabilisant pour les systèmes lourds (pour le cas $P/A=1/3$, l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système $(200; 67)$ est égale à 50.2 ESU.). Cependant, son évolution se distingue par deux aspects.

Tout d'abord, partant de $A = 2$, $E_{ml}^{(c)}$ atteint un maximum pour $P/A > 1/3$ sur $A \in \{2, \dots, 100\}$ avant de brusquement diminuer et d'évoluer ensuite lentement. Ce pic ne semble pas dépendre du rapport P/A et correspond au système neutre $N = 13$. Les systèmes légers ont des géométries propres et toutes les particules appartiennent à la surface. Elles sont donc toutes liées de façon à peu près égale. Par exemple, le système $(4; 2)$ est un tétraèdre irrégulier. Les systèmes chargés tels que $A = 13$ sont des icosaèdres irréguliers. Les systèmes tels que $A = 13$ sont les derniers systèmes avec une géométrie propre. De plus, cette géométrie est particulièrement stabilisante. Pour les systèmes plus lourds, la géométrie n'est plus définissable aussi précisément. Les systèmes ont des formes de ballon de rugby plus ou moins arrondi, et les particules appartiennent soit au coeur, soit à la surface. Les particules de la surface sont beaucoup moins liées que celles du coeur. Et comme la surface elle-même n'est pas à symétrie sphérique la plupart du temps, chaque particule n'est pas liée de façon identique aux autres. Ce passage d'une géométrie bien définie, avec des particules équivalentes en termes de plus proches voisins, à une géométrie qui n'a pas de caractéristiques propres explique ce pic.

Ensuite, $E_{ml}^{(c)}$ est beaucoup plus fluctuante que $E_l^{(c)}/A$, comme l'était $E_{ml}^{(0)}$ vis-à-vis de $E_l^{(0)}/N$. Ces fluctuations sont encore une fois dues au fait que la particule la moins liée appartient à la surface des systèmes.

La formule de masse choisie pour l'énergie de liaison dans ce cas suit la même logique que celle de $E_l^{(0)}/N$ (fig. 1.7) et a pour expression :

$$E_l^{(c)}/A = a_v^{(c)} - \frac{a_s^{(c)}}{A^{1/3}} - a_c^{(c)} \cdot \frac{P^2}{A^{4/3}} \quad (2.14)$$

Les deux premiers termes traduisent la cohésion due au potentiel fort. Le terme supplémentaire a pour but de traduire l'influence de la répulsion sur la cohésion d'un système. Cette paramétrisation s'inspire bien évidemment de la formule de la goutte liquide des noyaux (voir par

exemple [55]). Le résultat du fit est tracé sur la figure 2.15 (les trois courbes noire continues). La minimisation du χ^2 donne les valeurs suivantes :

$$a_v^{(c)} = 111.23 \text{ ESU.}, \quad a_s^{(c)} = 115.71 \text{ ESU.}, \quad a_c^{(c)} = 5.55 \text{ E.S.U} \quad (2.15)$$

Quant à $E_{ml}^{(c)}$, la formule de fit choisie est encore image de celle de l'énergie de liaison.

$$E_{ml}^{(c)} = b_v^{(c)} - \frac{b_s^{(c)}}{A^{1/3}} - b_c^{(c)} \cdot \frac{P^2}{A^{4/3}} \quad (2.16)$$

avec :

$$b_v^{(c)} = 66.30 \text{ ESU.}, \quad b_s^{(c)} = 86.31 \text{ ESU.}, \quad b_c^{(c)} = 4.27 \text{ E.S.U} \quad (2.17)$$

Le fit n'est pas satisfaisant pour les petites valeurs de A . Nous nous en sommes servis uniquement pour estimer $E_{ml}^{(c)}$ des systèmes composés lors des collisions. Et aucun d'entre eux n'est plus petit que $A=26$. Et pour $A \geq 20$, le fit, compte tenu des fluctuations, est aussi précis (ou imprécis selon le point de vue) que celui de $E_{ml}^{(0)}$. Il ne nous a servi que pour définir un ordre de grandeur.

2.3.5 Influence de c sur $RCM^{(c)}$, $E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$

Nous venons de voir l'influence de V_{rep} pour la valeur du paramètre c choisie comme référence. Mais quel impact c a sur $RCM^{(c)}$, $E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$? A quel point les figures 2.13 et 2.15 sont-elles dépendantes de ce paramètre? Trois valeurs de c ont été testées : 100, 200 et 300 ESU..LSU..

Les propriétés statiques des systèmes sont représentées sur la figure 2.16. Le rapport P/A est maintenu constant, égal à $1/2$.

L'influence de l'interaction répulsive est qualitativement la même pour une taille A donnée, que c reste constant et que P/A augmente, ou que c augmente et que P/A reste constant. Dans le premier cas, les particules chargées se repoussent de plus en plus violemment mais le nombre de pseudo-protons reste constant. Dans le second cas, les particules se repoussent de la même façon mais elles sont de plus en plus nombreuses. Partant de $c = 100 \text{ ESU.LSU.}$ et pour une taille donnée, plus c est grand et plus $E_{ml}^{(c)}$ et $E_l^{(c)}/A$ diminuent, et plus $RCM^{(c)}$ augmente. Ce résultat serait qualitativement le même quel que soit le rapport P/A choisi.

c affecte l'ensemble des propriétés statiques des systèmes. Il est donc impossible de ne changer par exemple que l'espace occupé par un système en le modifiant. Lorsqu'il s'agira d'ajuster $RCM^{(c)}$, $E_{ml}^{(c)}$ et $E_l^{(c)}/A$ sur un cas particulier, modifier uniquement c ne sera pas judicieux.

Répartition des pseudo-protons et pseudo-neutrons dans les systèmes

Les charges sont situées à la périphérie des systèmes lorsque ceux-ci sont dans leur état fondamental. La figure 2.17 le montre pour le système (34;17) et pour les trois valeurs de

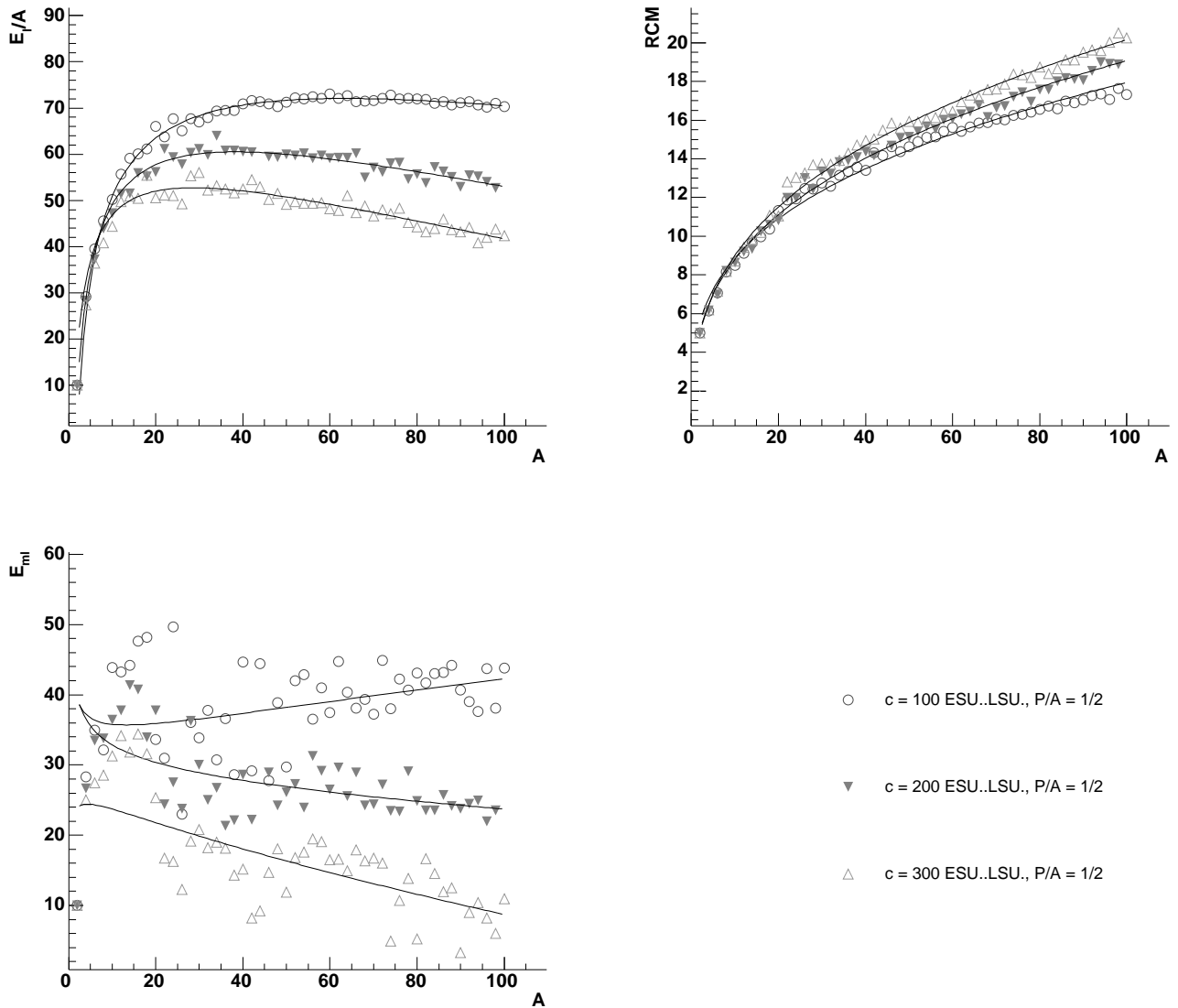


FIG. 2.16 – Énergie de liaison (en haut, à gauche), rayon carré moyen (en haut, à droite) et énergie de liaison du moins lié (en bas) des systèmes chargés suivant leurs tailles pour plusieurs valeurs de c ($V_{min} = -20$ ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU.).

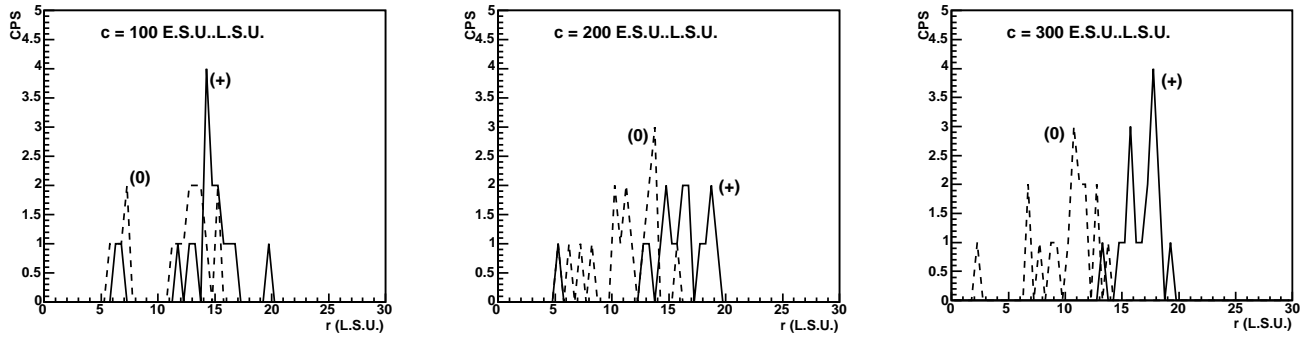


FIG. 2.17 – Influence de c . Distributions des distances au centre de masse du système 34; 17 des particules qui le constituent. Les particules neutres (0) sont en pointillés et les particules chargées (+) en trait plein. ($V_{min} = -20$ ESU., $\Delta V_{min} = 0$ ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU. et $c = 200$ ESU.LSU.)

c . Ces courbes mettent en valeur deux caractéristiques. D'une part, quelle que soit la valeur de c , les pseudo-protons sont situés à une distance moyenne du centre de masse du système plus grande que les pseudo-neutrons. D'autre part, lorsque c vaut 100 ESU..LSU., la périphérie du système contient des particules des deux types, puis pour $c = 200$ ESU.LSU. les deux distributions s'éloignent l'une de l'autre, et finalement les pseudo-protons sont pratiquement les seules particules de la périphérie pour $c = 300$ ESU.LSU..

Cette petite étude est un résultat en soi mais va aussi nous être utile pour comprendre et interpréter l'émission de particules des systèmes chargés.

2.3.6 Influence de c sur les collisions

La figure 2.18 est construite sur le modèle de la figure 2.8. La colonne de gauche correspond au cas $c=100$ ESU.LSU.. La colonne du milieu correspond au cas $c=200$ ESU.LSU.. La colonne de droite correspond au cas $c=300$ ESU.LSU.. Les lignes verticales en pointillés indiquent les positions de $E_{ml}^{(c)}$ et $E_l^{(c)}/A$ du système (68; 34). Les courbes grises correspondent aux mêmes observables mais selon cette fois l'énergie disponible corrigée de la part d'énergie perdue à cause de la répulsion avant le choc entre les particules chargées du projectile et celles de la cible. L'expression générale de l'énergie correspondante est :

$$E_{Coul}/N = \frac{\sum_{i \in proj} \sum_{i \in cib} \frac{c}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}}{N} \quad (2.18)$$

Où \vec{r}_i et \vec{r}_j sont les vecteurs positions de la i^{ieme} particule chargée du projectile et de la j^{ieme} particule chargée de la cible. Cette perte est estimée lorsque les deux protagonistes sont sur le point d'interagir via le potentiel V_{fort} , i.e. lorsque leurs centres de masses sont à b_{max} l'un de

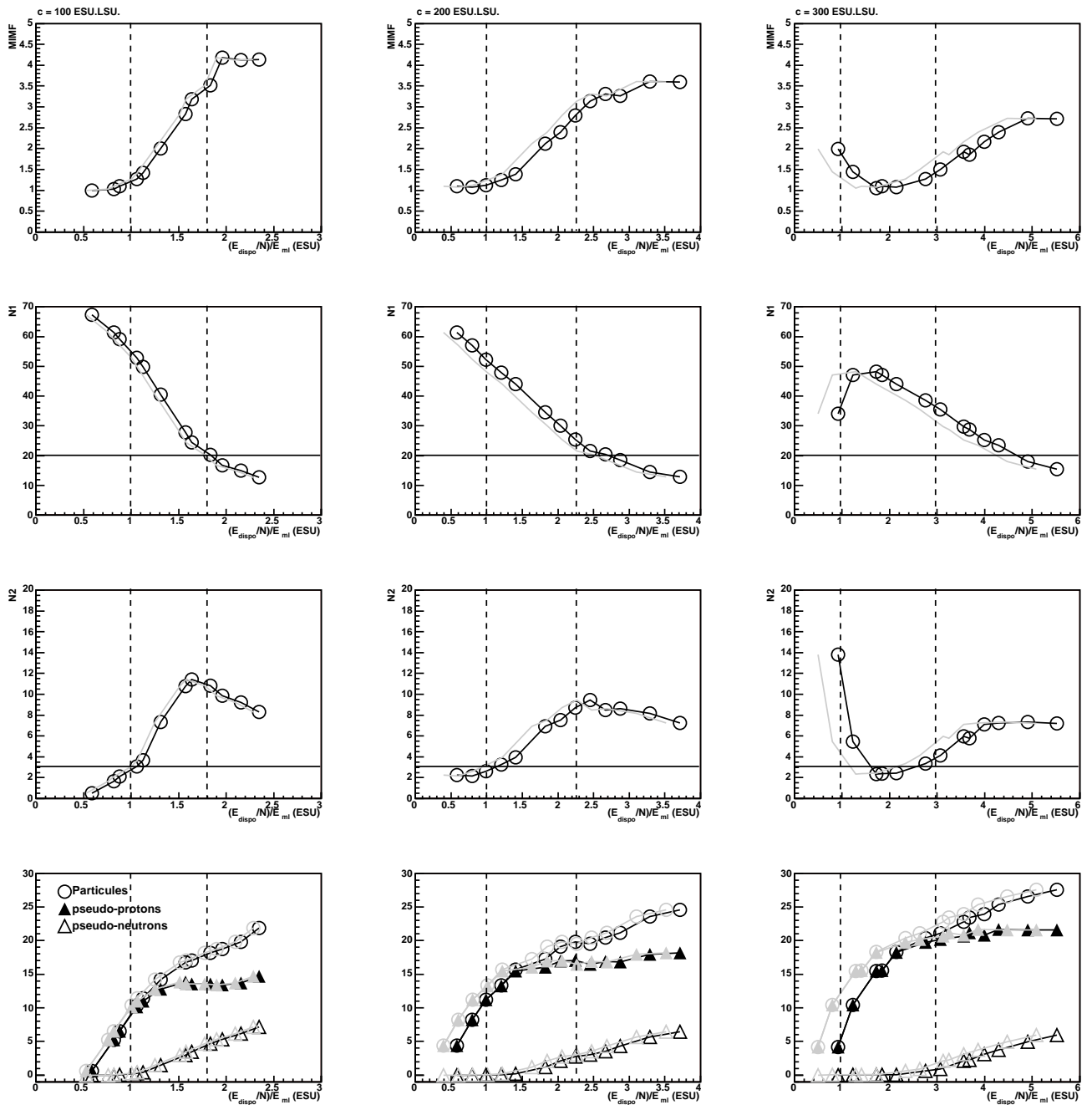


FIG. 2.18 – Multiplicité de fragments ($N > 3$) (première ligne), tailles des deux plus gros fragments N_1 (seconde ligne) et N_2 (troisième ligne), et multiplicité des particules émises (quatrième ligne) selon le rapport entre l'énergie des collisions centrales (du système 34;17 sur 34;17) et l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé (i.e. 68;34). Les colonnes correspondent aux cas $c = 100$ ESU.LSU. (gauche), $c = 200$ ESU.LSU. (milieu) et $c = 300$ ESU.LSU. (droite). V_{min} vaut -20 ESU., $r_0 = 10$ LSU. et $r_1 = 15$ LSU.. En gris sont représentées les mêmes courbes en ayant corrigé l'énergie disponible de l'énergie Coulombienne qui ne participe pas à la fragmentation.

l'autre.

Pour $c=100$ ESU.LSU., la description de la fragmentation (i.e. $MIMF$, N_1 et N_2) est semblable à celle effectuée pour les systèmes neutres. Les mêmes signaux sont visibles (cf 2.2.1). Par contre, ils sont légèrement décalés vers les grandes énergies. En tenant compte de la perte d'énergie due à la répulsion lors de l'approche, énergie qui ne participe pas à la formation des fragments, les signaux apparaissent pour des énergies plus proches de $E_{ml}^{(c)}$ et $E_l^{(c)}/A$ (cf 2.2.1).

L'émission de particules pour cette valeur de c est aussi comparable au cas neutre de référence. Pour les systèmes neutres, nous avons vu qu'à $E_{ml}^{(c)}$ l'émission de particules présente un point d'inflexion. Ici, ce changement de pente correspond à un changement de la nature des particules émises. La répartition des pseudo-protons et pseudo-neutrons au sein des protagonistes de la collision est très largement en faveur de l'émission des premiers. Les pseudo-protons occupent majoritairement la surface des systèmes (cf. 2.17). La répulsion les incite en plus à s'éloigner les uns des autres. Les premières particules émises sont des pseudo-protons. Et ils restent les seules particules émises tant que E_{dispo}/A reste inférieure à une valeur proche de $E_{ml}^{(c)}$. Ensuite, l'émission de pseudo-protons atteint une saturation et l'émission de pseudo-neutrons prend le relais. Ceci peut s'expliquer par le fait que tous les pseudo-protons de la surface du système composé sont émis, ne laissant que des pseudo-neutrons à émettre ensuite.

Lorsque c augmente, i.e. lorsque la répulsion devient importante, les mécanismes observés sont bouleversés.

Pour $c=200$ ESU.LSU., la multiplicité des fragments n'est pas modifiée qualitativement. Les deux inflexions de la fonction sont présentes et interviennent pour des énergies proches mais supérieures à $E_{ml}^{(c)}$ et $E_l^{(c)}/A$. Lorsque l'on corrige l'énergie disponible de la "barrière Coulombienne" (courbe grise), $E_{ml}^{(c)}$ et $E_l^{(c)}/A$ redeviennent les positions des inflexions. La multiplicité maximale de fragment est en moyenne inférieure d'environ une unité à ce qu'elle vaut pour les cas $c=100$ ESU.LSU. et neutre (en moyenne 3.5 fragments formés contre 4-4.5 pour les systèmes tels que $c=100$ ESU.LSU. et pour les systèmes soumis uniquement à V_{fort}).

Par contre l'évolution du nombre de constituants du plus gros fragment a une allure différente par rapport au cas témoin (systèmes neutres étudiés en détails au 2.2.1). La première inflexion n'existe plus. L'énergie de liaison de la particule la moins liée n'a plus de signification particulière pour cette observable. La seconde inflexion n'est plus très marquée et intervient toujours pour une énergie proche mais supérieure à $E_l^{(c)}/A$ lorsqu'on ne corrige pas l'énergie de la perte initiale due à la répulsion.

L'évolution du nombre de constituants du second plus gros ensemble de particules garde qualitativement la même allure que le cas témoin mais, comme $\langle N_1 \rangle$, présente une singularité. $\langle N_2 \rangle$ devient aussi dans ce cas supérieur à 3 à $E_{dispo}/A \approx E_{ml}^{(c)}/A$ mais le maximum atteint ne l'est plus juste avant mais juste après $E_l^{(c)}/A$. Par ailleurs, le maximum est plus faible que dans les cas $c=100$ ESU.LSU. et neutre (8 constituants contre 12 au moins pour $c=100$ ESU.LSU. et

les systèmes neutres). En tenant compte de la “barrière Coulombienne”, le maximum se situe au niveau de $E_l^{(c)}/A$. Le maximum de $\langle N_2 \rangle$ du cas témoin est atteint pour $E_{dispo}/A < E_l^{(0)}/A$. Le second plus gros fragment est donc plus petit dans le cas des systèmes chargés.

Ces résultats mettent en avant que les énergies caractéristiques continuent d’être proches des limites des trois domaines d’énergie, mais elles leurs sont légèrement inférieures. Ce décalage s’explique par la perte d’énergie due à la répulsion entre pseudo-protons durant l’approche. La répulsion commence à modifier (légèrement pour l’instant) les mécanismes observés. On observe moins de fragments et un peu plus d’émissions de particules légères par rapport au cas neutre.

A ce propos, l’émission est qualitativement la même que pour le cas $c=100$ ESU.LSU.. Les premières particules émises sont exclusivement des pseudo-protons. Et dès que tous les pseudo-protons de la surface ont été émis, des pseudo-neutrons sont émis. L’énergie pour laquelle des pseudo-neutrons commencent à être émis est légèrement plus grande que celle du cas $c=100$ ESU.LSU.. Quantitativement, la valeur de saturation des pseudo-protons est plus grande de quelques unités que celle constatée pour $c=100$ ESU.LSU.. Ce résultat est en accord avec la figure 2.17 : plus de pseudo-protons sont à la surface du projectile ou de la cible pour cette valeur de c . Le nombre total d’émission à $E_{ml}^{(c)}$ et à $E_l^{(c)}/A$ est lui aussi plus grand de quelques unités que dans le cas précédent.

Pour $c=300$ ESU.LSU., la répulsion est si forte que les évolutions des observables sont très différentes de celles que nous avons pour l’instant étudiées. A $E_{dispo}/A \leq 1.5E_{ml}^{(c)}$, les deux protagonistes se repoussent si fortement durant l’approche qu’ils n’entrent pas en collision. C’est pourquoi $\langle MIMF \rangle$ est égale à 2 et N_1 égale à 34. N_2 est égale en moyenne à 14. De plus, 5 pseudo-protons isolés sont émis. Les autres particules sont émises par paire ou triplets. Donc l’un des deux protagonistes est fragmenté par l’autre. Lorsque l’énergie augmente légèrement, la fusion est de nouveau possible, bien qu’imparfaite : $\langle N_1 \rangle$ atteint un maximum (proche de 50) pour une énergie proche de $1.5E_{ml}^{(c)}$. Pour la même énergie, $\langle MIMF \rangle$ présente un minimum égal à 1. Pour $E_{dispo}/A \geq E_{ml}^{(c)}$, $\langle MIMF \rangle$ augmente, $\langle N_1 \rangle$ diminue linéairement et $\langle N_2 \rangle$ augmente linéairement jusqu’à une énergie proche de $4E_l^{(c)}/A$. A partir de cette énergie, $\langle MIMF \rangle$ reste proche de 2.5, N_1 continue de diminuer et $\langle N_2 \rangle$ reste proche de 7. L’énergie de liaison pour cette valeur de c ne remplit plus le rôle de frontière, même en tenant compte de la “barrière Coulombienne”. Par contre, $E_{ml}^{(c)}$ redevient la première frontière lorsqu’on tient compte de la “barrière Coulombienne” et il est toujours possible de définir trois domaines d’énergie, bien que les mécanismes observés diffèrent de ceux observés dans les précédents cas.

L’émission de particules, elle, suit toujours le même schéma : les pseudo-protons de la surface sont plus facilement émis, puis, dès que tous l’ont été, les pseudo-neutrons prennent le relais. D’un point de vue quantitatif, les systèmes générés avec $c = 300$ ESU.LSU. sont formés d’un coeur de pseudo-neutrons entouré d’une surface de pseudo-protons. Cette configuration semble expliquer pourquoi la valeur de saturation d’émission des pseudo-protons est plus grande pour cette valeur de c .

En conclusion, l'influence de c sur les collisions dépend de l'importance relative de la répulsion face à la cohésion induite par V_{fort} . Lorsque c/r_0 est plus petit que $-V_{min}$ (100 ESU.LSU.), c n'a pas d'influence qualitative sur la fragmentation. Les systèmes se comportent comme les systèmes neutres et $E_{ml}^{(c)}$ et $E_l^{(c)}/A$ continuent d'être les variables sur lesquelles il faut agir pour contraindre le mécanisme observé. Lorsque c/r_0 devient de l'ordre de $-V_{min}$, l'évolution générale reste la même. $E_{ml}^{(c)}$ et $E_l^{(c)}/A$ sont proches mais sont légèrement inférieure aux frontières. Former des fragments devient plus difficile car l'émission de particules légères est favorisée. Et lorsque c/r_0 est plus grand que $-V_{min}$, l'évolution de la fragmentation avec l'énergie n'a plus rien à voir avec les cas précédents : $E_{ml}^{(c)}$ est inférieure à la première frontière, la seconde est clairement supérieure à $E_l^{(c)}/A$ et les mécanismes n'ont que peu de points communs avec ceux décrits jusque là. L'évolution de l'émission de particules quant à elle semble dépendre majoritairement de la composition de la surface des systèmes.

2.4 Différenciation entre les liaisons pseudo-proton/pseudo-neutron et les autres types de liaisons

Pour un A donné, les systèmes chargés sont d'autant plus liés que le rapport P/A diminue pour une valeur de c donnée (fig. 2.15) ou que la valeur de c diminue pour un rapport P/A donné (fig. 2.16). Les systèmes soumis à V_{fort} et à V_{rep} sont donc tels que pour un nombre donné de particules, le système le plus stable est le système neutre correspondant.

Dans cette section, nous allons décrire comment nous avons modifié l'expression générale de V_{fort} pour avoir un effet stabilisant susceptible de contre-balancer l'effet de V_{rep} . Dans un premier temps, nous présenterons la nouvelle expression de V_{fort} qui dépend désormais de l'isospin des 2 particules et pour laquelle un nouveau paramètre, notée ΔV_{min} , a été introduit. Puis nous étudierons l'influence de ce nouveau paramètre sur l'énergie de liaison, l'énergie de liaison de la particule la moins liée et le rayon carré moyen des systèmes, puis sur les mécanismes de réactions.

Ici, nous utilisons les codes de génération des systèmes et les procédures de calculs des énergies caractéristiques décrits au paragraphes 2.3.1 et 2.3.3.

Au niveau de la nomenclature, nous qualifierons les nouveaux systèmes de "systèmes différenciés", et nous noterons l'énergie de liaison par particule $E_l^{(d)}/A$, l'énergie de liaison de la particule la moins liée $E_{ml}^{(d)}$ et le rayon carré moyen $RCM^{(d)}$.

2.4.1 Allures du potentiel selon les types de liaisons

Etant donnée l'expression générale définie au chapitre 1 (éq. 1.3, 1.4 et 1.5), ΔV_{min} intervient dans l'expression de β (éq. 1.4). Privilégier les liaisons pseudo-proton/pseudo-neutron revient

à changer son expression comme suit :

$$\beta^{pn} = \frac{6(V_{min} - \Delta V_{min})}{(r_1 - r_0)^3} \quad (2.19)$$

Puisque dans notre cas les liaisons pn (i.e. pseudo-proton/pseudo-neutron) sont favorisées, ΔV_{min} est positif.

Le potentiel à 2 corps, V_{tot} , qui régit la dynamique dépend de la nature des 2 corps en question et est défini d'après les §1.2.2 et 2.3.2 comme suit (cf figure 2.19) :

$$\forall r \in \mathbb{R}^+ : \quad (2.20)$$

$$pp : V_{tot}^{pp}(r) = V_{fort}(r) + V_{rep}(r) \quad (2.21)$$

$$pn : V_{tot}^{pn}(r) = \beta^{pn} \left(\frac{r^3}{3} - (r_0 + r_1) \frac{r^2}{2} + r_0 r_1 r + \alpha \right) \quad (2.22)$$

$$\text{i.e. } V_{tot}^{pn}(r) = V_{fort}(r) \left(1 - \frac{\Delta V_{min}}{V_{min}} \right) \quad (2.23)$$

$$nn : V_{tot}^{nn}(r) = V_{fort}(r) \quad (2.24)$$

où r est la distance entre les 2 corps. Puisque V_{min} est strictement négatif et ΔV_{min} positif, V_{tot}^{pn} est en valeur absolue plus grand que V_{tot}^{nn} . Les liaisons entre deux particules d'isospin différents sont favorisées par rapport aux autres.

Les systèmes que nous avons choisis comme référence sont ceux décrits au §2.3.4. En d'autres termes, les valeurs des paramètres sont les suivantes : $V_{min} = -20$ ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU. et $c = 200$ ESU.LSU. et $\Delta V_{min} = 0$ ESU.. Nous allons pouvoir étudier directement l'influence de ΔV_{min} sur $E_l^{(d)}/A$, $E_{ml}^{(d)}$ et $RCM^{(d)}$; puis sur les propriétés dynamiques des systèmes.

2.4.2 Influence de ΔV_{min} sur $E_l^{(d)}/A$, $E_{ml}^{(d)}$ et $RCM^{(d)}$

Les courbes de $E_l^{(d)}/A$, $E_{ml}^{(d)}$ et $RCM^{(d)}$ selon A pour $\Delta V_{min} = 0$ ESU. (référence), $\Delta V_{min} = 4$ ESU. et $\Delta V_{min} = 8$ ESU. sont présentées sur la figure 2.20. Nous avons restreint l'étude au cas $P/A = 1/2$ pour deux raisons. D'une part, c'est le rapport P/A pour lequel l'influence de ΔV_{min} est la plus forte. Et d'autre part, les résultats sont qualitativement les mêmes pour une valeur différente de P/A .

Comme V_{min} , ΔV_{min} affecte principalement $E_l^{(d)}/A$ et $E_{ml}^{(d)}$. Plus ΔV_{min} est grand, plus $E_l^{(d)}/A$ et $E_{ml}^{(d)}$ le sont également pour un A donné. Son influence est toutefois moindre que V_{min} car ΔV_{min} n'affecte que les liaisons pn .

La formule de masse pour ces systèmes s'inspire encore une fois de la formule de Bethe-Weizsäcker. Un terme de symétrie est ajouté par rapport à la paramétrisation de $E_l^{(c)}/A$ (éq.

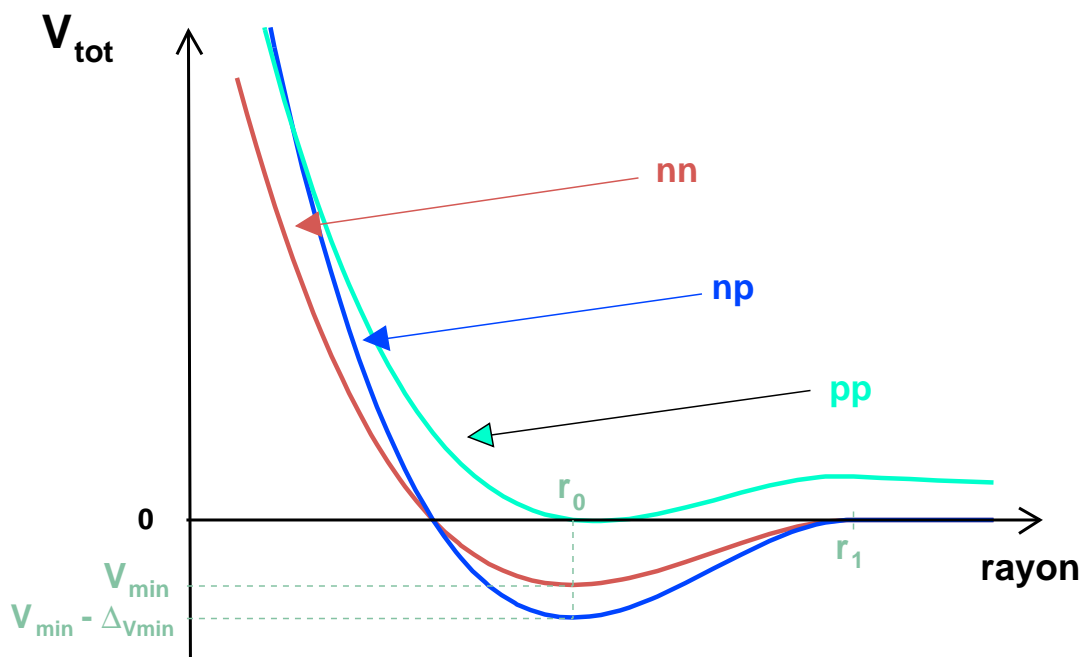


FIG. 2.19 – Allure du potentiel total selon l'isospin des particules. Trois cas sont possibles : les 2 particules sont chargées (courbe pp), ou au contraire neutres (courbe nn), ou encore chacune a l'isospin opposé à l'autre (courbe np).

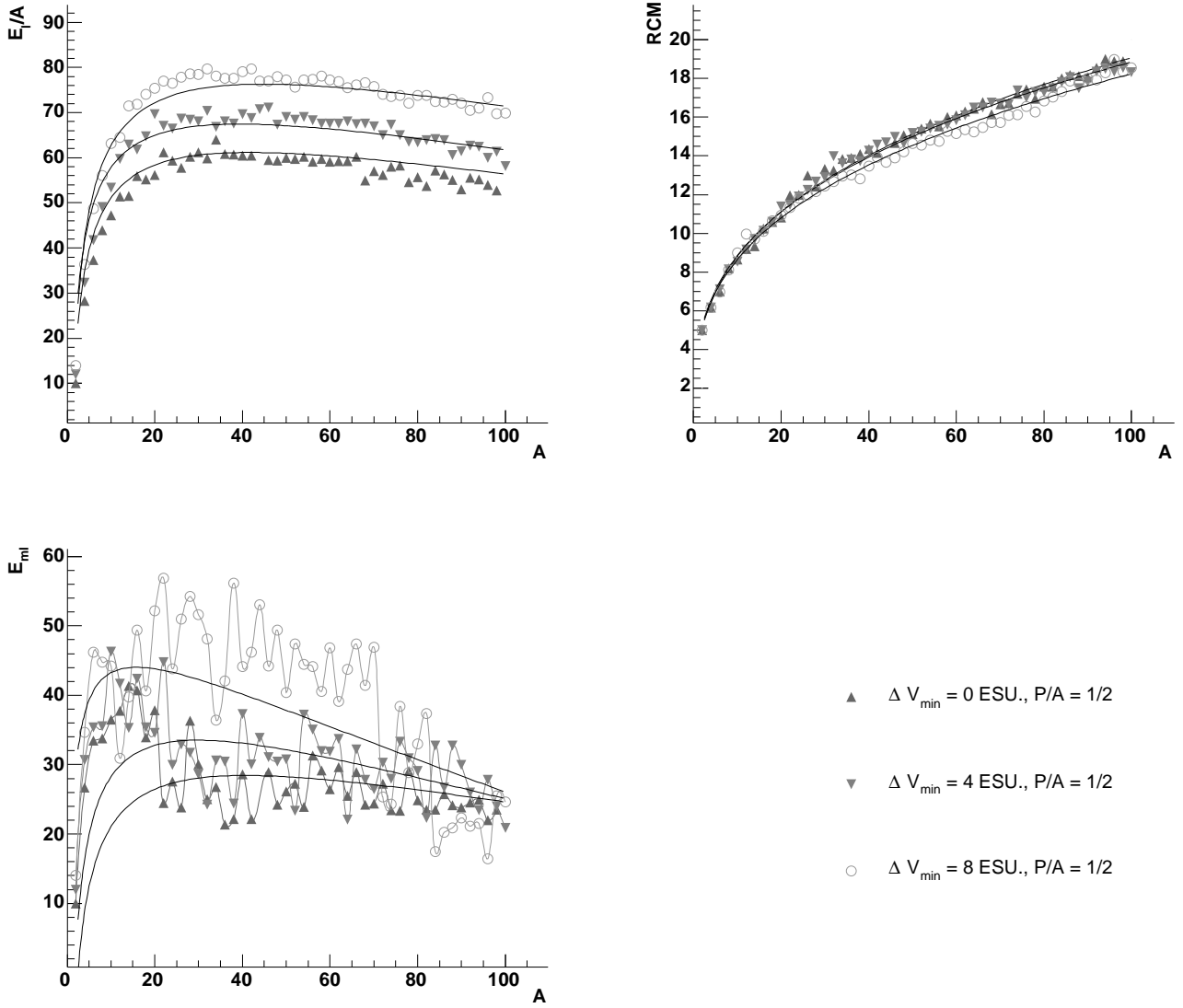


FIG. 2.20 – Energie de liaison (en haut, à gauche), rayon carré moyen (en haut, à droite) et énergie de liaison du moins lié (en bas) des systèmes chargés suivant leurs tailles pour plusieurs valeurs de ΔV_{min} ($V_{min} = -20$ ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU. et $c = 200$ ESU.).

2.4. Différenciation entre les liaisons pseudo-proton/pseudo-neutron et les autres types de liaisons

ΔV_{min} (ESU.)	P/A	$E_l^{(d)}$				$E_{ml}^{(d)}$			
		$a_v^{(d)}$ (ESU.)	$a_s^{(d)}$ (ESU.)	$a_c^{(d)}$ (ESU.)	$a_{sym}^{(d)}$ (ESU.)	$b_v^{(d)}$ (ESU.)	$b_s^{(d)}$ (ESU.)	$b_c^{(d)}$ (ESU.)	$b_{sym}^{(d)}$ (ESU.)
0	1/2	111.2	115.7	5.55	na	66.3	86.8	4.3	na
4	1/2	119.2	117.3	5.97	-132.1	77.4	90.7	6.08	-280.4
8	1/2	137.5	144.9	6.5	-140.2	79.87	59.91	7.59	-440.9

TAB. 2.3 – Valeurs des paramètres de fit des propriétés énergétiques pour chacune des valeurs de ΔV_{min} .

ΔV_{min} (ESU.)	P/A	$RCM^{(d)}$	
		$R_1^{(d)}(1 + R_1^{(d')}\frac{P}{A})$ (LSU.)	$R_0^{(d)}(1 + R_0^{(d')}\frac{P}{A})$ (LSU.)
0	1/2	-0.10	4.13
4	1/2	0.18	4.02
8	1/2	0.32	3.86

TAB. 2.4 – Valeurs des paramètres de fit du rayon carré moyen pour chacune des valeurs de ΔV_{min} .

2.14). L'expression choisie est donc :

$$E_l^{(d)}/A = a_v^{(d)} - \frac{a_s^{(d)}}{A^{1/3}} - a_c^{(d)} \cdot \frac{P^2}{A^{4/3}} - a_{sym}^{(d)} \cdot \frac{(\frac{A}{2} - P)^2}{A^2} \quad (2.25)$$

Pour les mêmes raisons que $E_{ml}^{(c)}$, la formule de fit pour $E_{ml}^{(d)}$ est la suivante :

$$E_{ml}^{(d)}/A = b_v^{(d)} - \frac{b_s^{(d)}}{A^{1/3}} - b_c^{(d)} \cdot \frac{P^2}{A^{4/3}} - b_{sym}^{(d)} \cdot \frac{(\frac{A}{2} - P)^2}{A^2} \quad (2.26)$$

Sur la figure, le résultat du fit pour chaque valeur non nulle de ΔV_{min} est symbolisé par une courbe continue noire. Les valeurs des paramètres ont été obtenues en utilisant les systèmes présentés et ceux tels que $P/A = 1/3$ et $P/A = 2/3$. Les valeurs des paramètres sont données dans le tableau 2.3. Le fit du cas $\Delta V_{min} = 0$ a été calculé au 2.3.4. Quant au rayon carré moyen, sa formule reste celle du cas précédent, i.e. :

$$RCM^{(d)} = R_1^{(d)}(1 + R_1^{(d')}\frac{P}{A}) + R_0^{(d)}(1 + R_0^{(d')}\frac{P}{A})A^{1/3} \quad (2.27)$$

Seules les valeurs de $R_1^{(d)}(1 + R_1^{(d')}\frac{P}{A})$ et $R_0^{(d)}(1 + R_0^{(d')}\frac{P}{A})$ telles que $P/A = 1/2$ sont données dans le tableau 2.4.

Ces systèmes sont les plus proches des noyaux : les systèmes neutres n'ont pas d'isospin et les systèmes chargés sont tels que pour un A donné, c'est le système neutre qui est le

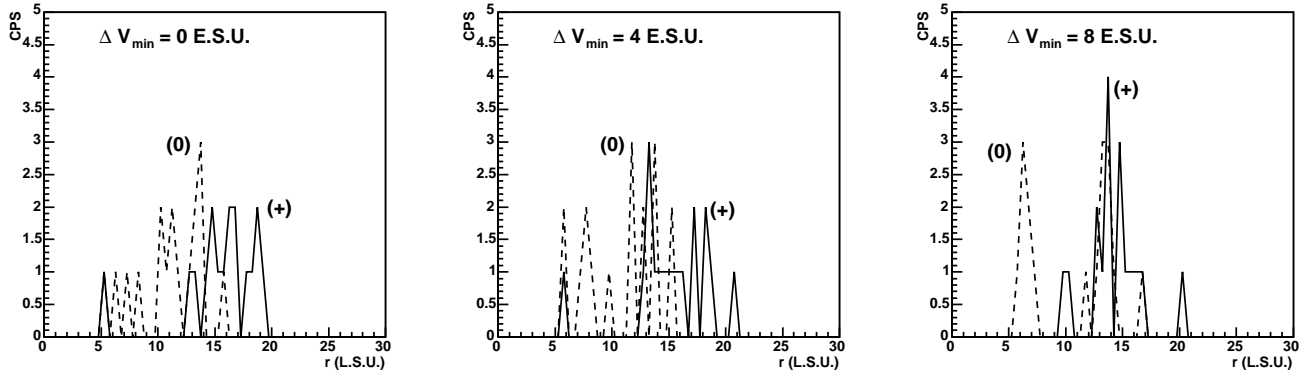


FIG. 2.21 – Influence de ΔV_{min} . Distributions des distances au centre de masse du système (34; 17) des particules qui le constituent. Les particules neutres (0) sont en pointillés et les particules chargées (+) en trait plein. ($V_{min} = -20$ ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU. et $c = 200$ ESU..LSU..)

plus lié. Pourtant, une étude serait nécessaire pour rapprocher les valeurs de $E_l^{(d)}$ et $RCM^{(d)}$ des caractéristiques correspondantes des vrais noyaux. L'étude actuelle a permis de connaître l'influence de V_{min} , r_0 , r_1 , c et ΔV_{min} sur ces propriétés statiques :

- V_{min} et ΔV_{min} affectent principalement l'énergie de liaison et l'énergie de liaison de la particule la moins liée. Ces deux énergies sont croissantes avec V_{min} (en valeur absolue) ou ΔV_{min} .
- r_0 et r_1 pris séparément modifient les trois propriétés étudiées ; mais en maintenant leur rapport constant ils n'affectent plus que le rayon carré moyen (qui est croissant avec le couple $(r_0; r_1)$).
- c modifie les trois propriétés. Les énergies sont décroissantes et le rayon carré moyen est légèrement croissant avec c .

Répartition des pseudo-protons et pseudo-neutrons dans les systèmes

Sur la figure 2.21 est représenté la distribution des distances au centre de masse des particules du système (34; 17) pour les trois valeurs de ΔV_{min} . Les pseudo-protons occupent toujours en majorité la périphérie des systèmes, quel que soit ΔV_{min} . Pourtant, la proportion de pseudo-neutrons à la périphérie augmente avec ce paramètre. Les charges n'entourent plus un coeur neutre comme pour la valeur la plus élevée de c .

2.4.3 Influence de ΔV_{min} sur les collisions

La figure 2.22 est construite sur le modèle des figures 2.8 et 2.18. La colonne de gauche correspond au cas $\Delta V_{min}=0$ ESU.(i.e. $c=200$ ESU.LSU.). La colonne du milieu correspond au cas

2.4. Différenciation entre les liaisons pseudo-proton/pseudo-neutron et les autres types de liaisons

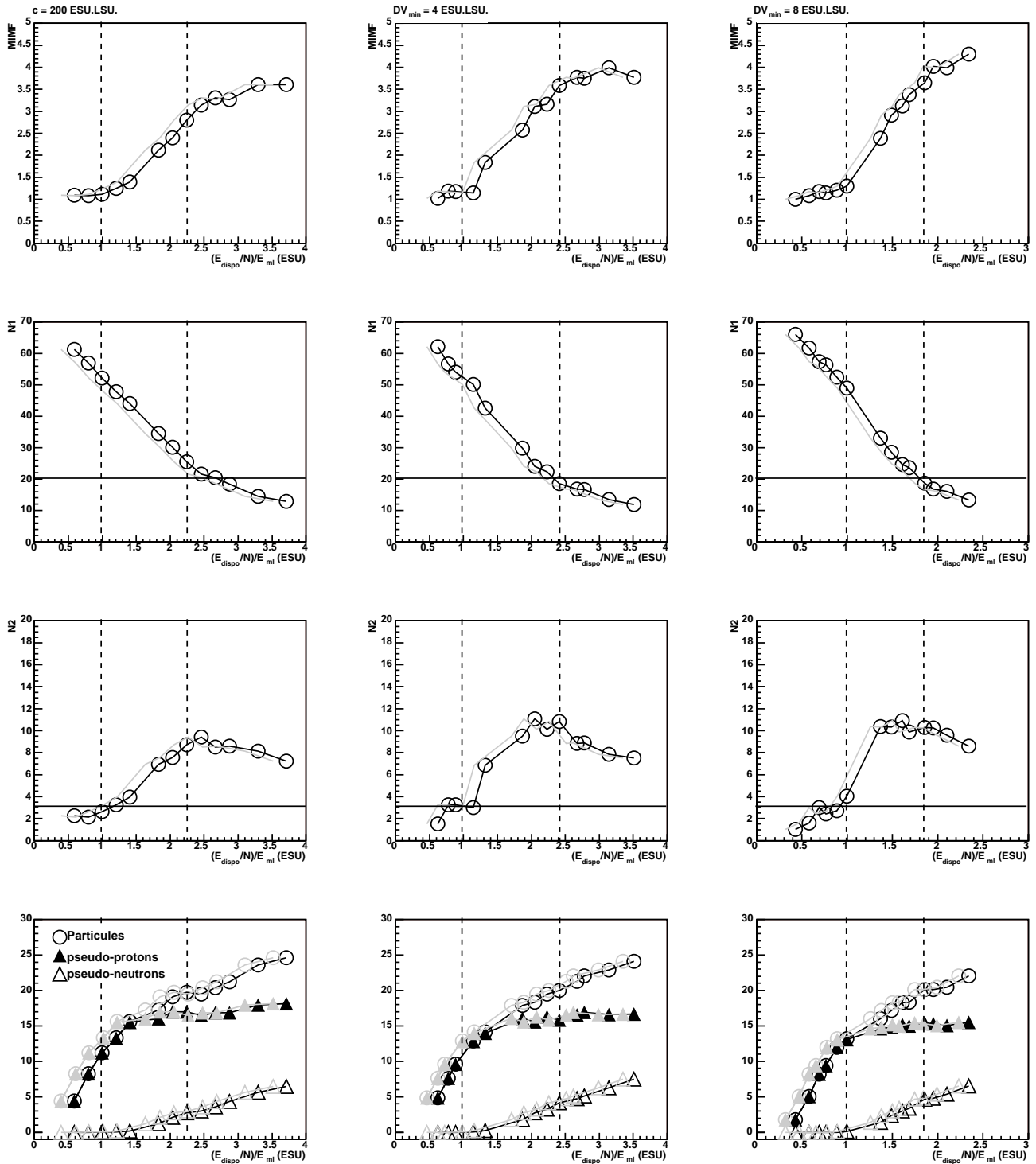


FIG. 2.22 – Multiplicité de fragments ($N > 3$) (première ligne), tailles des deux plus gros fragments N_1 (seconde ligne) et N_2 (troisième ligne), et multiplicité des particules émises (quatrième ligne) selon le rapport entre l'énergie des collisions centrales (du système 34;17 sur 34;17) et l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé (i.e. 68;34). Les colonnes correspondent aux cas $\Delta V_{min} = 0$ ESU. (gauche), $\Delta V_{min} = 4$ ESU. (milieu) et $\Delta V_{min} = 8$ ESU. (droite). V_{min} vaut -20 ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU. et $c = 200$ ESU.LSU.. En gris sont représentées les mêmes courbes en ayant corrigé l'énergie disponible de l'énergie Coulombienne qui ne participe pas à la fragmentation.

$\Delta V_{min}=4$ ESU.. La colonne de droite correspond au cas $\Delta V_{min}=8$ ESU.. Les lignes verticales en pointillés indiquent les positions de $E_{ml}^{(d)}$ et $E_l^{(d)}/A$ du système (68; 34).

Plus c augmente, plus le comportement des systèmes en collisions s'éloigne du cas de référence choisi. Le rajout de la différentiation de V_{fort} selon les liaisons va ramener les évolutions de $\langle MIMF \rangle$, $\langle N_1 \rangle$ et $\langle N_2 \rangle$ vers des comportements semblables à ceux observés pour le cas témoin.

Lorsque ΔV_{min} est différent de 0, le maximum de $\langle MIMF \rangle$ redevient au moins égal à 4 (4 pour $\Delta V_{min}=4$ ESU. et 4.5 pour $\Delta V_{min}=8$ ESU.). L'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé marque de nouveau une inflexion de la décroissance de N_1 . Le maximum de N_2 est de nouveau juste avant $E_l^{(d)}/A$ et le second plus gros fragment contient en moyenne 11 particules pour ce maximum (au lieu de 8 pour $c=200$ ESU.LSU.). En résumé, la fragmentation est similaire entre les systèmes différenciés et les systèmes neutres. Les allures et les valeurs de $\langle MIMF \rangle$, $\langle N_1 \rangle$ et $\langle N_2 \rangle$ sont comparables entre ces deux cas.

La "barrière Coulombienne" est très légère pour ces systèmes et ne change pas les résultats précédents car elle est compensée. De nouveau $E_{ml}^{(d)}$ et $E_l^{(d)}/A$ sont les variables qui contraignent la dynamique. ΔV_{min} a donc une influence sur les collisions à travers celle qu'il a sur les énergies caractéristiques des systèmes.

L'émission de particules suit quant à elle le même schéma que pour les systèmes chargés : les pseudo-protons de la surface sont émis en priorité, puis des pseudo-neutrons sont émis à leur tour. La structure de la surface des protagonistes semble toujours être ce qui contraint majoritairement les émissions. Entre $\Delta V_{min}=4$ ESU. et $\Delta V_{min}=8$ ESU., le rapport P/A de la surface est de plus en plus grand : les pseudo-neutrons sont de plus en plus susceptibles d'être émis. Ce qui se traduit par le décalage vers $E_{ml}^{(d)}$ de l'énergie pour laquelle l'émission de pseudo-protons atteint sa saturation et pour laquelle l'émission de pseudo-neutrons commence.

2.5 Conclusion

D'un point de vue général, l'énergie de liaison de la particule la moins liée et l'énergie de liaison par particule du système composé sont les principaux paramètres qui contraignent le mécanisme de collision observé pour une énergie de collision donnée. Ce résultat est strictement vrai pour les systèmes neutres et différenciés. Il est aussi vrai pour les systèmes chargés sous réserve que la compétition entre la répulsion due à V_{rep} et la cohésion due à V_{fort} ne soit pas en défaveur de la cohésion. L'émission de particules semble essentiellement liée à la structure de la surface des protagonistes. Ce sont ces particules qui sont d'abord émises.

Par ailleurs, les mécanismes dominants pour les systèmes chargés sont légèrement modifiés

lorsque la répulsion est assez grande même s'il est toujours possible de définir trois domaines d'énergie. Les fragments sont en moins grand nombre. Le plus gros d'entre eux contient plus de particules que le plus gros du cas neutre correspondant et, au contraire, le second est plus petit dans son cas.

Chapitre 3

Etude des systèmes thermalisés

Expérimentalement, une brusque augmentation de la multiplicité des fragments de charges égales ou supérieures à 3 a été observée pour des énergies d'excitation par nucléon légèrement supérieures à 3-4 MeV, ce phénomène a été appelé multifragmentation [58, 59, 60, 61]. Le scénario le plus utilisé pour la chronologie des collisions est le suivant : une première phase dynamique, pendant laquelle les sources sont formées et quelques particules légères émises, est suivie d'une phase de désexcitation durant laquelle des particules et des fragments sont émis [62, 63, 64]. De nombreux codes ont été développés pour décrire ces deux phases mais savoir quand et comment les fragments et particules sont réellement émis est toujours sujet de débats [30, 31, 32, 33]. Bien que les distributions de tailles aient été décrites efficacement par des codes statistiques de fragmentation [65, 66], de nombreuses observations expérimentales indiquent que la voie d'entrée a une grande influence sur la production de fragments [56, 57, 67].

Décrire la formation des fragments selon un point de vue statistique suppose l'une des deux hypothèses suivantes :

- Soit les sources sont réellement thermalisées et les fragments sont formés au cours de leur désexcitation.
- Ou alors même si les sources ne sont pas thermalisées lors des collisions, les distributions de tailles et de multiplicités peuvent être décrites par des sources thermalisées.

Qu'en est-il pour nos simulations? D'un côté, CNBD est un code dynamique. Il décrit la voie d'entrée et une partie de la désexcitation qui la suit. Nous pourrions simuler la fin de la seconde phase, mais les temps de calculs seraient bien trop longs. De plus, les résultats des simulations déjà publiés sont qualitativement identiques aux observations expérimentales sur les collisions d'ions lourds qui sont, elles, forcément effectuées à la fin de la désexcitation (cf 1 et [2, 3]). D'un autre côté, il nous est possible de générer des systèmes thermalisés équivalents aux systèmes en collision, i.e. de mêmes tailles et énergies d'excitation. Nous pouvons donc comparer les résultats issus de simulations de ces deux situations physiques.

Une première étude a montré que les systèmes en collision ne sont pas thermalisés dans le

cas général : pour une collision donnée, l'énergie d'excitation par nucléon déposée dans les clusters finaux ne dépasse pas l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé (projectile+cible) ([4]). En conséquence, des deux hypothèses sur lesquelles les approches statistiques sont basées, la plus forte est fautive dans notre cas. Par contre, rien n'interdit d'adopter la seconde. La formation des fragments peut a priori être décrite en adoptant un point de vue statistique bien que les systèmes ne soient pas thermalisés. C'est cette hypothèse qui est testée dans ce chapitre.

Nous avons comparé les distributions de taille et de multiplicité de systèmes neutres ($V_{min} = -20$ ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ LSU. et $c = 0$ ESU.LSU. et $\Delta V_{min} = 0$ ESU.) dans trois situations physiques différentes : en collisions centrales, en collisions périphériques, et en situation thermalisée. La manière de générer ces derniers systèmes est l'objet de la section suivante. Ensuite, la sélection des collisions centrales sera présentée. Pour les collisions périphériques, nous avons supposé l'existence des deux sources principales : le quasi-projectile et la quasi-cible. Nous nous sommes intéressés au quasi-projectile et la manière dont nous l'avons reconstruit événement par événement sera exposée. De plus, nous allons comparer les collisions centrales entre un projectile neutre contenant $N/2$ particules heurtant une cible contenant $N/2$ particules avec d'une part la dynamique d'un système thermalisé contenant N particules, et d'autre part avec la désexcitation de quasi-projectiles provenant de collisions entre un projectile neutre contenant N particules heurtant une cible neutre de N particules. Nous avons choisi d'utiliser l'énergie disponible comme variable de comparaison. Nous allons donc expliquer comment nous avons calculé cette énergie dans chacun des cas. Puis les conditions d'étude seront précisées et la comparaison elle-même sera présentée, ainsi que l'influence des paramètres de l'étude sur les résultats. Finalement, nous conclurons, dans notre cadre, sur la validité de l'hypothèse selon laquelle la formation des fragments peut être décrite par une situation thermalisée.

3.1 Comment les systèmes sont-ils thermalisés ?

3.1.1 Principe général

Un système généré par l'un des algorithmes de préparation (cf. 1.2.1, 1.2.1 et 2.3.1) est thermalisé de la façon suivante :

1. Il est placé dans une sphère de confinement, son centre de masse coïncidant avec le centre de masse de la sphère. La sphère garde une taille fixe et le confinement est assuré par un potentiel de rappel élastique déjà utilisé dans la première méthode de préparation des systèmes (cf 1.2.1).
2. La même quantité d'énergie est fournie à chaque particule, sous forme cinétique. La direction et le sens du vecteur vitesse associé sont choisis aléatoirement, sauf pour la

dernière. Le vecteur quantité de mouvement de cette particule est tel que la somme des quantités de mouvement soit nulle.

3. Le système évolue sous contrainte jusqu'à ce qu'il réponde à un critère de thermalisation.
4. A cet instant, la sphère est supprimée et le temps réinitialisé.

Le système évolue ensuite librement sans contrainte extérieure. Comme dans le cas des collisions, la dynamique est gérée par l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté (cf 1.1.2).

3.1.2 Critère de thermalisation

Le critère de thermalisation choisi est basé sur le rapport entre les fluctuations de l'énergie cinétique des particules et sa valeur moyenne à un instant donné $\sigma_{E_c} / \langle E_c \rangle$. Pour un gaz parfait en équilibre thermodynamique, ce rapport doit être égal à $\sqrt{\frac{2(N-1)}{3N-2}}$, N étant le nombre de constituants du gaz. Les particules de nos systèmes n'ont pas de dimension. Par contre, elles sont en interaction les unes avec les autres. Pourtant, bien que nos systèmes ne soient pas similaires en tous points aux gaz parfaits, nous avons constaté que dès que l'égalité $\sigma_{E_c} / \langle E_c \rangle = \sqrt{\frac{2(N-1)}{3N-2}}$ est vérifiée, elle le reste tant que le système est maintenu sous contrainte et les caractéristiques globales des systèmes n'évoluent plus dès que c'est le cas. Les systèmes évoluent donc sous contrainte tant que le rapport $\sigma_{E_c} / \langle E_c \rangle$ n'égale pas $\sqrt{\frac{2(N-1)}{3N-2}}$. Dès que cette égalité est vérifiée, le système est considéré thermalisé. Par prudence, le critère réellement employé est plus compliqué, comme l'illustre la figure 3.1 où la courbe donnant l'évolution des valeurs de $\sigma_{E_c} / \langle E_c \rangle$ est tracée pour le système (68; 0) à une énergie totale correspondant à l'énergie de liaison de ce système.

Partant de $t = 0$,

1. A chaque itération, la valeur du rapport $\frac{\sigma_{E_c} / \langle E_c \rangle}{\sqrt{(2(N-1))/(3N-2)}}$ est évaluée.
2. Après la première itération où il est égal à 1 à 10^{-2} près (t_1), les estimations sont sauvegardées.
3. Dès qu'un certain laps de temps est écoulé (Δt), la moyenne des valeurs récupérées est calculée. Si elle est elle-même égale à 1 à 10^{-2} près, alors le système est considéré comme thermalisé et la sphère de confinement est supprimée (t_2). L'évolution sans contrainte du système commence. Sinon, les valeurs sauvegardées sont effacées et la procédure recommence à partir de t_2 , les nouvelles valeurs du rapport sont stockées pendant Δt avant de comparer leur moyenne à 1. Par expérience, ce cas de figure n'arrive jamais si la valeur de Δt est bien choisie.

La valeur de Δt est un paramètre du programme, tandis que t_1 et donc t_2 sont des variables. Toutefois, t_1 (ou t_2) ne peut dépasser une certaine valeur (très grande) pour éviter que le code ne s'exécute sans fin.

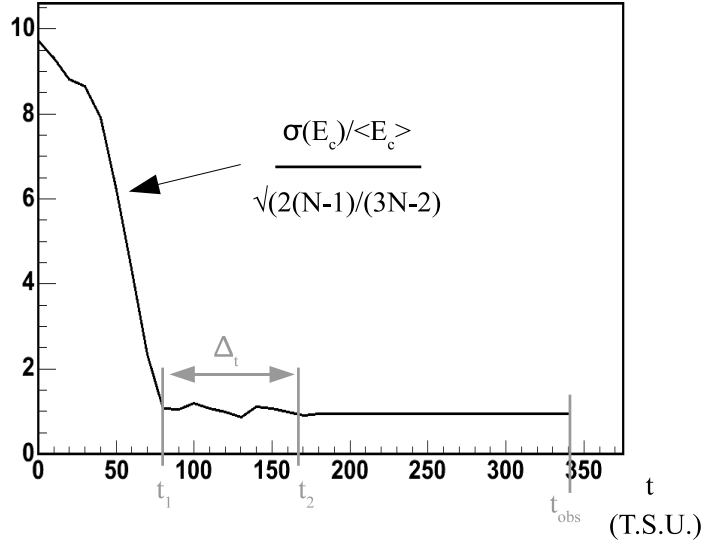


FIG. 3.1 – Exemple d'évolution de la quantité $\frac{\sigma(E_c)/\langle E_c \rangle}{\sqrt{(2(N-1))/(3N-2)}}$ pour le système (68; 0). La taille de la sphère de confinement correspond à celle du système au repos.

3.1.3 Confinement : densité de thermalisation

Nous allons ici nous intéresser au processus de thermalisation lui-même. Partant d'un système au repos, nous souhaitons avoir en sortie un système thermalisé avec une certaine énergie prédéfinie. Il nous faut donc faire en sorte de maintenir les particules en interaction les unes avec les autres pendant que le système se thermalise. Nous utilisons un confinement de type élastique (V_{conf}) pour contraindre les particules à rester proches les unes des autres. Son expression est :

$$\forall r_s \in \mathbb{R}^+ : \quad V_{conf}(r_s) = \begin{cases} -\kappa(r_s - r_{conf})^3 & \text{si } r_s \geq r_{conf} \\ 0 & \text{si } r_s \leq r_{conf} \end{cases} \quad (3.1)$$

où r_s est la distance entre la particule considérée et le centre de la sphère, et κ la constante de raideur. La sphère de confinement correspondante est de taille fixe.

Le rayon de la sphère est le seul paramètre libre de ce code. Dans la suite, nous parlerons plutôt de “densité de thermalisation”. Cette quantité n'est pas réellement une densité, c'est le rapport entre le nombre N de particules du système à thermaliser et le volume de la sphère de confinement. Elle est notée ρ . La valeur étalon est notée ρ_0 et correspond au cas où la sphère englobe tout juste le système dans son état fondamental (les centres de masse de la sphère et du système sont initialement confondus). Les densités seront plus souvent données en unité de ρ_0 .

La thermalisation n'est pas provoquée par un artifice numérique. Les particules sont contraintes de rester les unes proches des autres, mais aucune intervention extérieure n'incite le système à

se thermaliser. Son énergie se répartit simplement de plus en plus équiprobablement au cours du temps. En cela, les systèmes virtuels créés par le code se comportent comme un système réel équivalent dans les mêmes conditions. Les particules d'un gaz injecté dans une bonbonne vont rapidement perdre la mémoire du passé. Le gaz isolé cherche à maximiser son entropie. Lorsque c'est le cas, son énergie est équirépartie. Les systèmes classiques générés par CNBD font de même.

3.1.4 Récapitulatif

Nous avons vu les différents points importants de l'algorithme. Le schéma 3.2 résume son fonctionnement complet. La phase de thermalisation proprement dite et la phase d'évolution sans contrainte équivalente à la dynamique du système en collision sont gérées par l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté (cf 1.1.2). A l'itération correspondant à t_2 , le temps est simplement réinitialisé et le confinement supprimé. Tous les autres paramètres restent les mêmes.

3.2 Sélection des systèmes d'études

3.2.1 Sélection des collisions centrales

Le paramètre d'impact, b , est un paramètre des simulations. Les collisions centrales dans notre cas seront définies comme les collisions dont le paramètre d'impact est inférieur ou égal au dixième du paramètre d'impact maximum, b_{max} . Les systèmes étudiés n'étant soumis qu'au potentiel V_{fort} (cf 1.2.2), b_{max} est égal à la somme de r_1 (portée de V_{fort}) et des rayons carrés moyens du projectile et de la cible.

3.2.2 Reconstruction des quasi-projectiles

Les collisions sont des processus essentiellement binaires, durant lesquels nous supposons que deux sources principales sont formées : le quasi-projectile et la quasi-cible. Cette hypothèse a été émise pour interpréter de nombreux résultats expérimentaux. Nous nous intéressons ici aux quasi-projectiles (QP). Nous allons d'abord les définir, puis les caractériser en énergie.

Expérimentalement, les quasi-projectiles sont reconstruit à partir de leurs produits. La difficulté majeure des méthodes de reconstruction est de savoir quelles particules et quels fragments proviennent du QP. Les particules dites de mi-rapidité polluent systématiquement toute sélection. Ces particules et fragments ne proviennent d'aucune source mais n'ont aucune caractéristique propre qui pourrait servir à s'en débarrasser événement par événement [68, 69, 70, 71, 72]. Malgré la maîtrise des conditions de nos collisions, nous ne pouvons faire

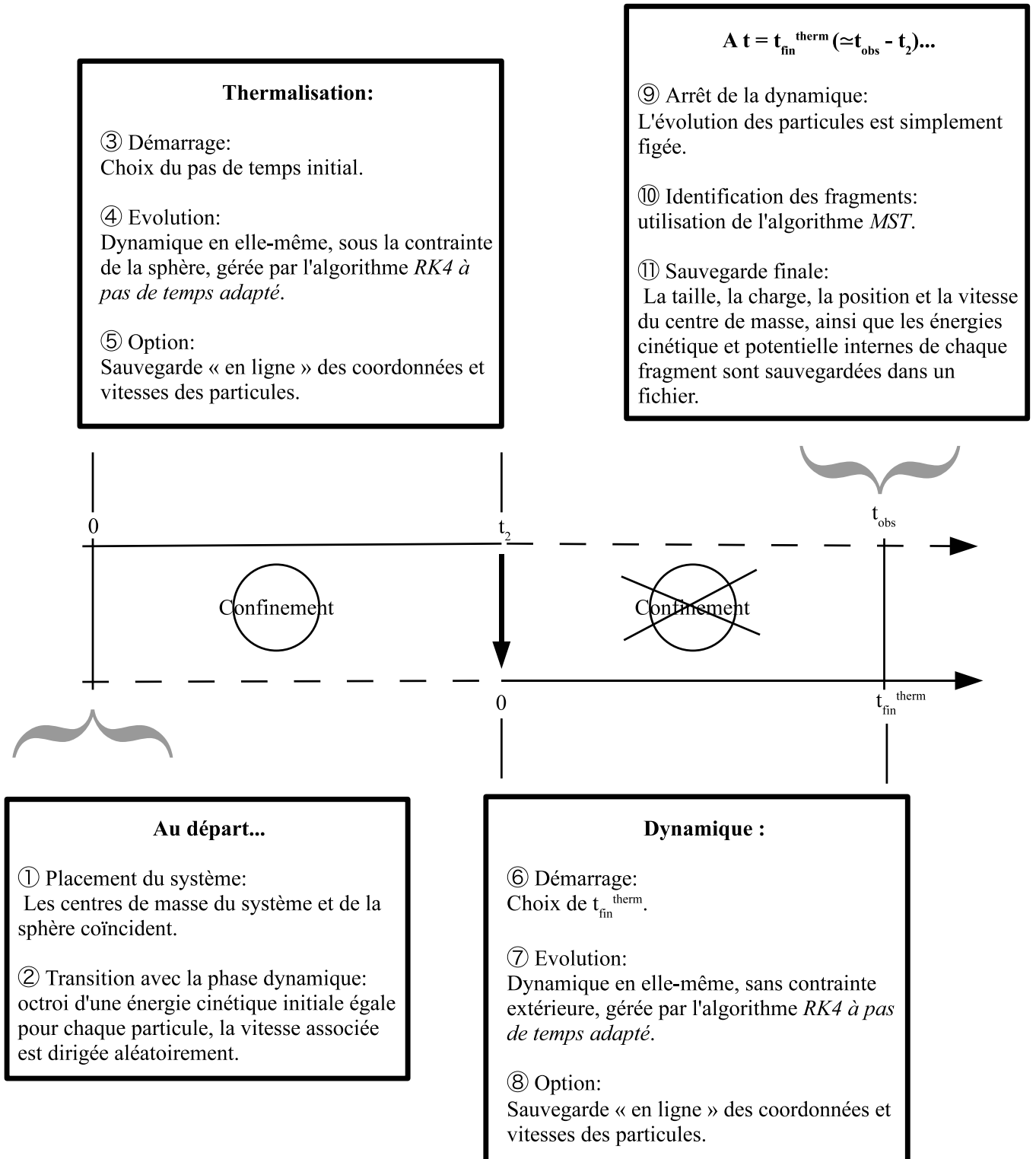


FIG. 3.2 – Fonctionnement général de l’algorithme de thermalisation. Chaque étape importante fait l’objet d’une section dans ce chapitre.

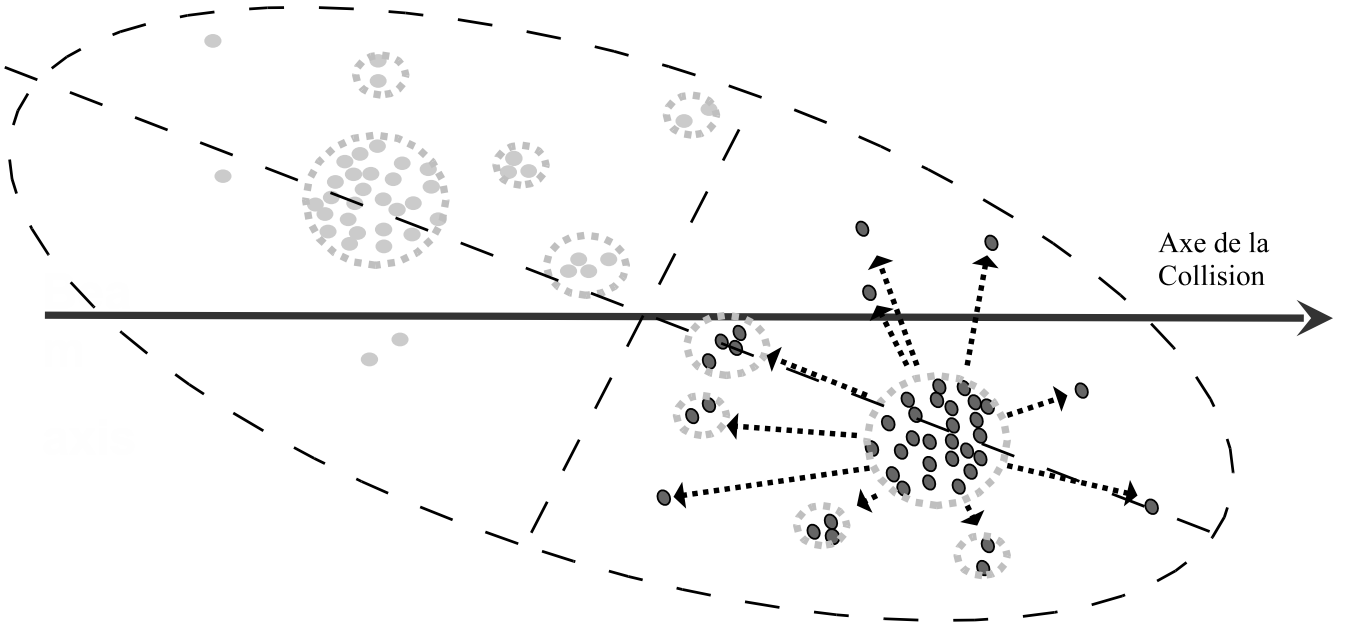


FIG. 3.3 – Reconstruction du Quasi-projectile par la méthode du tenseur des moments.

mieux avec nos simulations car ces particules sont émises tout au long de la collision. Nous avons donc adopté une méthode expérimentale connue [73].

Elle comporte trois étapes :

- Le tenseur des moments de tous les clusters finaux dans le référentiel du centre de masse de la collision est calculé. Chaque composante du tenseur est définie comme suit :

$$Q_{ij} = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2m} p_i^{(n)} p_j^{(n)} \quad (3.2)$$

Où N est le nombre de clusters de la collision (projectile+cible) et les $p_i^{(n)}$ et les $p_j^{(n)}$ sont les i^{ieme} et j^{ieme} composantes de l'impulsion du n^{ieme} fragment dans le référentiel barycentrique. Les fragments sont reconstitués avec l'algorithme MST.

- Cette matrice est diagonalisée et fournit trois vecteurs propres.
- Ces trois vecteurs définissent un ellipsoïde centré sur le centre de masse et dont l'axe principal est colinéaire au vecteur propre associé à la plus grande valeur propre. Les particules et fragments situés à l'avant de cet ellipsoïde sont considérées comme issus du QP. La figure 3.3 illustre la méthode. L'ellipsoïde est dessiné en pointillé. Les produits attribués au QP selon cette méthode sont en noir.

3.3 Calcul de l'énergie disponible

Pour être en mesure de comparer des systèmes en collisions centrales, des quasi-projectiles et des systèmes préalablement thermalisés, il faut avant tout qu'ils soient chacun constitué d'un nombre de particules équivalent aux autres. Pour cette raison, les collisions centrales sont extraites de collisions entre un projectile et une cible de masse égale à $N/2$ chacun, le système d'étude étant dans ce cas le système composé. Les quasi-projectiles sont extraits de collisions entre un projectile de masse N et une cible de masse N . Nous avons sélectionné les *QP* tels que le nombre de leurs constituants soit égal à N à 2 particules près. Les systèmes thermalisés contiennent N particules.

Ensuite, ces trois situations sont comparables si les systèmes ont des énergies comparables. Nous avons donc choisi l'énergie disponible, E_{dispo}/N , comme variable de comparaison. La façon dont elle est calculée dans chacune des situations est l'objet de ce qui suit.

Pour les systèmes thermalisés, E_{dispo}/N est un paramètre du code. C'est l'énergie donnée à l'instant initial sous forme cinétique.

Pour les collisions centrales, l'énergie disponible est l'énergie d'excitation du système résultant de la fusion complète du projectile et de la cible.

Pour les QP, l'énergie choisie est l'énergie dissipée à l'avant du centre de masse de la collision, E_{diss} . Son expression est :

$$E_{diss} = \sum_{i \in QP} \frac{m_i (\vec{V}_i - \vec{V}_{av})^2}{2} + \sum_{i \in QP, j \in QP, i < j} U(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) - E_{fond}(QP). \quad (3.3)$$

\vec{V}_{av} est la vitesse du centre de masse de l'ensemble des particules émises à l'avant de l'ellipsoïde de caractérisation du QP :

$$\vec{V}_{av} = \frac{\sum_{i \in QP} m_i \vec{V}_i}{\sum_{i \in QP} m_i} \quad (3.4)$$

m_i est la masse de la $i^{\text{ième}}$ particule du QP et \vec{V}_i sa vitesse. $U(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)$ est l'énergie potentielle entre la $i^{\text{ième}}$ et la $j^{\text{ième}}$ particule du QP. Et $E_{fond}(QP)$ est l'énergie de l'état fondamental du QP.

Pour tester la validité de notre choix, nous avons tracé E_{dispo}/N en fonction du rapport $|\vec{V}_{av}|/|\vec{V}_{proj}|$ et avons comparé son évolution à celle qu'aurait l'énergie du projectile, E_{proj} , s'il était simplement ralenti par la cible.

$$E_{proj} = \frac{1}{2} m_{proj} V_{proj}^2 (1 - (\frac{V_{av}}{V_{proj}})^2) \quad (3.5)$$

Où V_{proj} et m_{proj} sont la vitesse initiale et la masse du projectile. La figure 3.4 montre l'exemple du système (68; 0) sur (68; 0) pour une énergie incidente par particule dans le référentiel barycentrique, E_{inc}/N , égale à 150 ESU.. L'évolution de E_{proj} correspond à la courbe noire.

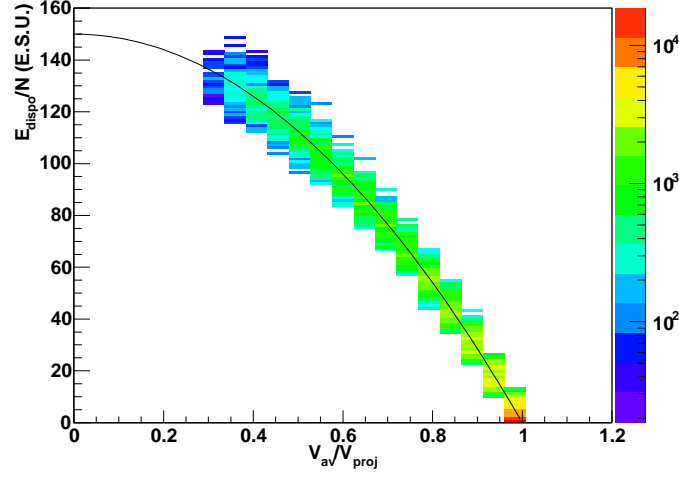


FIG. 3.4 – Energie dissipée à l’avant du centre de masse de la collision selon le rapport entre la vitesse du centre de masse des produits du QP et la vitesse initiale du projectile. La distribution correspond au cas de collisions entre un projectile et une cible de masses égales à (68;0) chacun pour une énergie incidente par particule $E_{cdm}/N = 150$ ESU.. La courbe correspond à l’énergie par particule qu’aurait le projectile s’il était simplement ralenti par la cible.

L’équivalence entre les courbes est valable quelle que soit la taille du système et l’énergie incidente. Toutefois, les QP définis dans cette étude ne sont pas les vraies sources. Des particules de pré-équilibre sont incluses dans la sélection de leurs produits. L’énergie disponible calculée est donc surestimée. Nous montrerons les conséquences de ce biais sur les résultats.

3.4 Correspondance entre la chronologie des collisions et celle de la dynamique des systèmes préalablement thermalisés

Ces chronologies sont illustrées sur le schéma 3.5. Pour l’exemple, nous avons considéré la collision d’un projectile de masse $N_0/2$ heurtant une cible de masse $N_0/2$. La chronologie se décompose en plusieurs étapes : le projectile et la cible s’approchent l’un de l’autre, entrent en contact, puis le système composé évolue jusqu’au Freeze-Out (FO), et enfin la dynamique s’arrête après un certain laps de temps t_{fin}^{coll} , date définie au préalable (voir le chapitre 1 sur les collisions). Le Freeze-Out est la date à partir de laquelle les fragments sont supposés formés et bien séparés les uns des autres. Ils n’interagissent plus ou peu. Après le FO , Les vitesses des fragments sont bien définies. Si le système en collision se thermalise, il ne peut donc le faire qu’entre l’instant du premier contact et le FO . La situation est la même que lorsque nous cherchons à thermaliser les systèmes : dans ce dernier cas nous contraignons les particules à

Syst.	E_{dispo}/N		E_{ml}	E_{dispo}/N			E_l	E_{dispo}/N
	Basses (ESU.)			Inter. (ESU.)				
26;0	37	42	55	60	67	70	76	83
	55			75				
68;0	33	40	65	67	70	73	93	95
	53	60		75	83	87		108
				90				
100;0	42	55	70	72	75	90	99	102
	60	67		95				108
								132

TAB. 3.1 – Energies disponibles étudiées selon les systèmes. Les énergies de liaisons de la particule la moins liée et l'énergie de liaison du système sont indiquées.

rester proches les unes des autres grâce à la sphère de confinement. Dans le cas des collisions, les particules restent proches jusqu'au Freeze-Out. Le système thermalisé que l'on simule correspond au système composé de la collision, i.e. il est constitué de N_0 particules, et l'origine des temps de la thermalisation est décalé comme le montre le schéma (3.5).

Nous avons supposé que le système se thermalise très rapidement après le premier contact entre le projectile et la cible (qui intervient à la date $t_{contact}^{colli}$). Le temps d'arrêt des thermalisations, t_{fin}^{therm} , est tel que :

$$t_{fin}^{therm} \approx t_{fin}^{colli} - t_{contact}^{colli} \quad (3.6)$$

Autrement dit, nous faisons correspondre le moment où nous supprimons le confinement des systèmes thermalisés au moment où les protagonistes entrent en collision. Nous avons vu dans le chapitre 1 que les systèmes n'évoluent que très peu après le *FO* (cf 1.3.1). Il n'est donc pas nécessaire d'égaliser rigoureusement les deux laps de temps.

3.5 Observables étudiées

Nous avons étudié dans le détail trois systèmes : (26;0), (68;0) et (100;0). Les énergies disponibles par particule envisagées sont données dans le tableau 3.1. Les valeurs des frontières ($E_{ml}^{(0)}$ et $E_l^{(0)}/N$) entre les domaines d'énergie sont indiquées. Par ailleurs, nous avons vérifié l'influence éventuelle de E_{inc}/N sur les résultats des collisions périphériques. De plus, les systèmes sont thermalisés sous confinement sphérique. Cette contrainte peut avoir une influence sur les résultats, nous avons donc testé plusieurs valeurs de la densité de thermalisation (le rapport entre le nombre de particules du système et le volume de la sphère) et observé les distributions obtenues. Le tableau 3.2 indique les valeurs de E_{inc}/N et ρ étudiées.

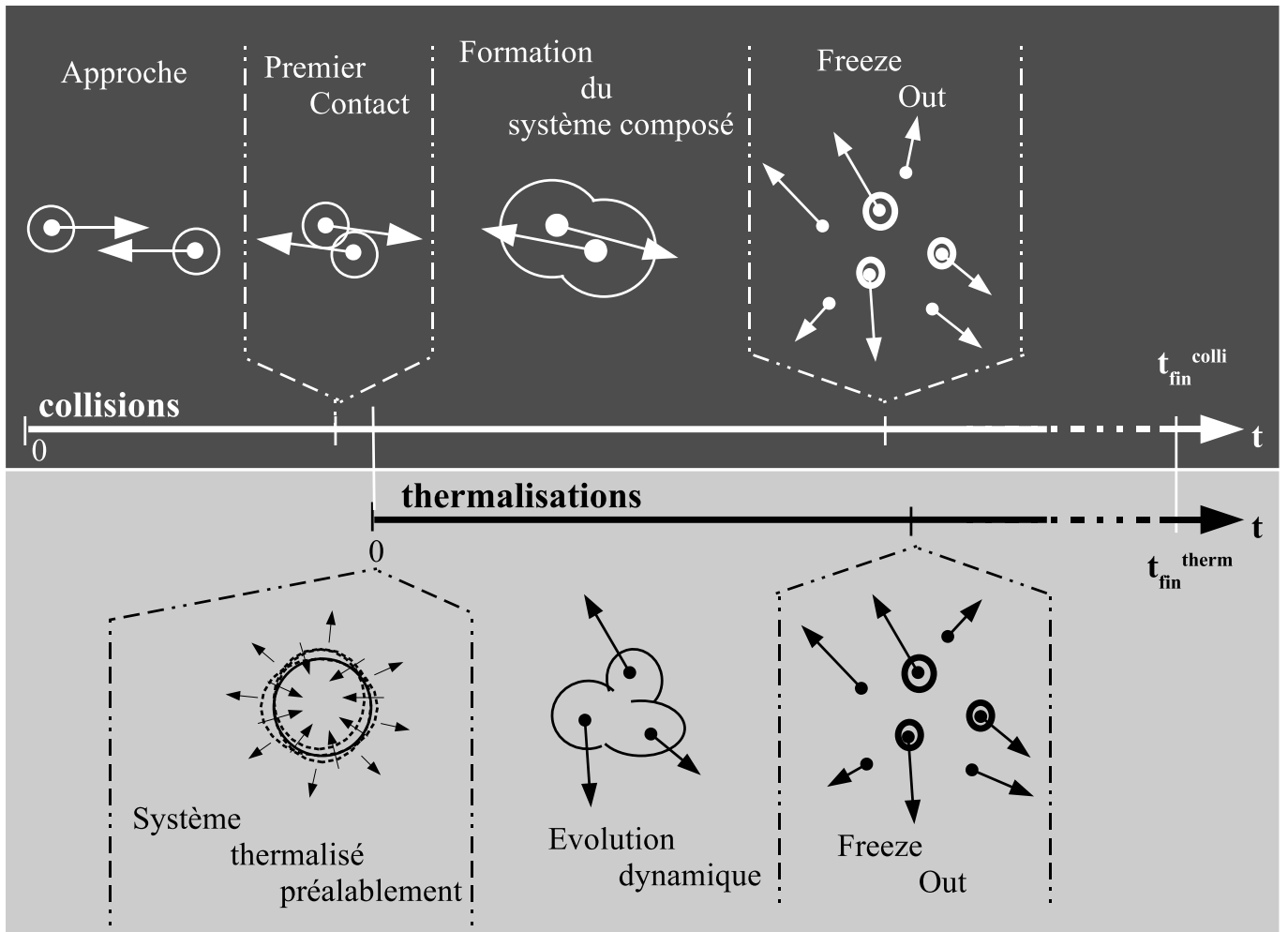


FIG. 3.5 – Illustration des différences conceptuelles entre les simulations de collisions et les simulations de systèmes d’abord thermalisés qu’on laisse ensuite se désexciter.

Syst.	QP		Therm.		
	$E_{inc}/N(\text{ESU.})$		ρ/ρ_0		
68;0	90	120			
	150	180	1	1/3	1/8
100;0	130	140			
	150		1	1/3	1/8
26;0	95	105			
	115		1	1/3	1/8

TAB. 3.2 – Valeurs étudiées de l'énergie incidente des collisions périphériques et densité de thermalisation envisagées selon le systèmes étudié.

Les comparaisons vont porter sur la multiplicité moyenne totale, $\langle M \rangle$, sur la multiplicité moyenne des fragments de masses supérieures à 3, $\langle MIMF \rangle$, sur la masse moyenne du plus gros fragment, $\langle N_1 \rangle$, et sur les distributions de taille des fragments. Nous établirons les principaux résultats à l'aide du système (68;0). Ensuite nous étudierons l'influence de la masse du système étudié à travers les systèmes (26;0) et (100;0). Puis l'influence de la densité de thermalisation et celle de l'énergie incidente seront mises en évidence.

3.6 Résultats

3.6.1 Système (68;0)

Les valeurs moyennes de la multiplicité, de la multiplicité IMF et de la taille du plus gros fragment en fonction de l'énergie du système sont tracées sur les figures 3.6, 3.7 et 3.8 respectivement. Les lignes noires continues correspondent aux collisions centrales, les lignes grises continues aux QP et les lignes en pointillés au cas thermalisé. La densité de thermalisation est égale à ρ_0 . L'énergie incidente pour les collisions périphériques est égale à 120 ESU..

Pour une énergie par particule plus petite que l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système (68;0) ($E_{ml} = 65$ ESU., cf tableau 3.1), les multiplicités totales des collisions centrales et des systèmes préalablement thermalisés sont pratiquement égales. Pour une énergie très basse, elles sont rigoureusement égales; et lorsque l'énergie est proche de E_{ml} , les systèmes préalablement thermalisés commencent à émettre quelques particules et/ou fragments en plus.

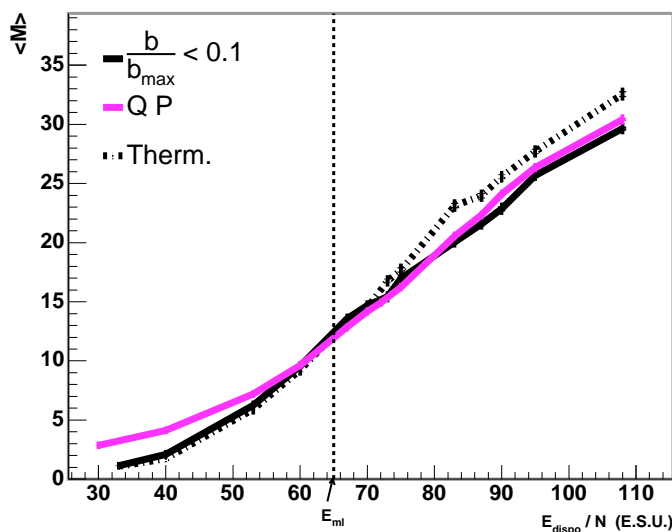


FIG. 3.6 – Multiplicité moyenne du système $N = 68$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$). L'énergie de liaison de la particule la moins liée est indiquée par des pointillés verticaux (E_{ml}). La densité de thermalisation est égale à ρ_0 . L'énergie incidente pour les collisions périphériques est égale à 120 ESU..

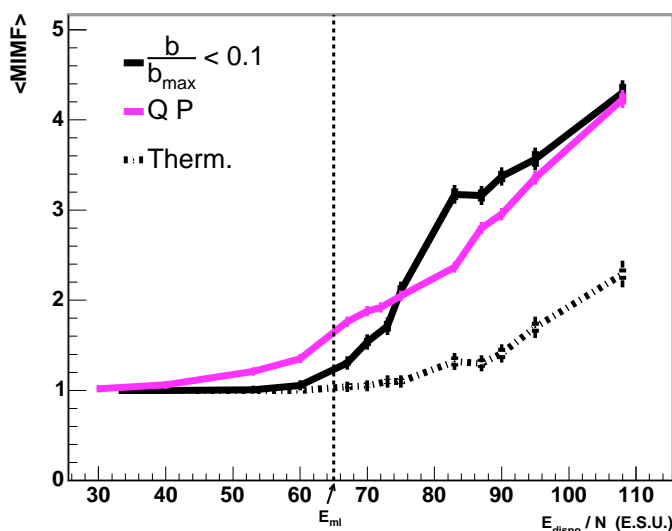


FIG. 3.7 – Multiplicité moyenne des fragments de masse $N > 3$ du système $N = 68$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$). L'énergie de liaison de la particule la moins liée est indiquée par des pointillés verticaux (E_{ml}). La densité de thermalisation est égale à ρ_0 . L'énergie incidente pour les collisions périphériques est égale à 120 ESU..

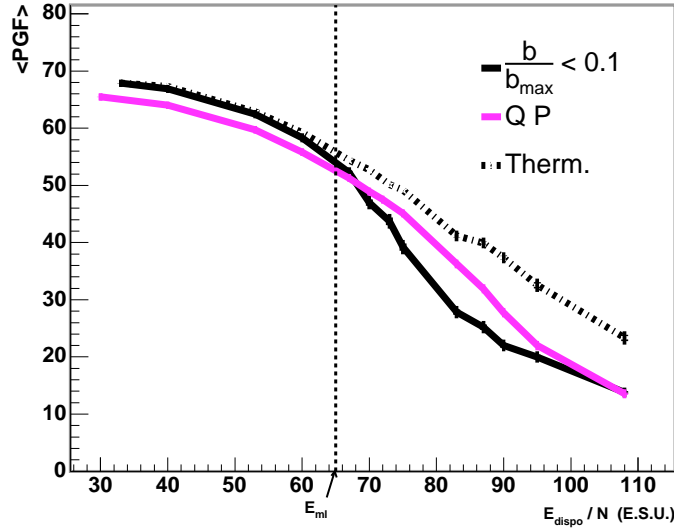


FIG. 3.8 – Taille moyenne du plus gros fragment du système $N = 68$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{max}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés (Therm.). L'énergie de liaison de la particule la moins liée est indiquée par des pointillés verticaux (E_{ml}). La densité de thermalisation est égale à ρ_0 . L'énergie incidente pour les collisions périphériques est égale à 120 ESU..

Par ailleurs, les QP produisent dans ce domaine d'énergie à peu près le même nombre de fragments que les systèmes préalablement thermalisés. Aux très basses énergies toutefois, ils produisent légèrement plus de fragments. Sous l'hypothèse que des sources sont bien formées lors des collisions, cette différence trouve son origine dans le fait qu'un nombre non négligeable de fragments et surtout de particules de mi-rapacité sont intégrées au QP. Nous reviendrons sur cet effet dans la discussion finale.

Pour une énergie supérieure à E_{ml} de quelques unités, la multiplicité totale issue du cas thermalisé commence à être supérieure à celles des cas en collision, qui sont, elles, identiques à une unité près. Et plus l'énergie dont dispose le système augmente, plus cet écart se creuse. Pour la plus haute énergie, $E_{dispo}/N=108$ ESU., les systèmes préalablement thermalisés produisent en moyenne 32 fragments et particules, alors que les systèmes en collision n'en produisent qu'environ 29.

Cette divergence s'accroît lorsqu'on observe la multiplicité moyenne de fragments $\langle MIMF \rangle$. Pour des énergies plus petites que E_{ml} , le nombre de fragments produits est le même quelle que soit la situation physique initiale. Lorsque $E_{dispo}/N \approx E_{ml}$, les systèmes en collision commencent à produire plus d'IMF que les systèmes préalablement thermalisés. Et plus E_{dispo}/N augmente, plus l'écart se creuse, comme pour la multiplicité totale. Par exemple, pour $E_{dispo}/N=108$ ESU.,

les systèmes préalablement thermalisés produisent 2 fois moins d'*IMF* que les systèmes en collisions.

Les mêmes observations peuvent être faites pour la masse moyenne du plus gros fragment. Elle est identique entre les collisions centrales et les systèmes préalablement thermalisés tant que $E_{dispo}/N < E_{ml}$. Dans ce domaine, le plus gros fragment produit par les QP est légèrement plus petit. Ce résultat est à relier à la multiplicité légèrement supérieure des émissions du QP à ces énergies. Les fragments et particules de mi-rapacité polluent les sélections des QP sans qu'il nous soit possible de nous en débarrasser de manière efficace. Et pour $E_{dispo}/N > E_{ml}$, le plus gros fragment est notablement plus gros dans le cas thermalisé.

Les distributions de masses des fragments des systèmes en collisions centrales (lignes continues noire), en collisions périphériques (lignes continues grises) et des systèmes préalablement thermalisés (lignes pointillées) sont tracées sur les figures 3.9 et 3.10.

Ces distributions sont en accord avec les observations précédentes : Pour les basses énergies ($E_{dispo}/N < 65$ ESU., rang du bas), les distributions des systèmes en collisions centrales et des systèmes préalablement thermalisés sont identiques. Les distributions des QP font écho aux remarques déjà soulignées à propos de ces systèmes. Le plus gros fragment est plus petit de quelques unités et, en contrepartie, quelques particules légères de plus sont émises par rapport aux 2 autres cas. L'explication la plus probable est la présence de particules de mi-rapacité dans les produits des QP sélectionnés. Pour les énergies intermédiaires ($65 \text{ ESU.} < E_{dispo}/N < 95 \text{ ESU.}$, rang du haut sur la figure 3.9), les distributions des systèmes préalablement thermalisés commencent à différer de celles des systèmes en collision. Tandis que les premiers continuent de produire un "résidu" et des particules légères, les seconds produisent déjà un grand nombre d'*IMF*. Et cet écart reste vrai pour les hautes énergies. Bien que les distributions se rapprochent à ces énergies, la production d'*IMF* de la part des systèmes préalablement thermalisés de taille comprise entre $N = 4$ et $N = 20$ est plus faible que celle des systèmes en collision.

3.6.2 Influence de la taille du système

Les systèmes (26;0) et (100;0) ont été étudiés exactement comme le système (68;0). Les variables observées et l'organisation des figures sont les mêmes. L'énergie incidente pour les collisions périphériques vaut 95 ESU. pour (26;0) et 150 ESU. pour (100;0). La densité de thermalisation reste égale à ρ_0 . La multiplicité totale moyenne en fonction de l'énergie est tracée sur les figures 3.11 et 3.12, la multiplicité des fragments de masses $N > 3$ sur les figures 3.13 et 3.14 et la masse moyenne du plus gros fragment est tracée sur les figures 3.15 et 3.16. Les distributions des tailles des fragments sont indiquées sur les figures 3.17, 3.18 et 3.19.

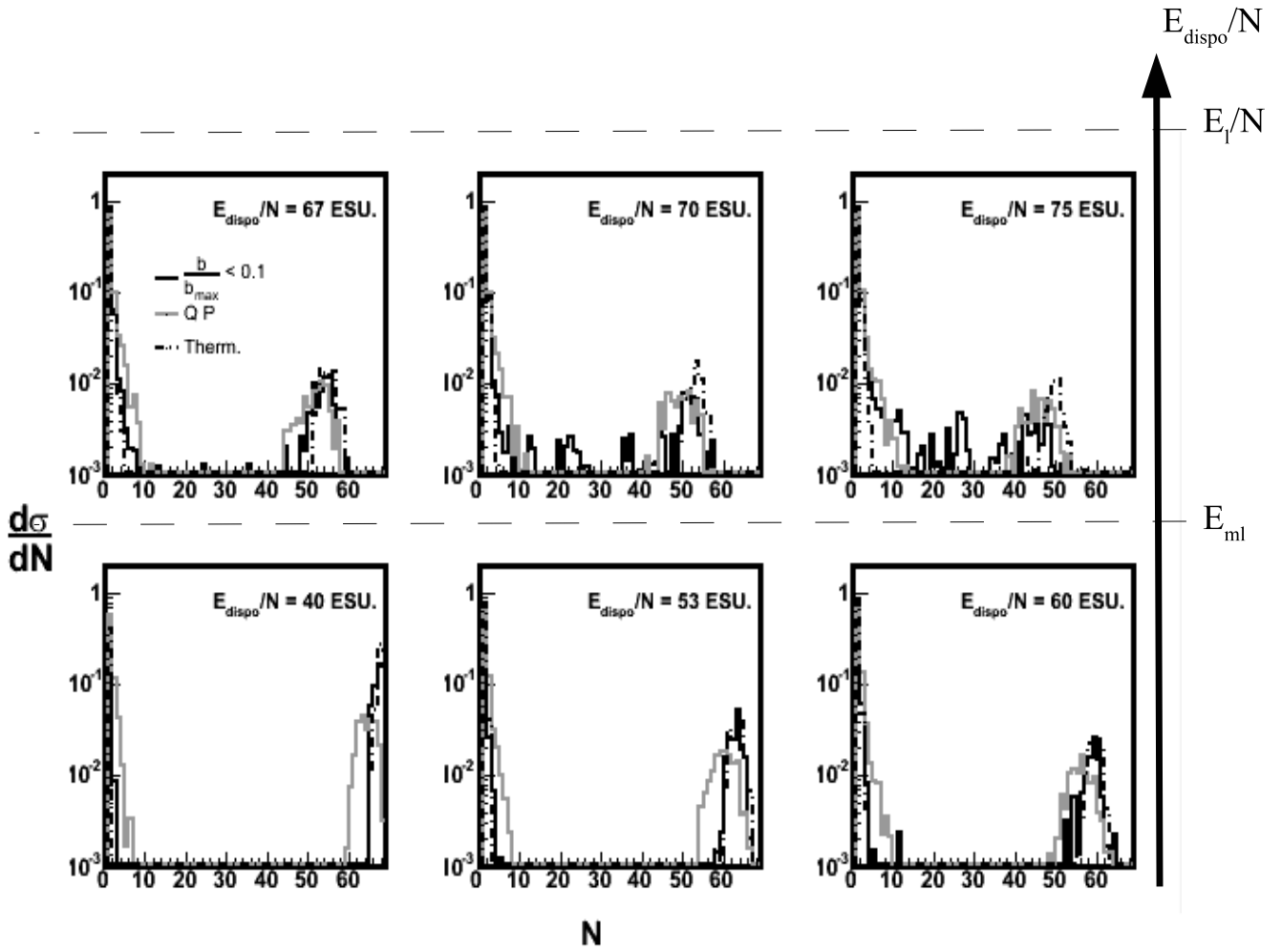


FIG. 3.9 – Distributions des tailles des fragments du système $N = 68$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$). La densité de thermalisation est égale à ρ_0 . L'énergie incidente pour les collisions périphériques est égale à 120 ESU..

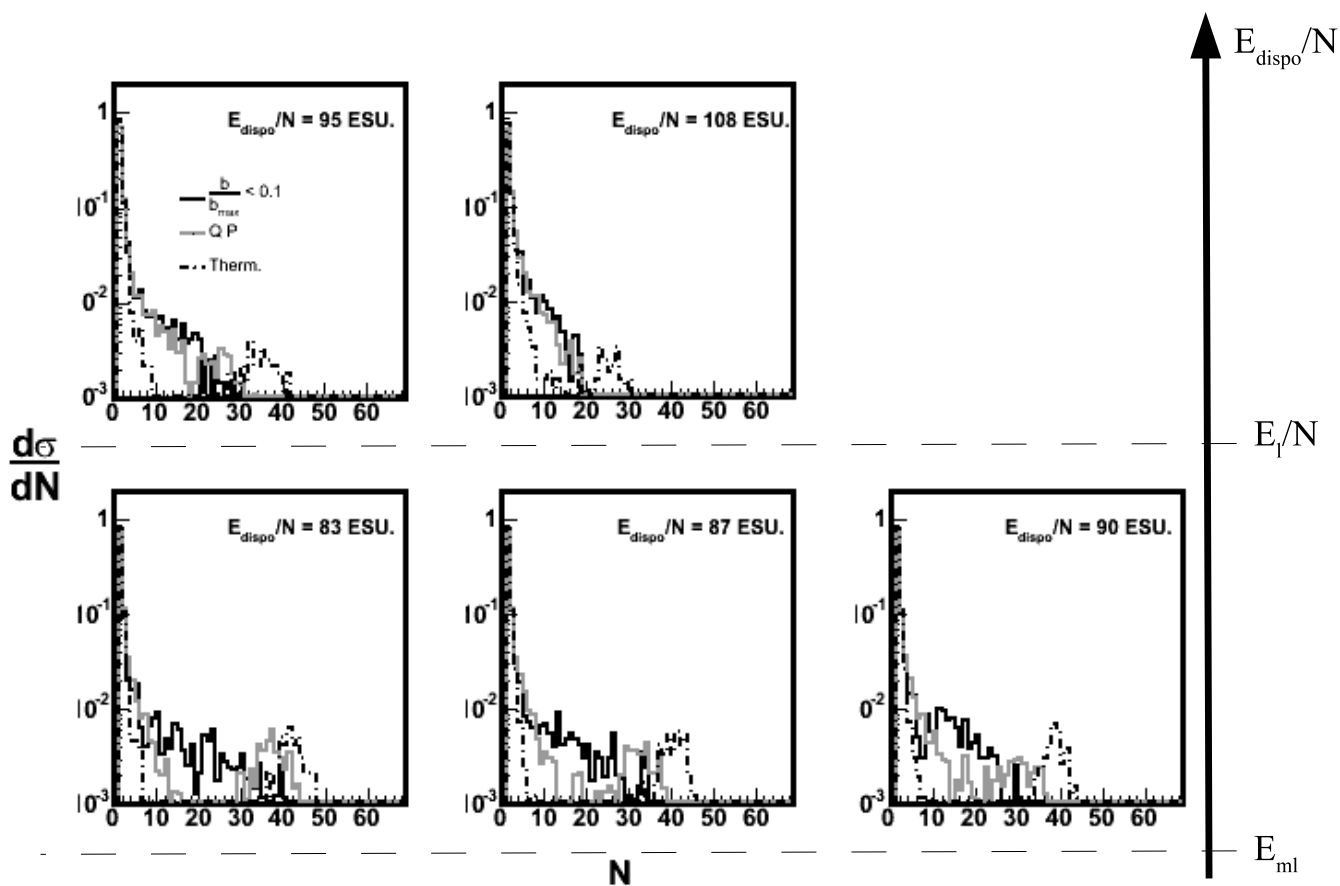


FIG. 3.10 – Distributions des tailles des fragments du système $N = 68$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{max}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$). La densité de thermalisation est égale à ρ_0 . L'énergie incidente pour les collisions périphériques est égale à 120 ESU..

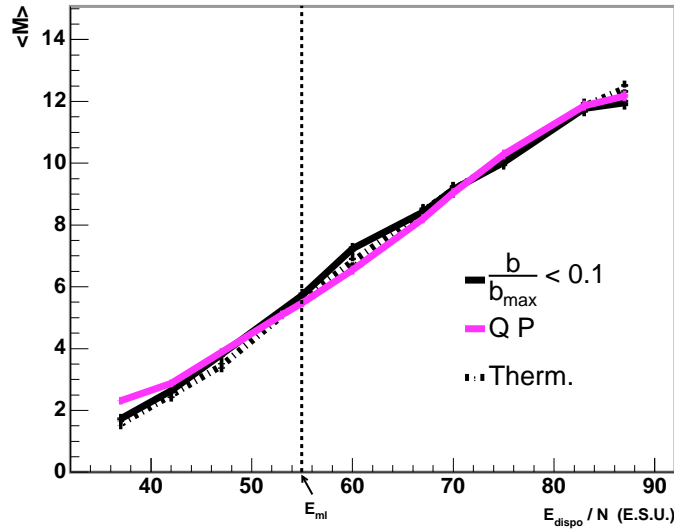


FIG. 3.11 – Multiplicité moyenne du système $N = 26$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés (Therm.). L'énergie de liaison de la particule la moins liée est indiquée par des pointillés verticaux (E_{ml}). L'énergie incidente pour les collisions périphériques vaut 95 ESU.. La densité de thermalisation reste égale à ρ_0 .

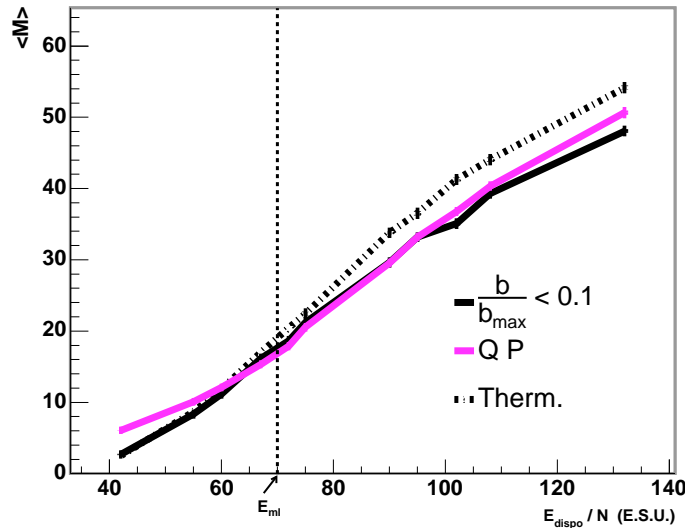


FIG. 3.12 – Multiplicité moyenne du système $N = 100$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés (Therm.). L'énergie de liaison de la particule la moins liée est indiquée par des pointillés verticaux (E_{ml}). L'énergie incidente pour les collisions périphériques vaut 150 ESU.. La densité de thermalisation reste égale à ρ_0 .

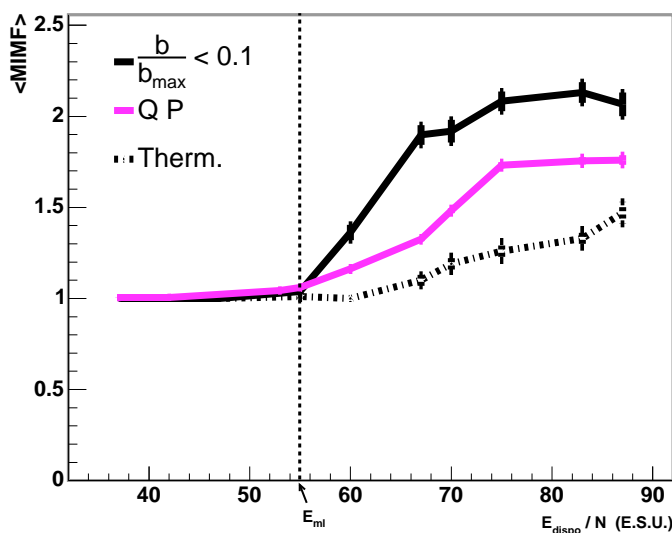


FIG. 3.13 – Multiplicité moyenne des fragments de masse $N > 3$ du système $N = 26$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$). L'énergie de liaison de la particule la moins liée est indiquée par des pointillés verticaux (E_{ml}).

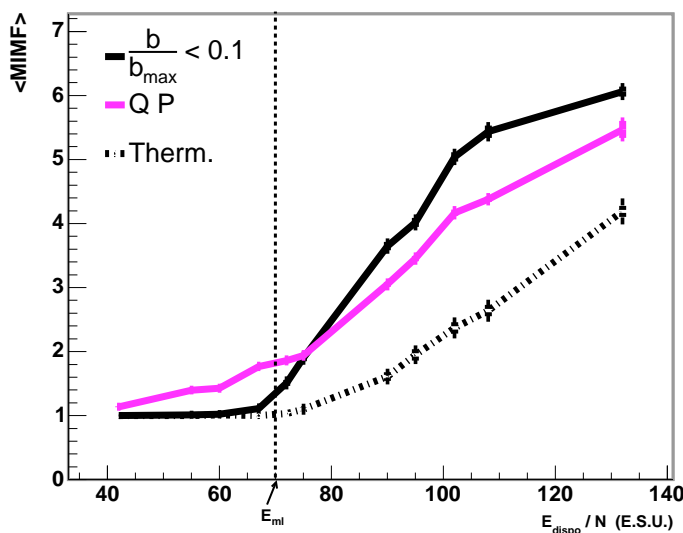


FIG. 3.14 – Multiplicité moyenne des fragments de masse $N > 3$ du système $N = 100$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$). L'énergie de liaison de la particule la moins liée est indiquée par des pointillés verticaux (E_{ml}).

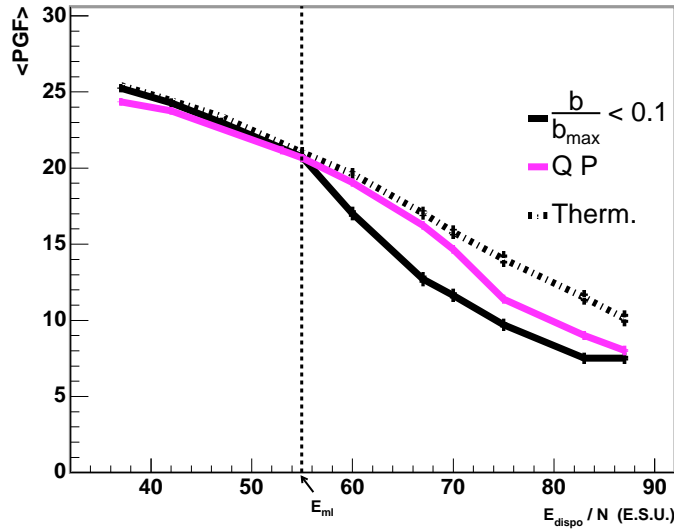


FIG. 3.15 – Taille moyenne du plus gros fragment du système $N = 26$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$). L'énergie de liaison de la particule la moins liée est indiquée par des pointillés verticaux (E_{ml}).

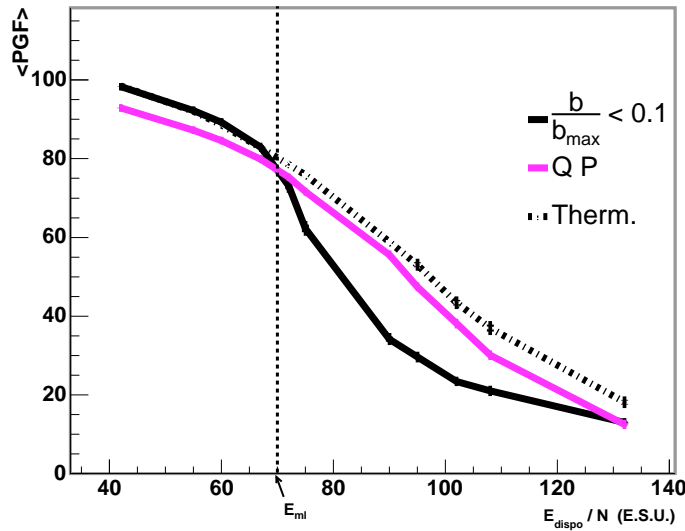


FIG. 3.16 – Taille moyenne du plus gros fragment du système $N = 100$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$). L'énergie de liaison de la particule la moins liée est indiquée par des pointillés verticaux (E_{ml}).

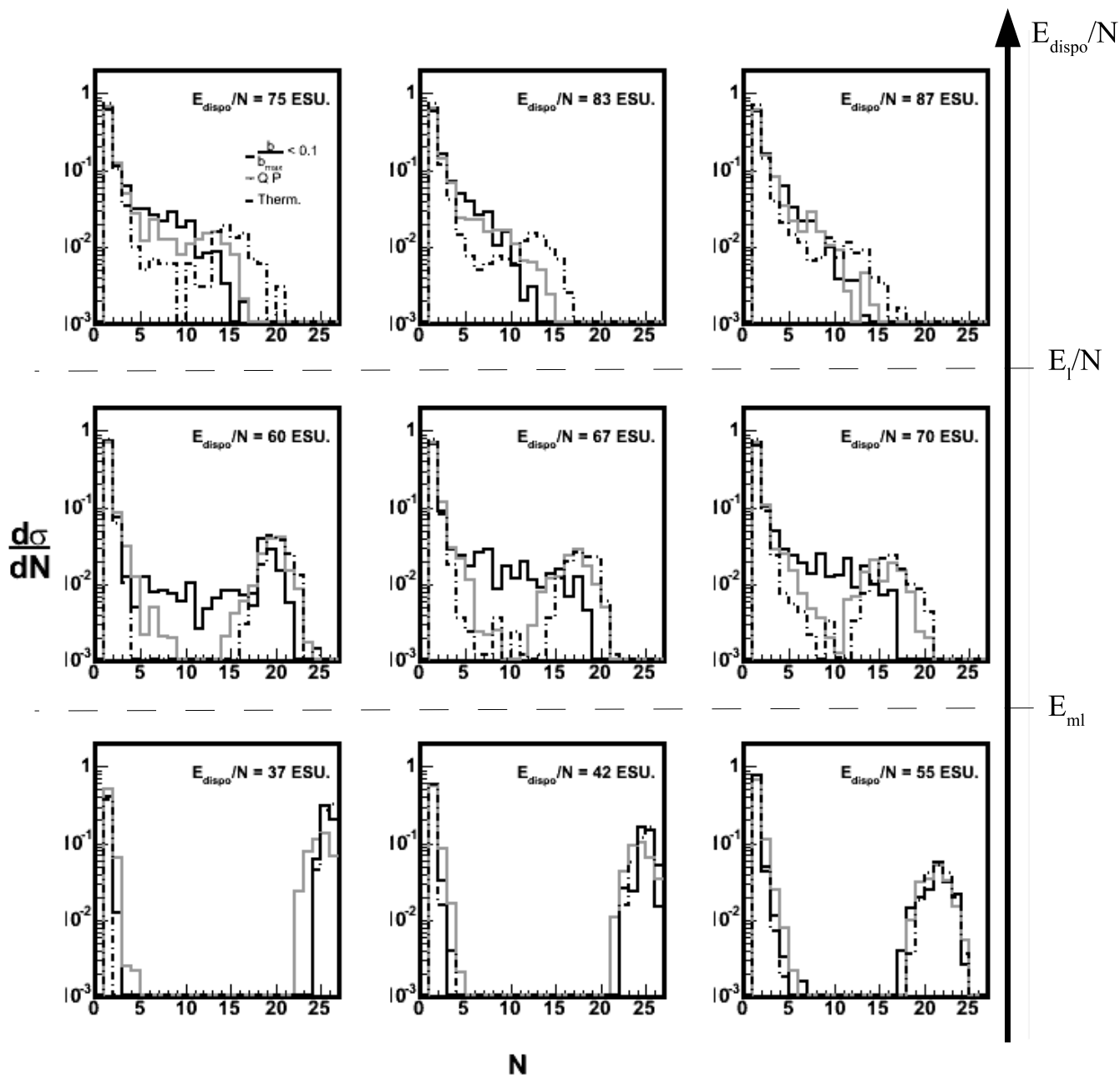


FIG. 3.17 – Distributions des tailles des fragments du système $N = 26$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{max}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$).

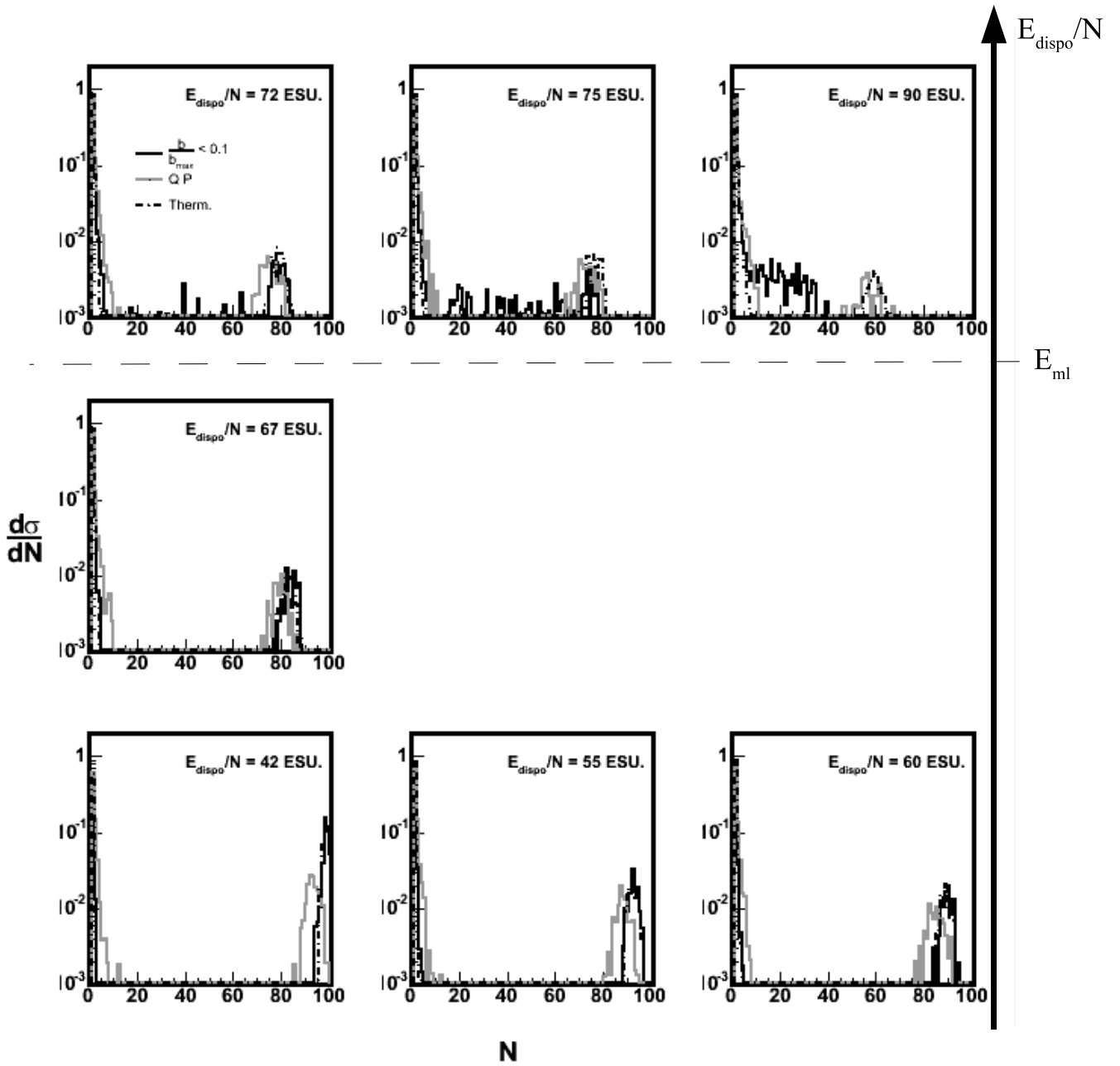


FIG. 3.18 – Distributions des tailles des fragments du système $N = 100$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{\text{max}}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés (Therm.).

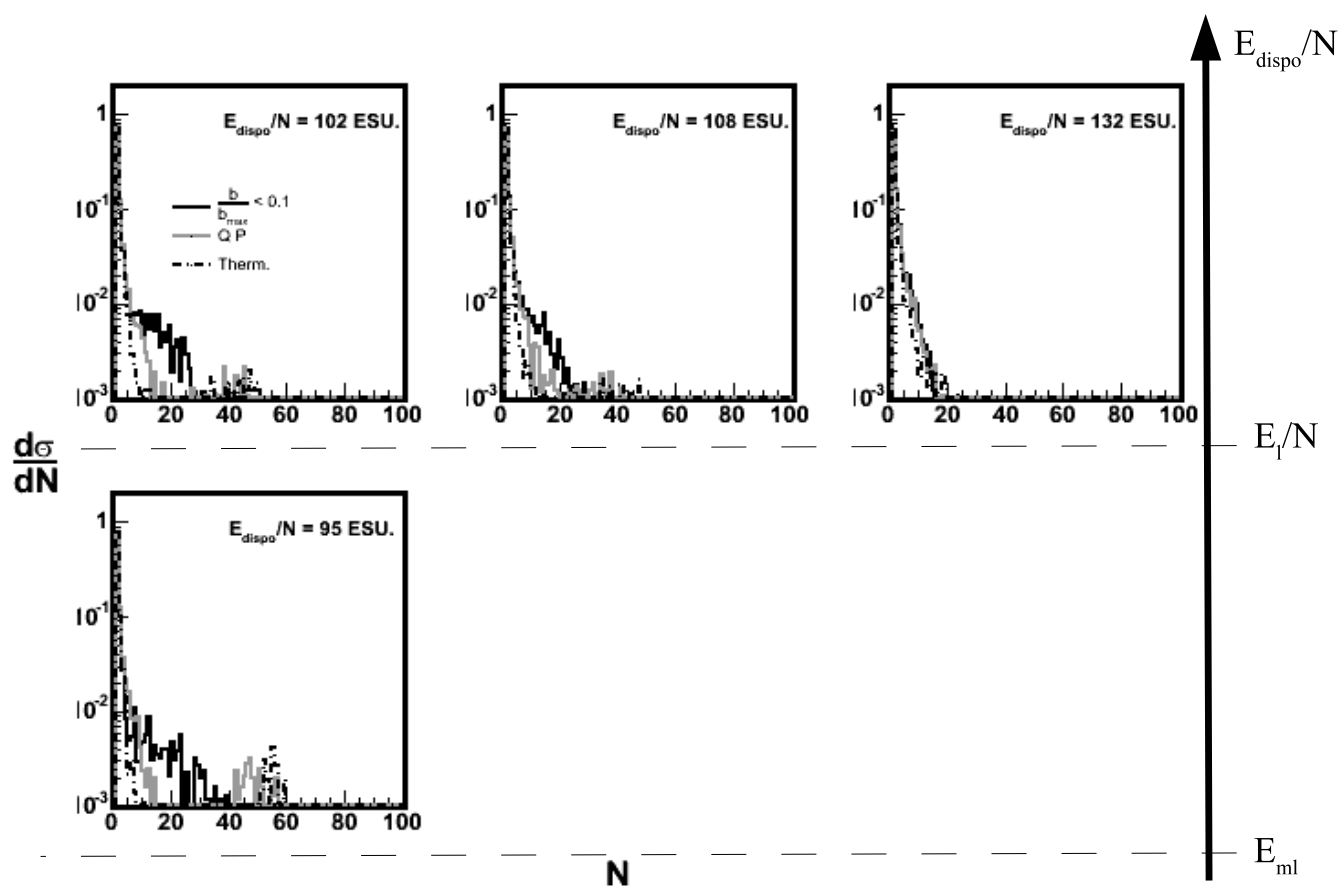


FIG. 3.19 – Distributions des tailles des fragments du système $N = 100$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{max}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$).

Le système (100;0) donne les mêmes résultats que le système (68;0). Deux domaines d'énergies peuvent être définis : les énergies par particule inférieures à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système étudié pour lesquelles les résultats des systèmes en collision et des systèmes préalablement thermalisés sont identiques; et le domaine $E_{dispo}/N > E_{ml}$ où le comportement d'un système dépend de son mode de préparation. Tandis que les systèmes préalablement thermalisés produisent préférentiellement des particules légères et gardent un gros "résidu", les systèmes en collisions centrales produisent surtout des fragments de masses intermédiaires et plus aucun "résidu" n'est visible. Parallèlement, les QP produisent autant d'IMF que les systèmes en collisions centrales, mais la masse $\langle N_1 \rangle$ du plus gros d'entre eux est tout de même assez proche de celle du plus gros fragment du cas thermalisé. Ces observations sont à relier aux conclusions de la référence [4] : l'énergie thermalisée par particule qui peut être stockée dans un fragment ne peut excéder l'énergie de liaison de la particule la moins liée à ce fragment. Il n'est donc pas surprenant que les systèmes en collision ne puissent plus être décrit de manière satisfaisante par des systèmes préalablement thermalisés ayant un nombre de constituants équivalents dès que l'énergie par particule disponible dépasse l'énergie de liaison de la particule la moins liée du système. En particulier, les systèmes préalablement thermalisés ne peuvent produire un nombre assez important d'IMF pour reproduire les taux de production des collisions. Pour les énergies intermédiaires et les hautes énergies, les particules doivent être proches dans l'espace des phases pour que des fragments puissent se former. De telles corrélations sont moins probables dans une situation complètement thermalisée où l'espace des phases est uniformément exploré que dans une situation de collision où seule une petite partie de l'espace des phases est explorée.

Le système léger (26;0) présente deux particularités. Tout d'abord, la multiplicité moyenne est la même pour les trois situations physiques à 1 particule près quelle que soit l'énergie disponible. De plus, la masse du plus gros fragment est assez proche entre les QP et les systèmes préalablement thermalisés pour $E_{dispo}/N < E_l/N$ ($E_l/N = 76$ ESU pour (26;0)). Ces derniers n'ont pas pour autant un comportement semblable aux systèmes en collision : ils continuent à produire trop peu d'IMF dès que $E_{dispo}/N > E_{ml}$.

3.6.3 Influence de la densité de thermalisation

Dans la première partie, la densité de thermalisation, ρ , a été définie comme le rapport entre le nombre de particules du système et la taille de la sphère de confinement. La densité normale, ρ_0 , est telle que le rayon de la sphère égale la distance entre le centre de masse du système et la particule qui lui est la plus éloignée. C'est le seul paramètre libre du processus de thermalisation des systèmes et il a potentiellement une grande influence sur la fragmentation : lorsque ρ est faible ($\rho \ll \rho_0$), les fragments potentiels peuvent se former avant la thermalisation du système (ie avant t_2 sur le schéma 3.5); lorsque ρ est grande (avec $\rho \lesssim \rho_0$), ce n'est plus le cas.

Nous avons donc fait la même étude qu'à la section précédente, mais pour différentes valeurs de la densité. Ces valeurs sont indiquées, pour chaque système, dans le tableau 3.2. Par souci de simplicité, seuls les résultats du système (68; 0) seront présentés. Le nombre de constituants du système n'a aucune influence sur les résultats présentés. L'énergie incidente (par particule) des collisions périphériques est égale à 120 ESU..

Les valeurs moyennes de la multiplicité totale $\langle M \rangle$, de la multiplicité des fragments de masses supérieures à 3 $\langle MIMF \rangle$ et de la masse du plus gros fragment sont tracées respectivement sur les figures 3.20, 3.21 et 3.22. Les lignes continues correspondent aux collisions centrales (noires) et périphériques (grises), les courbes en pointillés accompagnées d'étoiles (\star) correspondent aux systèmes préalablement thermalisés. Des 6 énergies présentées, les deux premières (E_{dispo}/N) appartiennent aux basses énergies, les deux suivantes aux énergies intermédiaires et les deux dernières aux hautes énergies.

Nous allons d'abord mettre en évidence l'influence de ρ sur la dynamique des systèmes préalablement thermalisés avant d'en venir à la comparaison avec les systèmes en collision.

Plus la densité est faible, plus les systèmes produisent de particules et de fragments (figure 3.20), et moins le plus gros fragment est gros (figure 3.22). Cet effet est visible pour E_{dispo}/N supérieure à E_l/N . Pour les valeurs de E_{dispo}/N plus faibles, cette propriété est plus suggérée qu'avérée. De plus, ρ n'a qu'une influence négligeable sur la production d'IMF. Ainsi, les systèmes préalablement thermalisés émettent d'autant plus de particules légères que la taille de la sphère de confinement est grande mais produisent toujours aussi peu d'IMF.

Quant à la comparaison avec les cas dynamiques, ρ_0 est la densité pour laquelle les résultats des systèmes préalablement thermalisés sont les moins éloignés, d'un point de vue général, de ceux des systèmes en collision. C'est la raison pour laquelle cette valeur a été choisie dans les études précédentes. En effet, pour les énergies supérieures à E_{ml} , favoriser l'émission de particules légères en diminuant ρ creuse l'écart déjà existant pour ρ_0 entre les systèmes préalablement thermalisés et les systèmes en collision. Pour les basses énergies toutefois, l'influence de ρ est assez faible pour considérer que quelle que soit sa valeur les systèmes préalablement thermalisés décrivent correctement les systèmes en collision.

Les résultats précédents sont aussi valables pour les systèmes (26; 0) et (100; 0). En conclusion générale, bien que ρ influence le nombre total de fragments et particules produits par les systèmes préalablement thermalisés, il ne modifie pas ou peu le nombre d'IMF produits. De plus cette influence ne permet pas de décrire les collisions tant centrales que périphériques par des systèmes préalablement thermalisés dès que l'énergie disponible par particule dépasse l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système : les résultats sont toujours divergents.

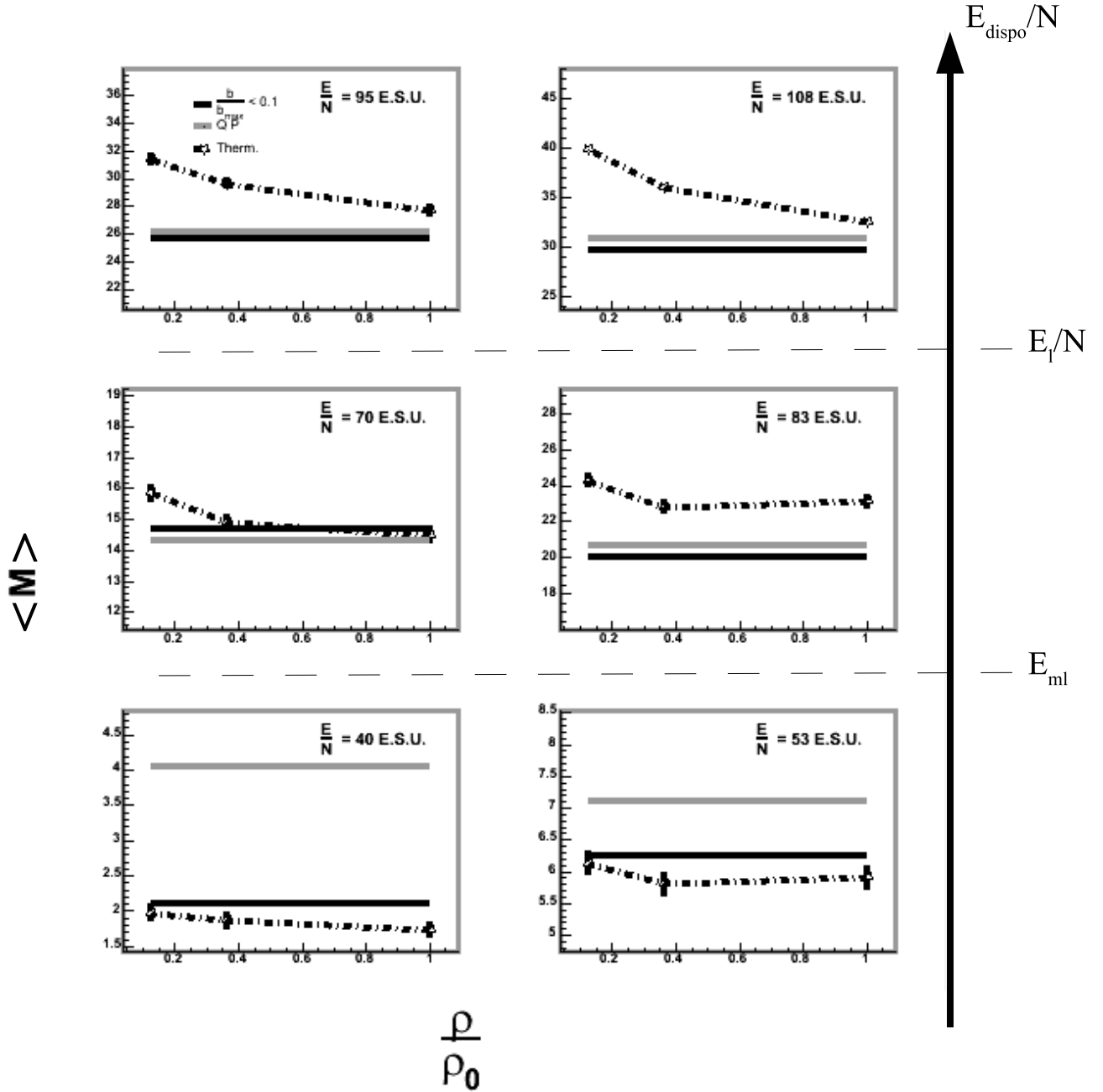


FIG. 3.20 – Multiplicité moyenne du système $N = 68$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{max}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés (Therm.) en fonction de la densité réduite de thermalisation ρ/ρ_0 .

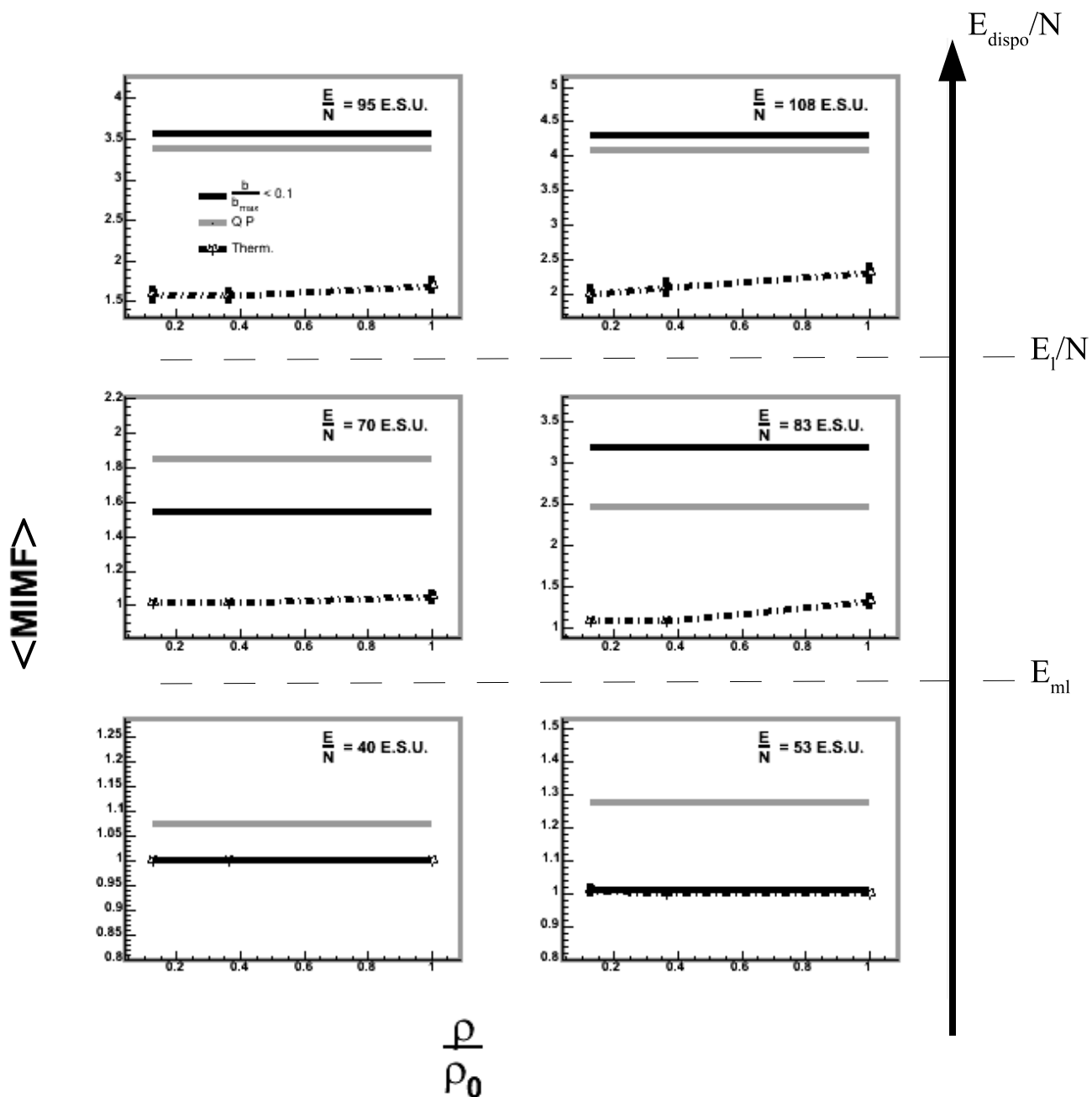


FIG. 3.21 – Multiplicité moyenne des fragments de masse $N \geq 3$ du système $N = 68$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{max}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés ($Therm.$) en fonction de la densité réduite de thermalisation ρ/ρ_0 .

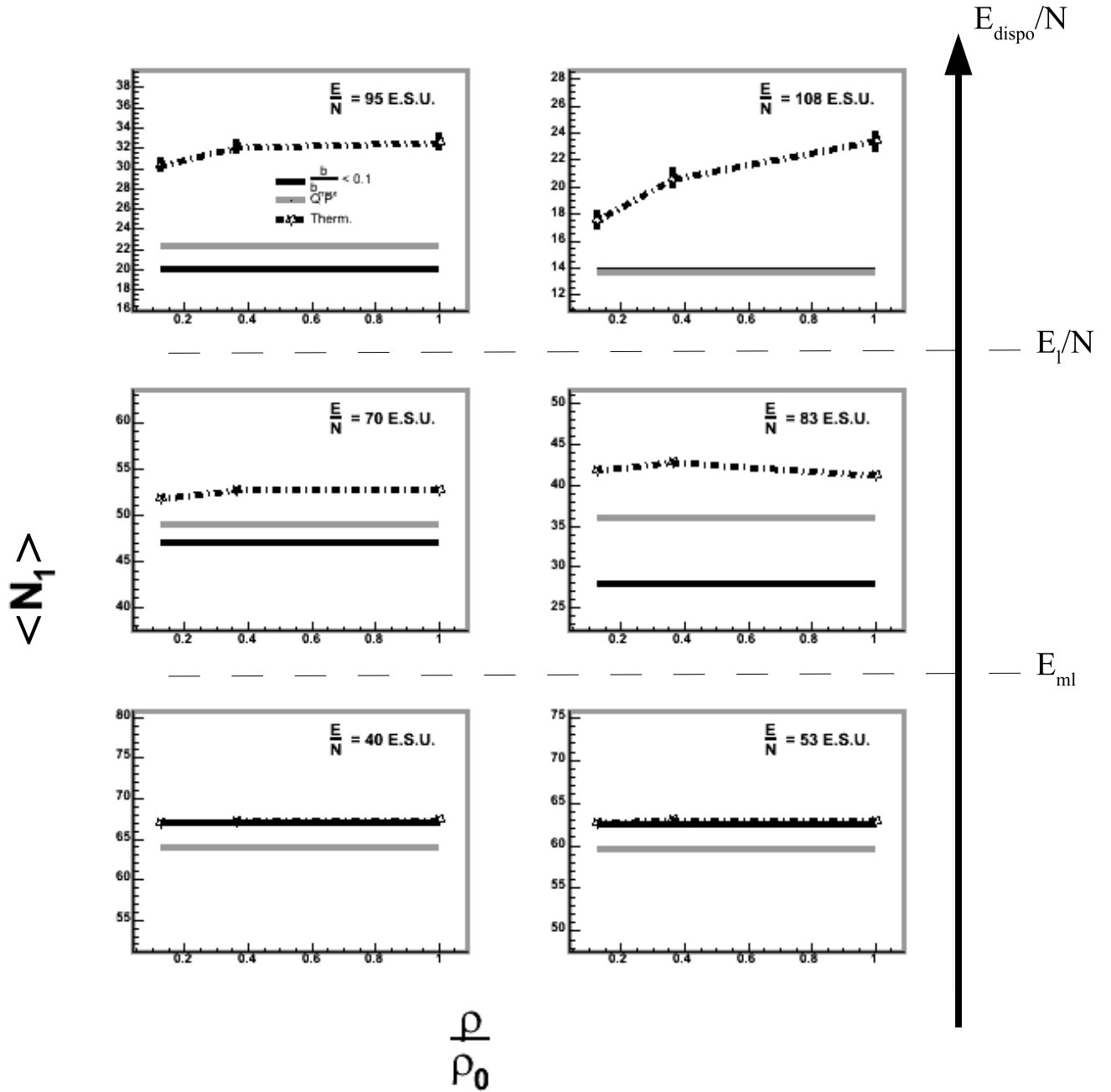


FIG. 3.22 – Taille moyenne du plus gros fragment du système $N = 68$ pour les collisions centrales ($\frac{b}{b_{max}} \leq 0.1$), pour les collisions périphériques (QP) et pour les systèmes préalablement thermalisés (Therm.) en fonction de la densité réduite de thermalisation ρ/ρ_0 .

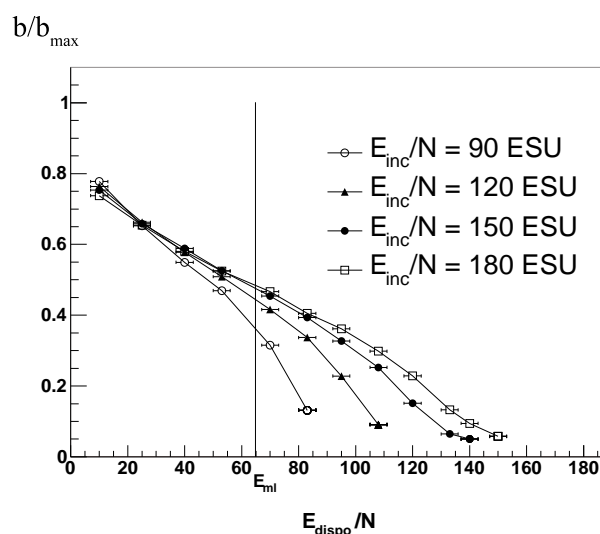


FIG. 3.23 – Paramètre d’impact réduit b/b_{max} en fonction de l’énergie dissipée à l’avant du centre de masse de la collision (68; 0) sur (68; 0).

3.6.4 Influence de l’énergie incidente sur les distributions des quasi-projectiles

L’énergie incidente, E_{inc} , des collisions d’où sont extraits les quasi-projectiles est le dernier paramètre susceptible de modifier les conclusions principales sur la comparaison entre situations dynamiques et thermalisée (voir 3.6.2, et 3.6.1 pour un résumé de ces observations). Comme pour les études sur l’influence de la densité, seul le système (68; 0) sera présenté. Les différentes énergies incidentes étudiées sont indiquées dans le tableau 3.1. La densité de thermalisation est ρ_0 puisque, comme nous venons de le voir, c’est l’une des valeurs de ρ qui rapprochent le plus le comportement des systèmes préalablement thermalisés de ceux en collision.

E_{inc}/N est liée à la géométrie des collisions dont sont extraits les quasi-projectiles étudiés

Comme expliqué aux 3.2.2 et 3.3, les QP sont sélectionnés en fonction de leurs masses et l’énergie dont ils disposent. Pour une masse et une énergie disponible données, changer l’énergie incidente modifie la centralité (i.e. la géométrie) des collisions dont sont extraits les QP. Nous avons tracé le paramètre d’impact réduit moyen, $\langle b/b_{max} \rangle$, en fonction de l’énergie des QP, E_{dispo}/N , pour les 4 énergies incidentes étudiées (figure 3.23).

Pour $E_{dispo}/N < E_{ml}$, la géométrie est à peu près la même quelle que soit E_{inc} . Pour $E_{ml} < E_{dispo}/N \lesssim 120$ ESU., les QP sélectionnés proviennent de collisions d’autant plus centrales que E_{inc} est petite. Pour $E_{dispo}/N > 120$ ESU., seules 2 valeurs de E_{inc} fournissent des données

(150 et 180 ESU.) et les paramètres d'impact réduit des collisions sélectionnées sont de l'ordre de 0.05, ce sont donc des collisions centrales. Les ensembles de particules sélectionnés dans ces conditions sont-ils encore des sources ? Nous avons fait le choix de le supposer mais rappelons que l'hypothèse de la formation de sources bien identifiées est critiquable.

Et E_{inc} joue surtout un rôle dans la production d'IMF...

Sur la figure 3.24 sont tracées les valeurs moyennes de 4 observables : la multiplicité totale (en haut, à gauche), la multiplicité des particules isolées ($N=1$; en haut, à droite), la multiplicité des fragments de masses supérieures à 3 (en bas, à gauche) et la masse N_1 du plus gros fragment (en bas, à droite), en fonction de l'énergie du système E_{dispo}/N . Les courbes des QP sont marquées par des cercles vides (o) ($E_{inc}/N = 90$ ESU.), des triangles noirs (\blacktriangle) ($E_{inc}/N = 120$ ESU.), des cercles pleins (\bullet) ($E_{inc}/N = 150$ ESU.) ou des carrés vides (\square) ($E_{inc}/N = 180$ ESU.). Les courbes issues des collisions centrales sont marquées par des croix (+), et celles des systèmes préalablement thermalisés par des étoiles (\star).

L'influence de E_{inc} sur les émissions du QP dépend de l'énergie disponible. Pour une énergie inférieure à E_{ml} , les valeurs moyennes des 4 observables restent les mêmes quelle que soit E_{inc} . Ensuite, les multiplicités totales et des particules isolées ne sont que légèrement affectées par les variations de E_{inc} aux énergies intermédiaires (i.e. entre $E_{ml}= 65$ ESU. et $E_l= 93$ ESU.). L'augmentation de E_{inc} diminue certes le nombre de particules émises mais son effet est léger : multiplier par 2 E_{inc} ne réduit les émissions de particules isolées que de 3 unités. Pour les hautes énergies, E_{inc} n'a pratiquement aucune influence sur l'émission de particules légères ou la multiplicité totale.

Pour $E_{dispo}/N > E_{ml}$, le nombre de particules du plus gros fragment est très sensible aux variations de E_{inc}/N . Plus E_{inc}/N est élevée, plus ce fragment est lourd. Cette influence se manifeste pour les énergies intermédiaires et les hautes énergies (en E_{dispo}/N). Aux très hautes énergies elle devient négligeable simplement parce que le plus gros fragment n'est constitué de toute façon que de quelques particules. E_{inc}/N a donc une grande influence sur la masse du plus gros fragment. Cette divergence s'explique par sa très forte influence sur la production d'IMF. Pour une valeur donnée de E_{dispo}/N , plus E_{inc}/N est grande, plus le nombre d'IMF produits diminue.

De plus, les productions d'IMF des systèmes en collisions centrales et des systèmes préalablement thermalisés jouent le rôle de frontières : la production d'IMF des QP passe de l'une à l'autre avec l'augmentation de E_{inc}/N pour $E_{dispo}/N > E_{ml}$. Une observation analogue peut être faite pour la masse N_1 du plus gros fragment : celui produit par les QP est d'autant plus proche de celui produit lors des collisions centrales que E_{inc} est petite. Par contre, alors que la production d'IMF des QP pour $E_{inc} = 180$ ESU. est la plus proche de celle des systèmes préalablement thermalisés, la taille du plus gros fragment est la plus similaire entre ces deux

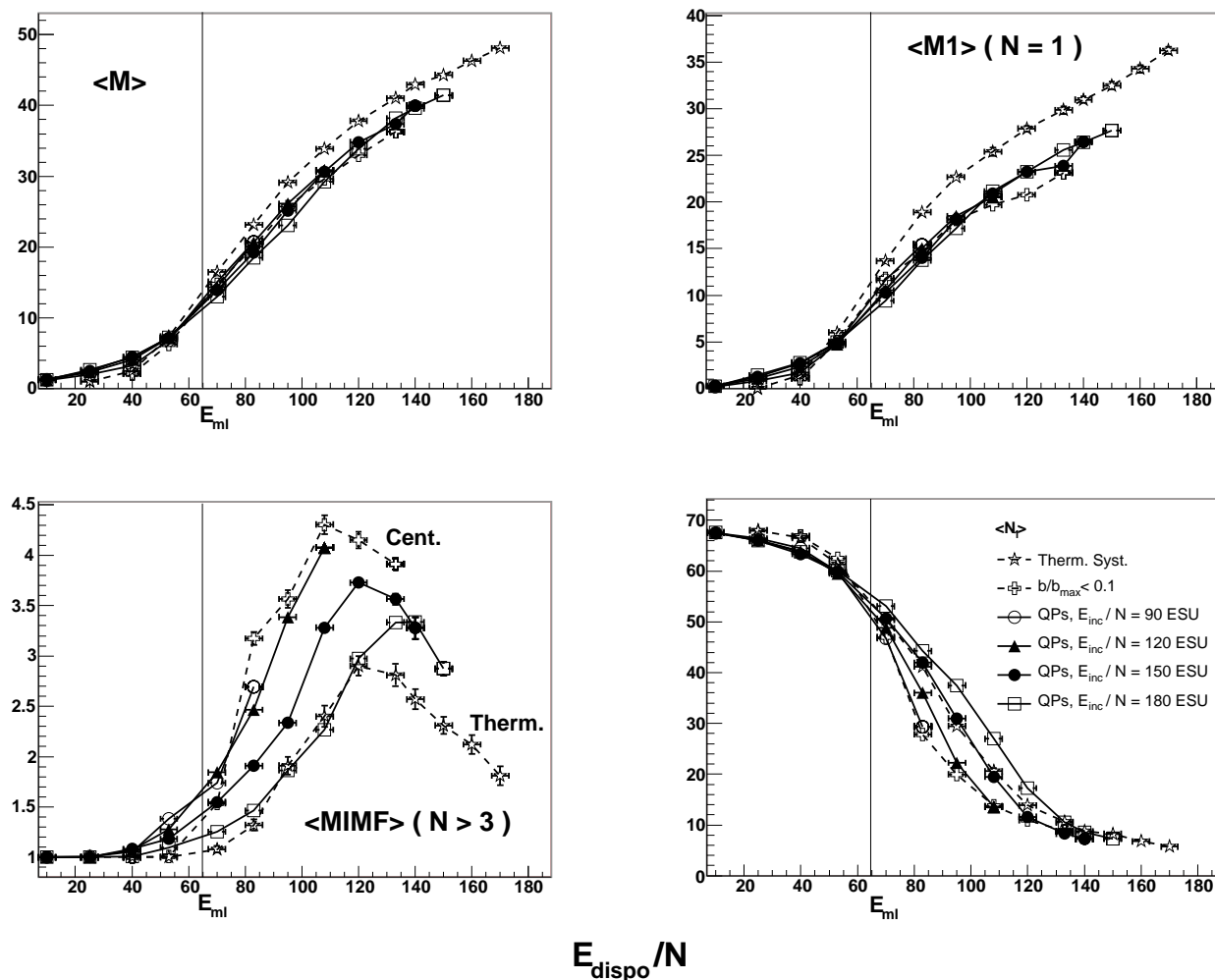


FIG. 3.24 – Multiplicité totale, multiplicité des particules, multiplicité des fragments de masse intermédiaire et taille moyenne du plus gros fragment en fonction de l'énergie disponible pour le système (68;0) thermalisé, en collisions centrales, ou en collisions périphériques pour différentes valeurs de l'énergie incidente.

cas physiques pour $E_{inc} = 150$ ESU.. Pour $E_{inc} = 180$ ESU., le plus gros fragment produit par les QP est plus gros que celui produit par les systèmes préalablement thermalisés. Il n'y a donc pas de valeur de l'énergie incidente pour laquelle les valeurs de $\langle N_1 \rangle$ et $\langle MIMF \rangle$ sont équivalentes aux valeurs obtenues pour les systèmes préalablement thermalisés. Et, de toute manière, pour $E_{dispo}/N > E_{ml}$, les multiplicités totale et des particules isolées émises par les systèmes préalablement thermalisés sont trop grandes pour décrire celles obtenues lors des collisions.

En conclusion, en rapprochant les résultats des figures 3.23 et 3.24 on met en évidence l'importance de la voie d'entrée sur la production d'IMF. $\langle MIMF \rangle$ varie avec la géométrie des collisions dont sont issus les QPs lorsqu'ils ont même masse et même énergie disponible. Cette conclusion confirme la première explication que nous avons avancée au 3.6.2 : les particules ont besoin de se trouver proches dans l'espace des phases lors de la formation des fragments. Cette proximité est favorisée si la mémoire de la voie d'entrée est conservée.

3.7 Discussion et Conclusion

Dans le cadre de nos simulations, les systèmes préalablement thermalisés décrivent de façon satisfaisante les systèmes en collision uniquement aux basses énergies. Nous avons tout d'abord établi ce résultat pour le système (68;0). Nous avons étudié 3 situations physiques : les collisions centrales du système (34;0) sur (34;0), les quasi-projectiles des collisions (68;0) sur (68;0) et les systèmes préalablement thermalisés (68;0) pour les mêmes énergies disponibles. Lorsque l'énergie par particule (E_{dispo}/N) est inférieure à l'énergie de liaison de la particule la moins liée (E_{ml}) au système (68;0), les valeurs moyennes de la multiplicité totale, de la multiplicité de fragments de tailles supérieures à 3 (IMF) et les valeurs moyennes de la taille du plus gros fragment sont équivalentes dans les trois cas, ainsi que les distributions de tailles des fragments. Les systèmes préalablement thermalisés se désexcitent par une évaporation de nombreuses particules légères, et en laissant un gros "résidu". Ce mécanisme correspond parfaitement au processus de Fusion/évaporation mis en évidence dans les collisions simulées par CNBD aux basses énergies (i.e. inférieures à E_{ml}) [2, 3]. Ce comportement est aussi qualitativement très similaire à celui proposé par le code GEMINI ([74]) qui est très utilisé pour décrire la désexcitation statistique des noyaux chauds. Lorsque $E_{dispo}/N \geq E_{ml}$, les résultats issus des systèmes préalablement thermalisés ne correspondent plus à ceux issus des systèmes en collision. Les premiers produisent trop de particules légères, pas assez d'IMF par rapport aux seconds; et la masse de leur plus gros fragment est trop grande comparée à celle du plus gros fragment des systèmes en collision.

Ensuite, nous avons testé l'influence des paramètres de l'étude, à savoir la taille du système

N , la densité de thermalisation ρ et l'énergie incidente pour les collisions périphériques E_{inc} d'où sont extraits les quasi-projectiles. Le principal enseignement de ces trois études est qu'il n'y a aucun ensemble (N, ρ, E_{inc}) qui améliorerait la correspondance entre les trois situations physiques. L'énergie de liaison de la particule la moins liée à un système est l'énergie maximale pour laquelle les résultats des systèmes en collision correspondent à ceux des systèmes préalablement thermalisés équivalents. Dans des études précédentes ([3, 4]), il a été établi que cette énergie est la frontière entre les basses énergies et les énergies intermédiaires et surtout qu'un fragment libre ne peut avoir une énergie d'excitation par particule supérieure à sa valeur de E_{ml} . La prédominance de cette énergie, qui peut être vue comme une énergie de surface, met en évidence que les effets de taille finie jouent un rôle essentiel pour ces collisions entre systèmes classiques.

Parallèlement, l'étude de ρ a montré que les systèmes préalablement thermalisés émettent d'autant plus de particules légères que la sphère de confinement est grande sans pour autant produire plus ou moins d'IMF. Il serait intéressant d'étudier l'influence d'une compression des systèmes sur leurs émissions. Avec ρ supérieure à ρ_0 , les systèmes seraient préalablement thermalisés sous contraintes. La taille de la sphère de confinement dans ce cas serait plus petite que le système lui-même. Donc, lorsqu'elle serait supprimée (i.e. lorsque le système serait considéré comme thermalisé), les particules acquièreraient un mouvement radial. Une telle expansion a été rajoutée dans des codes statistiques pour améliorer la correspondance entre les résultats expérimentaux et ceux de ces codes [75].

De même, les IMF sont produits en bien moindre quantité aux énergies supérieures à E_{ml} par les systèmes préalablement thermalisés. Cette déficience s'explique par l'importance de la voie d'entrée sur leur production. Les particules sont plus corrélées que dans un système thermalisé. Nous avons pu nous rendre compte de l'importance de la géométrie de la collision sur $\langle MIMF \rangle$ grâce à l'étude de l'énergie incidente des collisions périphériques. En effet, nous avons montré que changer E_{inc} modifie la géométrie des collisions sélectionnées, et qu'en conséquence le nombre d'IMF produits par les QP est modifié.

Cependant, les résultats obtenus pour les quasi-projectiles ont été parfois singuliers. En admettant l'hypothèse selon laquelle deux sources sont formées lors des collisions périphériques, l'explication la plus probable est que certaines particules considérées comme provenant du quasi-projectile sont en réalité des particules de mi-rapacité. Cette pollution intervient pour toutes les énergies et est inévitable. La mi-rapacité a été intensément étudiée expérimentalement ([68, 69, 70, 71]) mais isoler ces clusters des produits des QP est encore difficile, voire même impossible pour des collisions avec un paramètre d'impact réduit $b/b_{max} < 0.5$. En conséquence, la masse et le calcul de l'énergie (E_{dispo}/N) des QP sont biaisés ; ce qui expliquerait les résultats parfois étonnants des QP. Mais on peut argumenter également que le fait même de reconstruire une source lors des collisions périphériques peut être remis en question. En effet, dans la référence [56], il est montré que lors de collisions semi-périphériques et périphériques entre

systèmes classiques soumis à V_{fort} , ce que l'on observe est plus un col qui se brise plutôt qu'un quasi-projectile et une quasi-cible qui se désexcitent. De plus, ces résultats sont en accord qualitatif avec les observations expérimentales faites dans la référence [57].

Finalement, avant d'étendre ces conclusions au cas nucléaire, nous devons d'abord étudier l'influence d'une interaction de type Coulomb sur les résultats. Ils pourraient aussi radicalement changer pour les noyaux si les effets quantiques jouent un rôle prédominant dans les collisions. Malheureusement, ajouter une composante quantique aux simulations numériques du problème à N corps est pour le moment hors de portée. D'un autre côté, si ces effets ne changent pas les présentes conclusions, cette étude contribuerait à avoir un nouveau regard sur l'origine de la multifragmentation dans les collisions d'ions lourds, et en conséquence la légitimité de la description statistique de la formation des fragments avec de grandes énergies d'excitation (supérieures à 4-5 MeV) devra être reconsidérée. Par ailleurs, ces conclusions pourraient conduire à une ré-interprétation des signaux dits de transition de phase observés dans les collisions. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Signaux dits de “transition de phase” dans CNBD

La matière nucléaire infinie présente théoriquement 2 transitions de phases [77, 78, 79]. La plus énergétique est une transition d’un état hadronique à un plasma de quarks et de gluons. La moins énergétique est une transition de type liquide-gaz du premier ordre. Expérimentalement, l’approche dite statistique des collisions suppose que les noyaux composés sont en équilibre thermodynamique et donc sont dans une phase de type “liquide”, “gazeuse” ou une phase de coexistence [34, 35, 36]. Le passage d’une phase à l’autre doit être marquée par le comportement spécifique d’une observable choisie. Ce comportement singulier est appelé “signal de transition de phase”.

Dans notre cadre, les systèmes en collisions ne sont pas thermalisés et ne peuvent être décrits par des systèmes thermalisés lorsque l’énergie disponible dépasse l’énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé (ref. [4] et chapitre précédent). Malgré tout, nous avons cherché à savoir si oui ou non certains signaux dits “de transition de phase” étaient présents dans nos simulations.

Des signaux proposés par les théoriciens et recherchés par les expérimentateurs, nous n’étudierons que la bimodalité et la capacité calorifique négative (notée $C < 0$ dans la suite). Nous les avons cherché dans trois situations différentes : des systèmes en collisions centrales, des systèmes en collisions périphériques et dans la désexcitation de systèmes préalablement thermalisés. Nous avons repris les méthodes expérimentales d’analyses proposées et nous les avons appliquées à notre cas. Dans un premier temps, nous allons présenter en détails les systèmes étudiés, puis nous définirons tour à tour la bimodalité et le $C < 0$ avant de présenter les résultats associés.

4.1 Protocole d’étude

Les systèmes en collisions centrales, en collisions périphériques et les systèmes préalablement thermalisés étudiés ici sont ceux étudiés au chapitre précédent. Les collisions centrales sont

celles pour lesquelles le paramètre d’impact réduit est inférieur à 10% du paramètre d’impact maximum (pour lequel les deux protagonistes d’une collision sont sur le point d’interagir). Les systèmes thermalisés sont générés avec la méthode de la sphère de confinement. Les quasi-projectiles des collisions périphériques sont reconstitués à partir de leurs produits puis leurs énergies sont calculées selon la formule 3.3.

Nous avons cherché une bimodalité et le $C < 0$ dans nos simulations, comme les expérimentateurs les ont cherchés dans les collisions d’ions lourds. Nous avons utilisé une méthode expérimentale de tri des collisions. Le système (68; 0) va nous servir à présenter les principaux résultats, puis nous étudierons l’influence de l’énergie incidente, de la densité de thermalisation et de la taille du système sur la présence ou non de ces signaux. Puis nous conclurons quant à l’interprétation de tels observables comme signaux de transition de phase.

4.2 Bimodalité de la variable d’asymétrie entre les tailles des deux plus gros fragments

4.2.1 Définition

Pour un système fini, la bimodalité est définie comme la présence simultanée de deux extréma dans les distributions d’un paramètre d’ordre de ce système [82, 83]. Il a été démontré que ces extréma signent la coexistence d’une phase liquide et d’une phase gazeuse au sein du système en équilibre thermodynamique [84, 85]. Le paramètre d’ordre privilégié de la matière nucléaire finie est sa densité moyenne. Malheureusement, elle n’est pas accessible à l’expérience. Les expérimentateurs ont testé plusieurs grandeurs, liées notamment à la charge et la taille du plus gros fragment, supposées être reliées à cette densité moyenne [39, 40, 41, 91, 43]. Dans notre cadre, l’observable que nous avons choisi d’étudier est la variable d’asymétrie en taille, N_{asym} , entre les deux plus gros fragments :

$$N_{asym} = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (4.1)$$

Où N_1 et N_2 sont respectivement les nombres de constituants du plus gros et du second plus gros fragments. Nous tenons tout de suite à rappeler que les systèmes classiques en collisions ne sont pas thermalisés lorsque l’énergie dont ils disposent dépassent l’énergie de liaison de la particule la moins liée. Définir une température est donc sujet à caution. Pourtant, nous avons souhaité voir quels étaient les résultats obtenus lorsque nous appliquons les méthodes développées à notre cas classique. Nous parlerons donc plutôt de régimes que de phases. Nous souhaitons voir la transition entre un régime où le plus gros fragment est très gros par rapport au second plus gros fragment (N_{asym} tend vers 1) et un régime où les deux plus gros ont sensiblement la même taille (N_{asym} tend vers 0). N_{asym} est le pendant de la variable d’asymétrie en charge, Z_{asym} , qui

a été étudiée par B.Tamain et M.Pichon [41, 76] pour la collaboration INDRA :

$$Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (4.2)$$

Où Z_1 et Z_2 sont respectivement les charges du plus gros et du second plus gros fragment. Le changement de régime de Z_{asym} a été mis en évidence expérimentalement dans le cas des collisions périphériques et interprété comme une bimodalité ([76, 41]). Dans notre cas, nous avons pris N_{asym} car les systèmes étudiés ici sont neutres et donc soumis uniquement à V_{fort} (cf. 1.2.2). D'autres signaux, basés aussi sur Z_1 , Z_2 et parfois sur Z_3 (la charge du troisième plus gros fragment), ont été recherchés et trouvés dans les collisions centrales de plusieurs systèmes : $Ni + Au$ à 32, 52 et 90 MeV/A [91], $Xe + Sn$ à 32, 39, 45, 50 MeV/A [43] et $Ni + Ni$ à 32 MeV/A [92].

4.2.2 Bimodalité dans les collisions périphériques

Avec la sélection en énergie transverse

Expérimentalement, l'étude de la variable Z_{asym} a mis en évidence un changement de régime dans les collisions périphériques des systèmes $Xe + Sn$ à 65, 80 et 100 MeV/A et $Au + Au$ à 60, 80 et 100 MeV/A par M. Pichon et B. Tamain [41] dans le cadre de la collaboration INDRA. Cette transition a été interprétée comme un signal de bimodalité. Cette étude nécessite de classer les événements suivant leur centralité. Malheureusement, il est impossible de mesurer directement le paramètre d'impact. Pour l'estimer, M. Pichon et B. Tamain ont sélectionné les QP suivant la violence de la collision. L'énergie transverse des particules légères ($Z = 1$ ou 2) de la quasi-cible (QC) a servi comme variable de tri. En effet, lorsqu'elle est faible, peu ou aucune particules légères sont émises, la collision est peu violente. Au contraire, lorsqu'elle est grande, nombreuses sont les particules légères émises et plus grande est la probabilité qu'elles le soient perpendiculairement à l'axe du faisceau, la collision est violente. Cette variable de tri permet de s'affranchir d'éventuelles corrélations entre la sélection (ici sur les QC) et l'étude (sur les QP).

Les figures 3.8 et 3.10 de la référence [41] nous ont servi de base d'étude. Sur la première est représentée l'énergie transverse des particules légères des QC normalisée à la taille du système composé ($A_{proj} + A_{cib}$). Le découpage en tranches est aussi indiqué. Sur la seconde sont représentées les corrélations entre la charge du plus gros fragment, Z_1 , et la variable d'asymétrie Z_{asym} par tranche d'énergie transverse des particules légères des QC dans les collisions périphériques du système $Xe + Sn$ à 80 MeV/A. Le changement de régime est visible pour la 3^{ième} tranche : les zones $Z_{asym} \leq 0.3$ et $Z_{asym} \geq 0.8$ sont l'une et l'autre peuplées.

Avec CNBD, nous avons dans un premier temps employé la méthode précédente, en l'adaptant à notre cas. Tout d'abord, la variable d'ordre dans notre cadre est N_{asym} et non Z_{asym} .

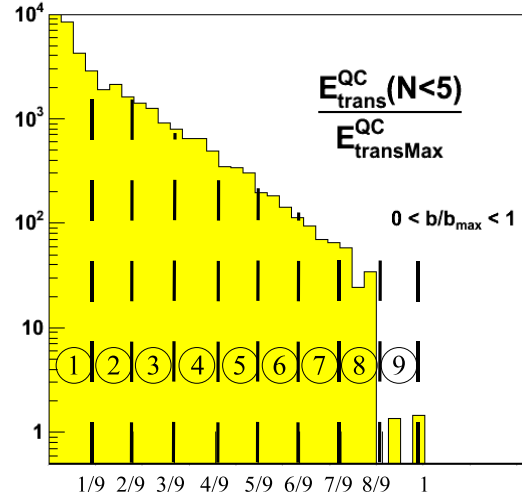


FIG. 4.1 – Distribution de l’énergie cinétique transverse des fragments légers de la quasi cible ($A = N < 5$) dans les collisions périphériques (68; 0) sur (68; 0) avec une énergie incidente égale à 120 ESU..

Pour la même raison, nous avons aussi choisi l’énergie cinétique transverse des fragments légers de la quasi-cible comme variable de tri, mais en définissant les fragments légers comme ceux pour lesquels $N < 5$ au lieu de $Z = 1$ ou 2. Cette énergie, $E_{trans}^{QC}(N < 5)$, est représentée sur la figure 4.1, et les corrélations entre la taille du plus gros fragment, N_1 , et la variable d’asymétrie pour des tranches de $E_{trans}^{QC}(N < 5)$ sont représentées sur la figure 4.2. Ce découpage se base sur la valeur maximale de $E_{trans}^{QC}(N < 5)$, notée $E_{transMax}^{QC}$. Les collisions les moins violentes se situent en haut à l’extrême gauche, et elles deviennent de plus en plus violentes en allant dans le sens de lecture. L’énergie incidente par particule est égale à 120 ESU..

Lorsque les collisions sont peu violentes, N_{asym} est proche de 1. Les collisions produisent un plus gros fragment nettement plus gros que le second plus gros fragment ($N_1 \gg N_2$). Et lorsque les collisions sont très violentes, N_{asym} est proche de 0. Les 2 plus gros fragments contiennent des nombres de constituants similaires ($N_1 \approx N_2$) et ces nombres sont petits. Le passage entre ces deux régimes est visible pour la troisième tranche en énergie transverse réduite.

Expérimentalement, cette transition a été interprétée comme une bimodalité. Nous faisons de même. Le caractère bimodal de la variable d’asymétrie, tel qu’il a été révélé expérimentalement, est donc présent dans nos simulations. La similitude va jusqu’à la région en $E_{trans}^{QC}(N < 5)$ où cette bimodalité apparaît. Toutefois, elle est fortuite car les valeurs de $E_{trans}^{QC}(N < 5)$ n’ont rien à voir avec celles de l’énergie cinétique transverse des particules légères mesurées par le multidétecteur INDRA [54]. L’accord est qualitatif et non quantitatif. Les simulations obtenues avec CNBD donnent donc les mêmes informations qualitatives que l’analyse expérimentale.

4.2. Bimodalité de la variable d'asymétrie entre les tailles des deux plus gros fragments

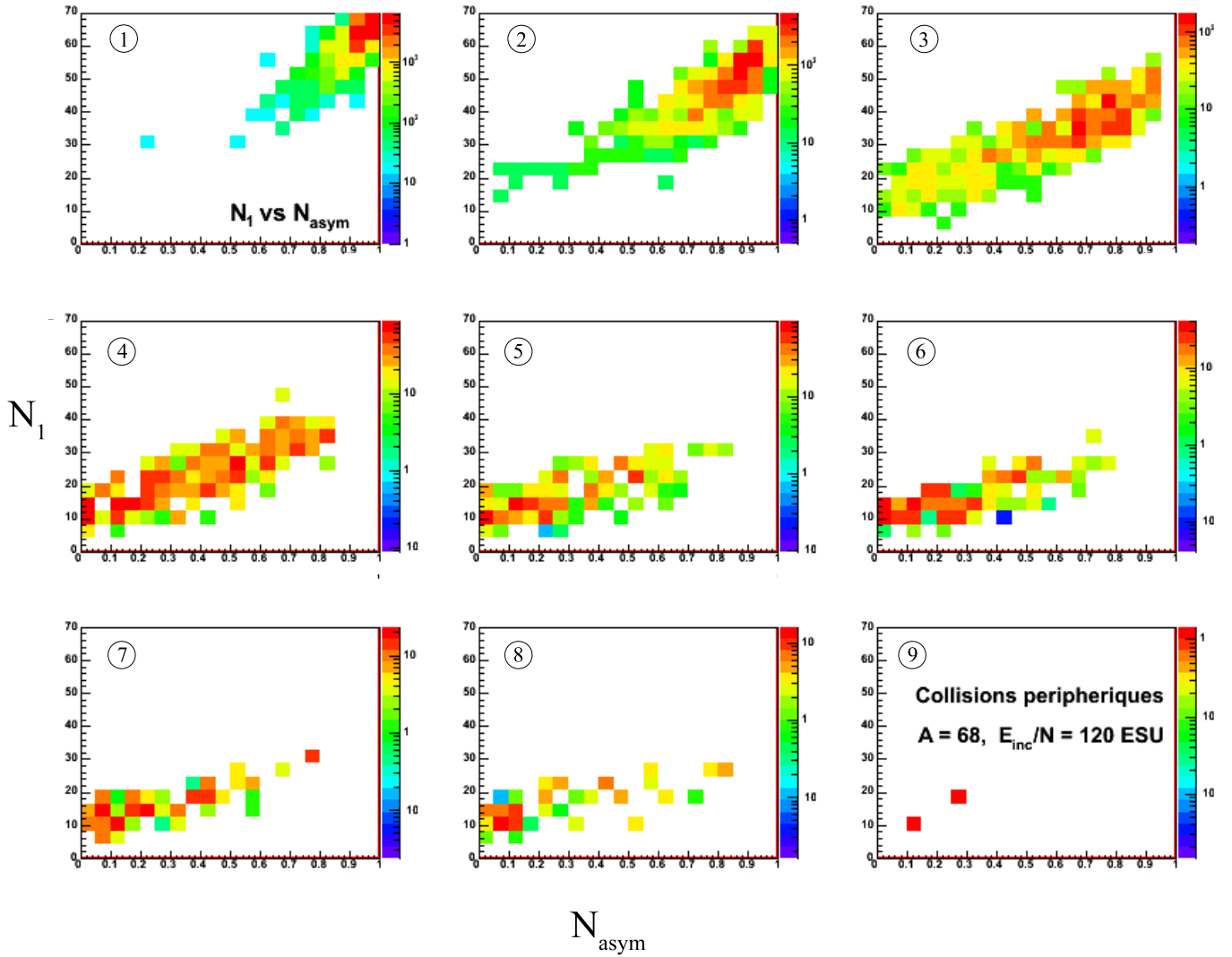


FIG. 4.2 – Corrélations entre N_1 et la variable d'asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ par tranche d'énergie transverse dans les collisions périphériques (68;0) sur (68;0) avec une énergie incidente égale à 120 ESU..

Avec le paramètre d’impact

Nous venons de voir une méthode de sélection utile dans le cas expérimental pour estimer le paramètre d’impact, b . Celui-ci est une donnée du code CNBD. Il nous est donc possible de faire une sélection directement en b/b_{max} (b_{max} est le paramètre d’impact maximum, i.e. la valeur de b pour laquelle les deux protagonistes sont sur le point d’interagir). Sur la figure 4.3 sont tracées les corrélations entre N_1 et N_{asym} pour des tranches de $1/10^{ieme}$ en b/b_{max} . La tranche correspondant à $0.9 < b/b_{max} < 1$ n’est pas représentée car le projectile et la cible interagissent trop faiblement pour émettre une particule lors de collisions aussi périphériques. Ces événements sont rejetés.

Le changement de régime de N_{asym} est de nouveau présent. Il apparaît pour un paramètre d’impact réduit compris entre 0.2 et 0.4. Cet intervalle correspond à celui obtenu avec la première méthode comme le montre la figure 4.4. Sur celle-ci sont représentées les distributions de b/b_{max} d’une part pour la troisième tranche en énergie transverse réduite $2/9 < E_{trans}^{QC} (N < 5)/E_{transMax}^{QC} < 3/9$ (à gauche) et d’autre part pour $0.2 < b/b_{max} < 0.4$ (à droite). Les deux distributions sont similaires. De façon similaire à l’expérience, ce changement de régime peut être interprété comme un signal de bimodalité [41].

La bimodalité est donc présente dans la simulation. Elle a été mise en évidence avec deux méthodes de tri : l’une utilisée expérimentalement et une autre possible uniquement dans le cadre de CNBD. Ces deux méthodes ont donné le même résultat : la variable N_{asym} a un caractère bimodal pour les collisions telles que $0.2 < b/b_{max} < 0.4$ pour le système (68;0) sur (68;0) à une énergie incidente $E_{inc}/N = 120$ ESU. dans le référentiel du centre de masse de la collision. Nous allons voir dans la suite que ce résultat se généralise. De plus, employer la méthode expérimentale met en évidence l’accord qualitatif entre les simulations et les collisions d’ions lourds. Ce signal étant défini comme marquant la transition de phase des systèmes, nous nous attendons à le voir présent pour les systèmes préalablement thermalisés. Enfin, est-il aussi présent dans les collisions centrales entre systèmes classiques ?

4.2.3 Bimodalité dans les collisions centrales et pour les systèmes préalablement thermalisés

Ces 2 cas sont regroupés car présentés de façon similaire : l’évolution des corrélations entre N_1 et N_{asym} sont tracées selon l’énergie du système dans les collisions centrales du système (34;0) sur (34;0) (figure 4.5) et pour les systèmes préalablement thermalisés (68;0) (figure 4.6). Les collisions considérées comme centrales sont celles pour lesquelles $b/b_{max} \leq 0.1$. Le calcul des énergies des systèmes dans ces deux cas est direct, comme déjà expliqué au chapitre

4.2. Bimodalité de la variable d'asymétrie entre les tailles des deux plus gros fragments

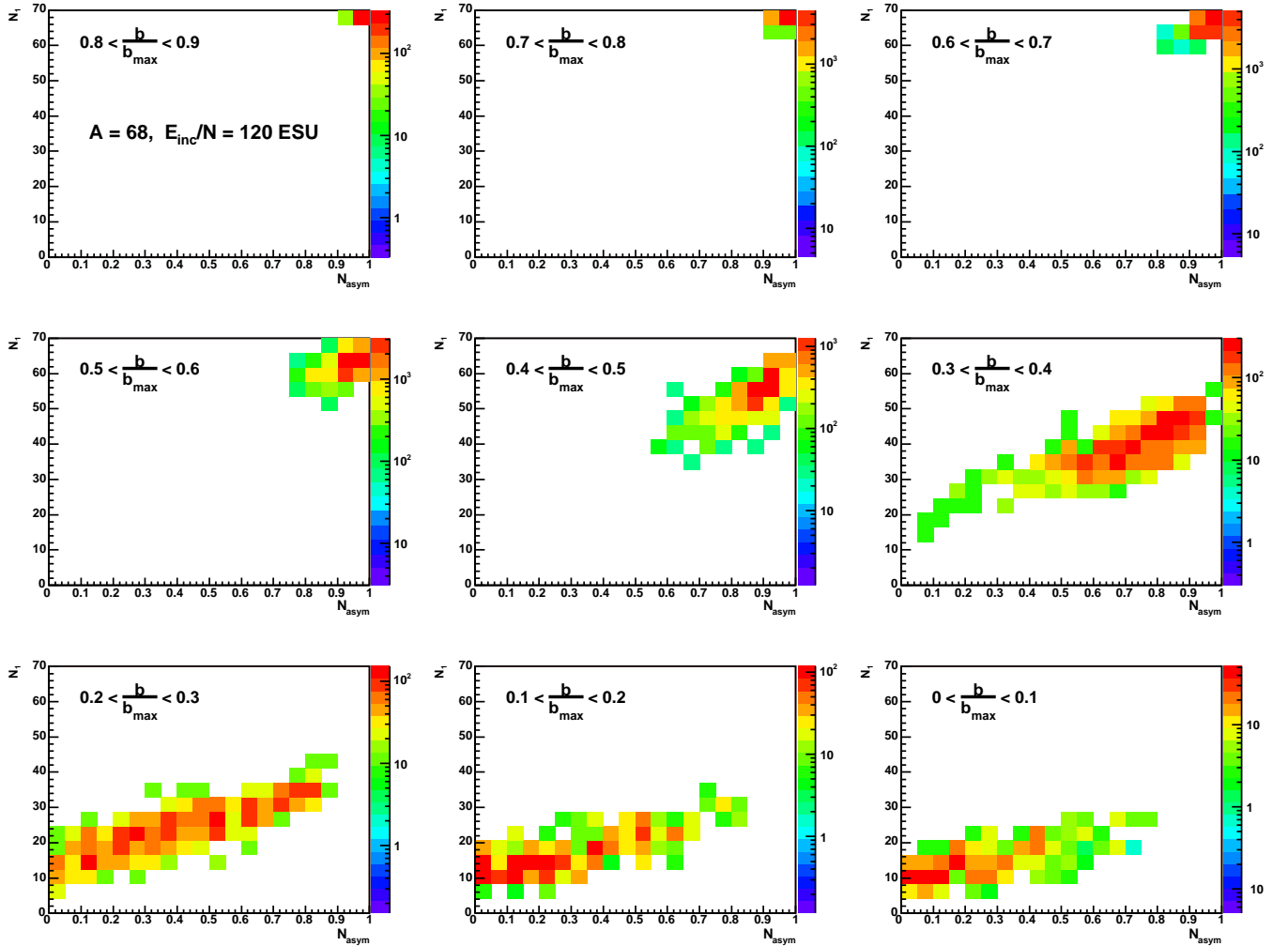


FIG. 4.3 – Corrélations entre N_1 et la variable d'asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ dans les collisions périphériques (68;0) sur (68;0) avec une énergie incidente égale à 120 ESU..

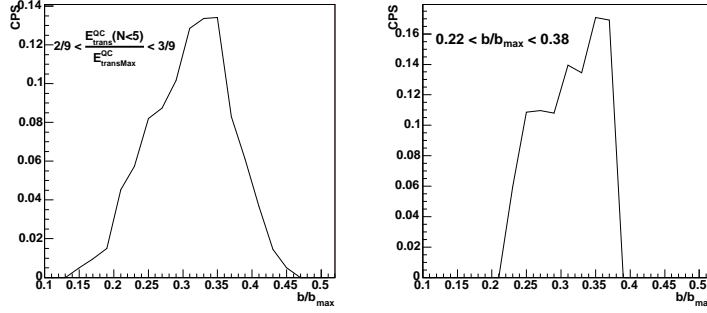


FIG. 4.4 – Distribution normalisée du paramètre d’impact réduit b/b_{max} des événements pour lesquels l’énergie cinétique transverse des fragments légers et particules de la quasi-cible normalisée à sa valeur maximale sur l’ensemble des événements est comprise entre $2/9$ et $3/9$ (à gauche) ; et distribution normalisée de l’ensemble des collisions telles que $0.22 < b/b_{max} < 0.38$.

précédent (cf 3.3). La densité de thermalisation est égale à ρ_0 , pour laquelle les distributions des variables de fragmentation comme la multiplicité des fragments de masses intermédiaires sont les plus proches des systèmes en collision.

Ces figures font ressortir deux choses : d’une part une transition entre les deux régimes ($N_1 \gg N_2$ et $N_1 \approx N_2$) est présente dans les deux cas. D’autre part, elle n’apparaît manifestement pas pour la même zone en énergie. Pour les collisions centrales, le passage d’une régime à l’autre se distingue pour $E_{dispo}/N = 70$ ESU. et est patente pour $E_{dispo}/N = 75$ ESU.. Pour le cas thermalisé, il apparaît à $E_{dispo}/N = 95$ ESU. et est clairement présent pour $E_{dispo}/N = 108$ ESU..

La présence de la bimodalité pour ces 2 nouveaux cas physiques serait un argument en faveur de son interprétation en tant que signal de transition de phase s’il n’apparaissait pas pour des énergies différentes d’un cas à l’autre. Une transition de phase (du premier ordre) doit être visible pour une zone en énergie nécessairement indépendante de la configuration physique initiale. Nous venons de montrer que cette condition nécessaire n’est pas remplie et qu’en conséquence l’interprétation du signal de bimodalité n’est pas unique. Nous allons dans le paragraphe suivant faire une synthèse des résultats sous une forme commune aux trois situations physiques et nous proposerons une interprétation de la bimodalité valable pour nos systèmes classiques.

4.2.4 Influence de la configuration physique

Les corrélations entre l’énergie disponible par particule, E_{dispo}/N , et la variable d’asymétrie, N_{asym} , vont nous servir à comparer l’apparition du changement de régime pour les trois configurations physiques. Ces corrélations sont représentées sur la figure 4.7 dans la colonne de droite.

4.2. Bimodalité de la variable d'asymétrie entre les tailles des deux plus gros fragments

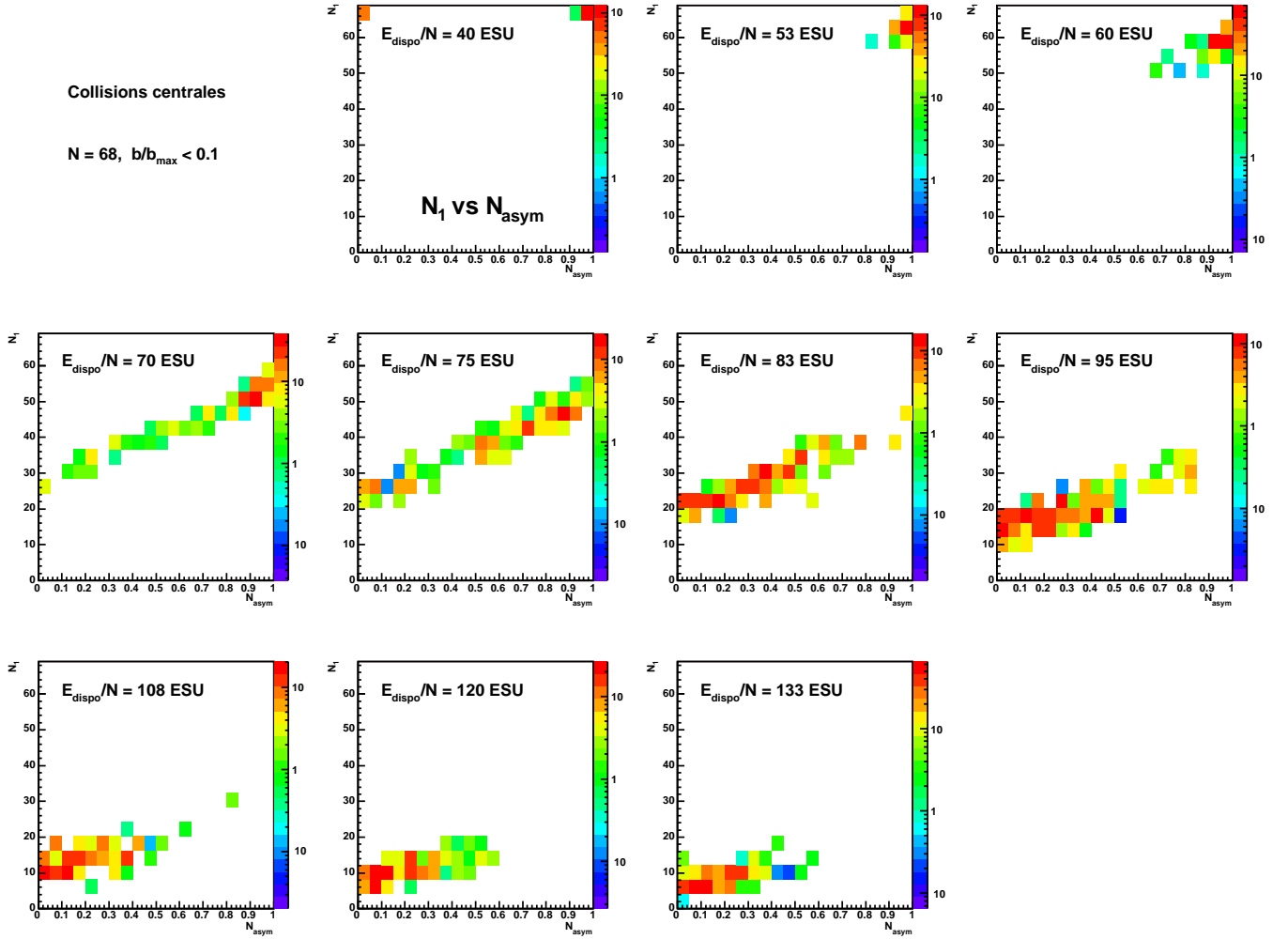


FIG. 4.5 – Corrélations entre les tailles des 2 plus gros fragments (N_1 et N_2 , au centre) et corrélations entre N_1 et la variable d'asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$.

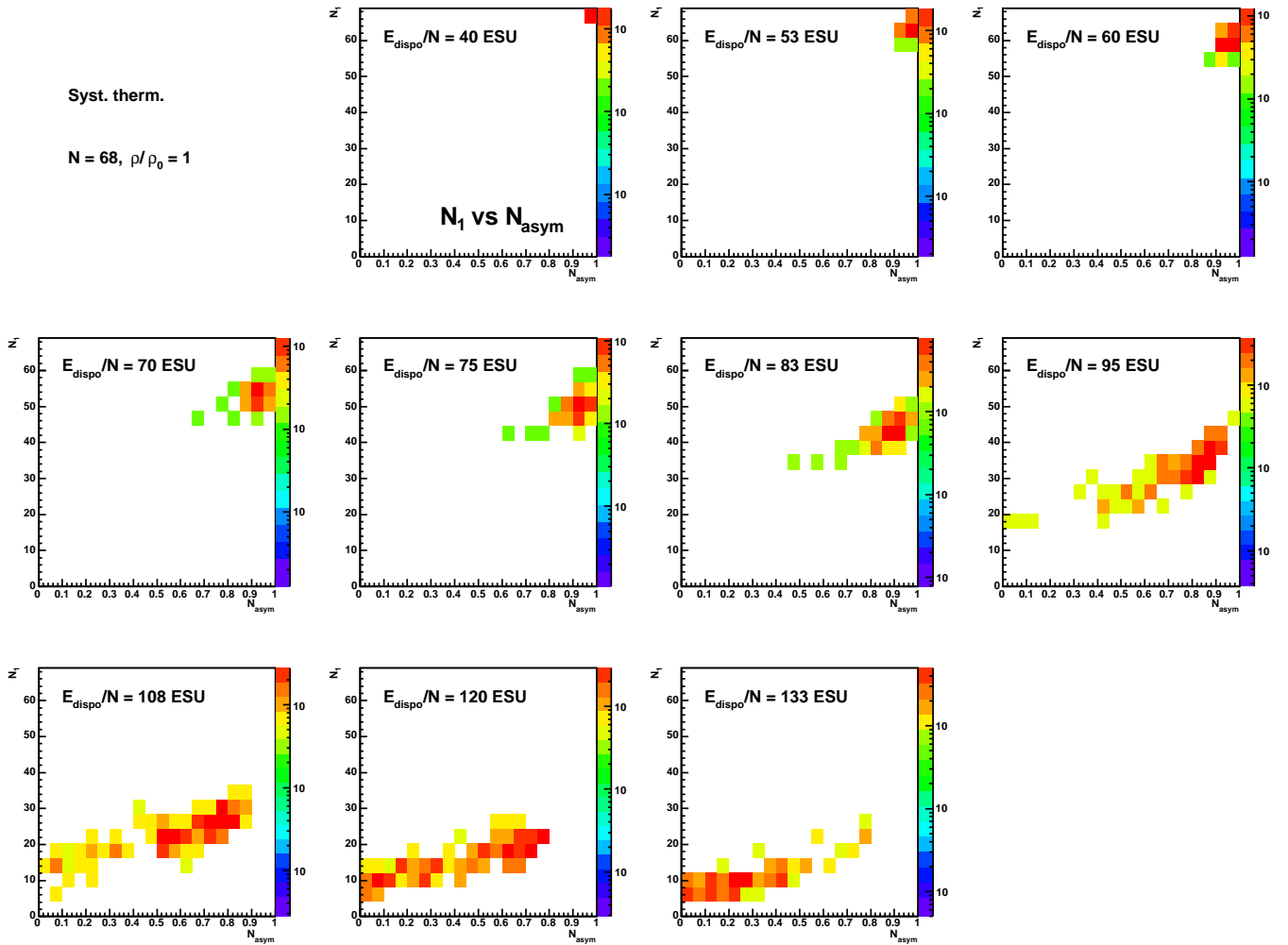


FIG. 4.6 – Corrélations entre les tailles des 2 plus gros fragments (N_1 et N_2 , au centre) et corrélations entre N_1 et la variable d’asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$.

L'énergie disponible est normalisée à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système (68;0). Les droites verticales en pointillés indiquent E_{ml} (1) et E_l/N (≈ 1.4). Les corrélations entre les tailles des deux plus gros fragments, N_1 et N_2 , sont tracées sur la première colonne. La densité de thermalisation est prise égale à ρ_0 . L'énergie incidente des collisions périphériques est égale à 120 ESU. (référentiel du centre de masse).

La transition n'apparaît pas pour la même énergie $\frac{E_{dispo}/N}{E_{ml}}$ dans les trois cas : Elle s'effectue à $E_{dispo}/N = E_{ml}$ dans les collisions centrales, pour environ $1.5 E_{ml}$ pour le cas thermalisé et apparaît vers l'énergie de liaison E_l/N pour les collisions périphériques. Les distributions des corrélations entre les tailles des deux plus gros fragments renforcent ce constat : bien qu'elles présentent toutes les deux zones $N_1 \gg N_2$ et $N_1 \approx N_2$, ces dernières ne sont pas les mêmes : la taille maximale telle que $N_1 = N_2$ est proche de $N = 30$ pour les collisions centrales, de $N = 12$ pour le cas thermalisé et $N = 20$ pour les QP.

Ainsi le changement de régime de la variable N_{asym} , image de la variable Z_{asym} étudiée expérimentalement, dépend de la configuration physique initiale du système. Si on interprète cette transition comme la bimodalité de N_{asym} , cette dépendance est incompatible avec le fait d'être une signature d'une transition de phase d'ordre 1 dans les systèmes classiques. Son interprétation dépend donc de la situation.

Les systèmes en collision centrale ou en collisions périphériques ne sont thermalisés que lorsque l'énergie par particule dont ils disposent est inférieure à l'énergie de liaison de la particule la moins liée et c'est à cette énergie que la bimodalité apparaît dans leur cas. Le chapitre précédent l'a montré. La question est de savoir pourquoi nous observons tout de même cette bimodalité. L'interprétation communément admise de ce signal et les faits sont en désaccord. Pour les systèmes en collision centrale, cette bimodalité peut être vue comme la signature du passage du mécanisme de fusion/évaporation vers le mécanisme de multifragmentation. Pour les collisions périphériques, ce n'est plus un changement de mécanisme. Nous allons voir dans la suite qu'il s'agit d'un changement de géométrie de la collision.

Ce signal peut dans le cas des systèmes préalablement thermalisés être interprété comme un signal de transition de type liquide-gaz du premier ordre. En effet, c'est le seul cas où la définition de la température a un sens lorsque l'énergie de la collision dépasse E_{ml} . Le signal apparaît vers E_l , la frontière entre les énergies intermédiaires et les hautes énergies.

Mais avant d'aller plus avant, il nous faut étudier comme au chapitre précédent l'influence des paramètres suivants : la taille du système, la densité de thermalisation pour les systèmes préalablement thermalisés et l'énergie incidente par particule pour les QP. Nous devons savoir si les présents résultats sont valables d'un point de vue général ou non.

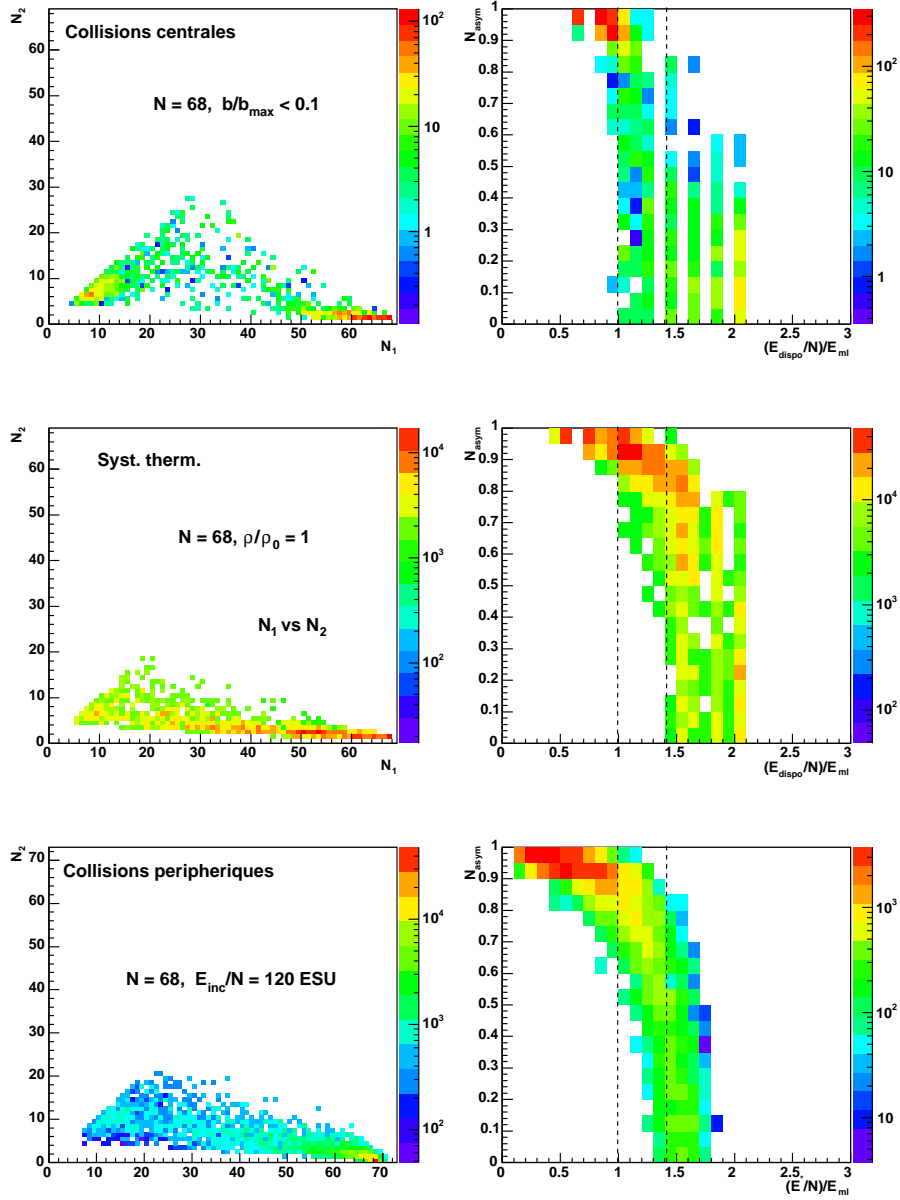


FIG. 4.7 – Corrélations entre l’énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l’énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} et la variable d’asymétrie $N_{\text{asym}} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$.

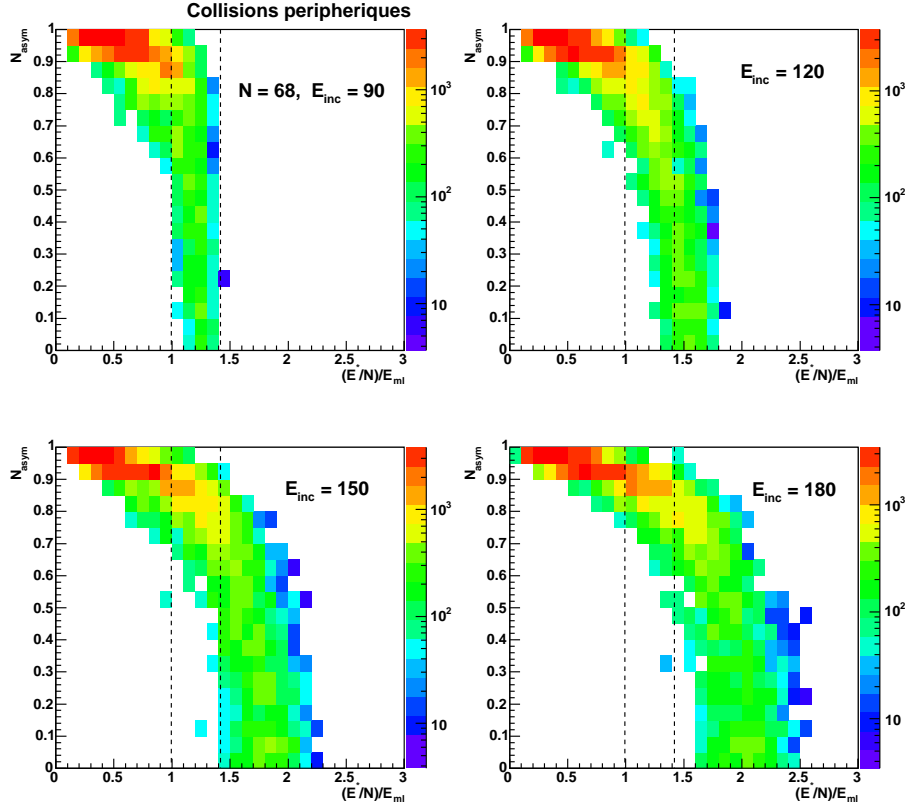


FIG. 4.8 – Corrélations entre l'énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} et la variable d'asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$.

4.2.5 Influence de l'énergie incidente pour les collisions périphériques

Au chapitre précédent, E_{inc} s'est révélée avoir une influence importante sur la production des fragments (cf. 3.6.4). Qu'en est-il pour la bimodalité? Les corrélations entre N_{asym} et $\frac{E_{dispo}/N}{E_{ml}}$ sont tracées sur la figure 4.8 pour les valeurs suivantes de E_{inc} : 90, 120, 150 et 180 ESU.. Les droites verticales en pointillés marquent E_{ml} et E_l/N .

La transition est très dépendante de l'énergie incidente de la collision. Elle apparaît vers $1.1 E_{ml}$ pour $E_{inc} = 90$ ESU., vers $1.3 E_{ml}$ pour $E_{inc} = 120$ ESU., pour l'énergie de liaison par particule ($\approx 1.4 E_{ml}$) pour $E_{inc} = 150$ ESU. et vers $1.6 E_{ml}$ pour $E_{inc} = 180$ ESU.. Il apparaît donc à une énergie disponible 2 fois plus grande lorsque E_{inc} passe de 90 ESU. à 180 ESU.. Cet effet est qualitativement similaire à celui observé par M. Pichon et B. Tamain [41, 76].

Nous avons étudié la géométrie des collisions. Les corrélations entre N_{asym} et le paramètre d'impact sont tracées sur la figure 4.9 pour les mêmes énergies incidentes que précédemment.

La géométrie semble jouer un rôle important dans l'apparition de la transition dans les

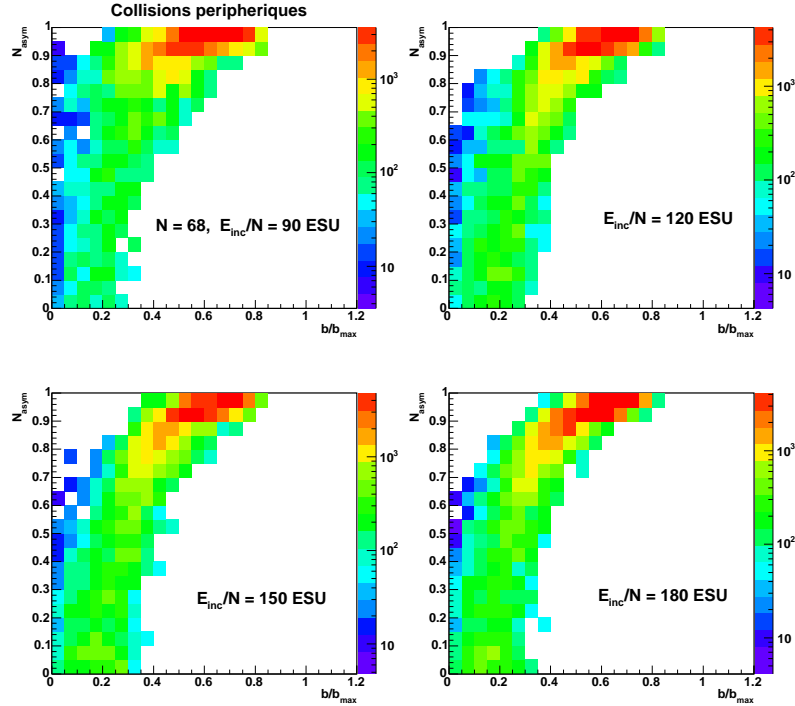


FIG. 4.9 – Corrélations entre le paramètre d’impact réduit b/b_{max} et la variable d’asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$.

collisions périphériques entre systèmes classiques. En effet, celle-ci intervient pour un paramètre d’impact réduit compris entre 0.25 et 0.35 quelle que soit l’énergie incidente. Les distributions ne dépendent que très légèrement de E_{inc} . Pour renforcer cette conclusion, la production moyenne de fragments de tailles $N > 3$ suivant le paramètre d’impact réduit est tracée sur la figure 4.10. La variable d’asymétrie est liée à cette production : lorsque par exemple $MIMF = 1$, N_{asym} est proche de 1 puisque $N_1 \gg N_2$, et au contraire lorsque $MIMF$ est grande, N_1 et N_2 contiennent plus probablement le même nombre de particules et donc N_{asym} est plus probablement proche de 0. Il est intéressant de constater que, quelle que soit l’énergie incidente, c’est à partir de 0.5 b/b_{max} que cette production augmente et qu’entre 0.35 et 0.25 b/b_{max} elle passe de 1.5-2 à 3-3.5 IMF produits, c’est à dire à peu près l’ensemble des valeurs atteintes pour ce système. Il n’est donc pas surprenant d’observer le changement de régime de N_{asym} systématiquement dans cet intervalle en b/b_{max} , quelle que soit l’énergie des QP.

Attention cependant, l’énergie disponible joue un rôle de seuil dans la production d’IMF. Nous l’avons vu au chapitre 2, un système en collision doit avoir une énergie disponible supérieure à l’énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé pour que $MIMF$ soit supérieur à 1. Toutes les énergies incidentes étudiées ici permettent de franchir cette limite. Nous venons de montrer qu’une fois ce seuil franchi, la géométrie entre en jeu et ne devrait pas être oubliée dans le cas collisions entre systèmes classiques.

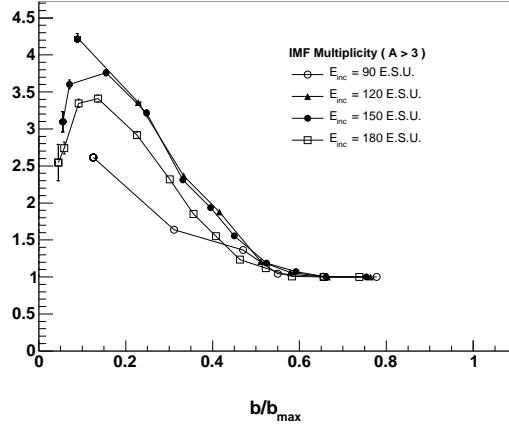


FIG. 4.10 – Corrélations entre le paramètre d'impact réduit b/b_{max} et la production de fragments de masses intermédiaires.

La transition marque donc un changement de géométrie plutôt qu'une transition entre deux phases dans les collisions périphériques.

4.2.6 Influence de la densité de thermalisation

Nous venons de voir l'influence de E_{inc} sur le changement de régime de N_{asym} dans les collisions périphériques. Après les premiers résultats, nous avons conclu que cette transition interprétée comme bimodalité n'est pas qu'un signal de transition de phase. Mais peut être était-ce lié à la valeur de ρ choisie. Ce paramètre est libre. Il n'y a aucune contrainte physique le concernant. Nous allons voir ici si changer sa valeur réduit ou non le désaccord entre les résultats des systèmes préalablement thermalisés et ceux issus des collisions. La figure 4.11 est construite comme la figure 4.8 : les corrélations entre N_{asym} et E_{dispo}/N sont tracées pour des densités réduites ρ/ρ_0 égales à 1, 1/3 et 1/8.

Le changement de régime de N_{asym} est présent quel que soit ρ/ρ_0 ; et apparaît toujours dans le même domaine en énergie, i.e. $1.5 E_{ml} < E_{dispo}/N < 1.6 E_{ml}$. Ce signal est indépendant de ρ . Nous avons déjà vu que la densité de thermalisation n'avait aucune incidence sur la production d'IMF. Et, comme la section précédente le rappelle, la transition est intimement liée à cette production. Notons pour finir que l'indépendance de celle-ci vis-à-vis de ρ n'implique pas que N_1 et N_2 soient indépendantes de ρ (comme le rappelle la figure 3.22).

En conclusion, le changement de régime de N_{asym} pour le système (68;0) a été mis en évidence dans trois configurations physiques : les collisions centrales, les collisions périphériques et les systèmes préalablement thermalisés. A fin de comparaison, nous avons déterminé l'énergie

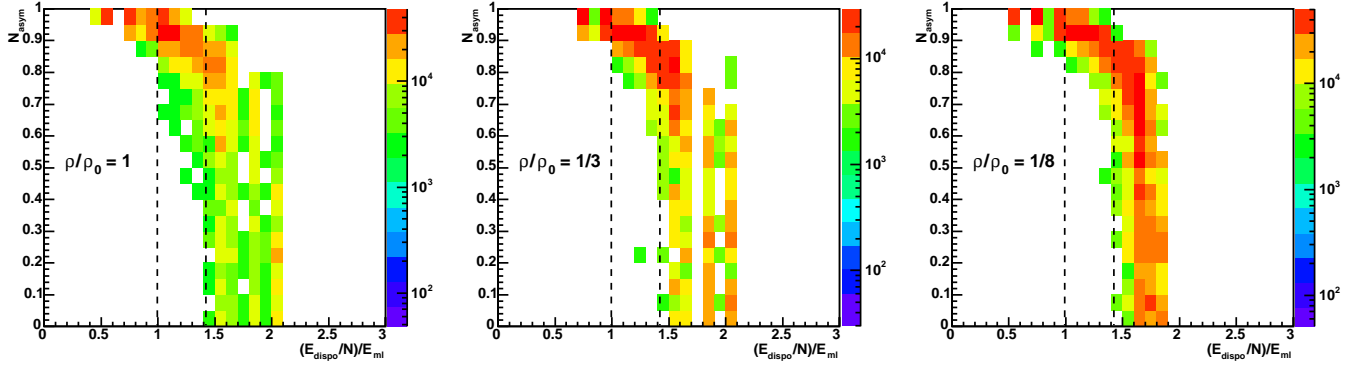


FIG. 4.11 – Corrélations entre l’énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l’énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} et la variable d’asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$.

E_{dispo}/N du système pour laquelle cette transition est visible dans chacun des cas. Dans un premier temps, nous avons conclu qu’il intervenait : i) vers l’énergie de liaison de la particule la moins liée au système (68;0) pour les collisions centrales, ii) vers 1.5-1.6 E_{ml} ($\gtrsim E_l$) pour les systèmes préalablement thermalisés, et iii) vers une énergie qui dépend fortement de E_{inc}/N (entre 1.1 E_{ml} et 1.6 E_{ml}) pour les collisions périphériques. Pour ce dernier cas, il est directement lié à la géométrie des collisions. Avant de conclure l’étude, il nous reste à voir si ces résultats sont dépendant du système étudié ou non.

4.2.7 Influence de la taille

Les systèmes (100;0) et (26;0) vont servir à l’étude de l’influence de la taille du système l’évolution de la variable N_{asym} avec l’énergie. Les figures 4.12 et 4.14 sont identiques à la figure 4.7. Les corrélations entre N_{asym} et l’énergie disponible par particule, ramenée à l’énergie de liaison de la particule la moins liée du système étudié ((100;0) ou (26;0) suivant le cas), sont tracées sur la colonne de droite. Les corrélations entre N_1 et N_2 sont tracées sur la colonne de gauche. L’énergie incidente par particule pour le système (26;0) vaut 105 ESU. et vaut 130 ESU. pour (100;0). La densité de thermalisation est égale à ρ_0 .

Tout d’abord, le système (100;0) se comporte comme le système (68;0). La transition du régime $N_1 \gg N_2$ au régime $N_1 \approx N_2$ de N_{asym} est visible pour E_{ml} dans le cas des collisions centrales, pour 1.5-1.6 E_{ml} pour les systèmes préalablement thermalisés et semble apparaître pour la même énergie pour les QP. Toutefois, cette énergie change lorsque l’énergie incidente est modifiée comme le montre la figure 4.13 (dont l’organisation est identique à celle de la figure 4.8). La géométrie joue toujours le même rôle primordial et la bimodalité apparaît pour les collisions dont le paramètre d’impact réduit est compris entre 0.2 et 0.4. La densité de

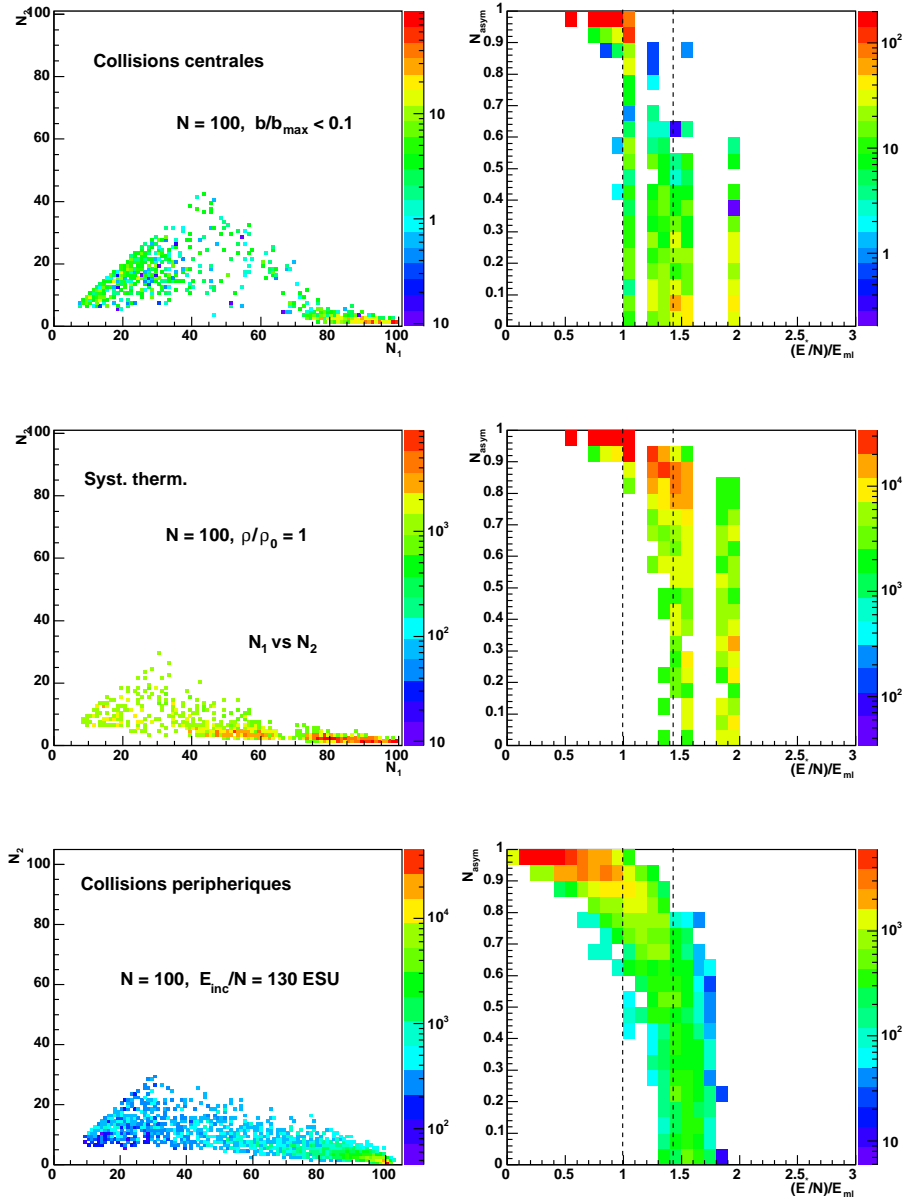


FIG. 4.12 – Corrélations entre les tailles des 2 plus gros fragments (N_1 et N_2 , à gauche) et corrélations entre l'énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} et la variable d'asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ (à droite) pour le système $A = N = 100$ dans les trois configurations physiques étudiées.

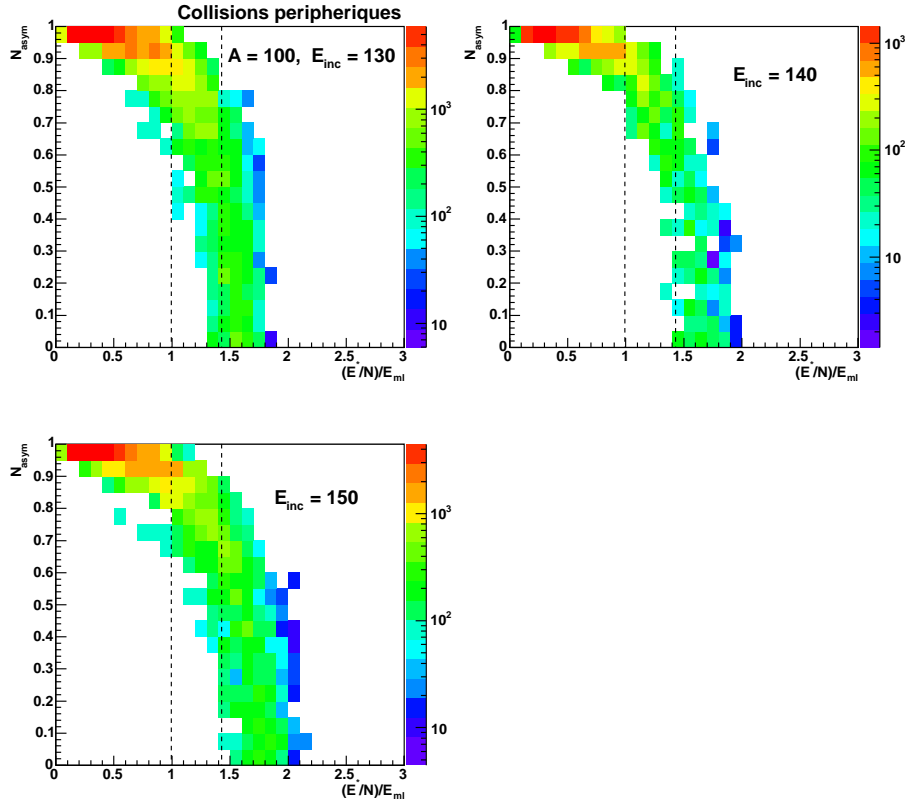


FIG. 4.13 – Corrélations entre l’énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l’énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} et la variable d’asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ pour le système (100; 0).

thermalisation ne joue aucun rôle, comme pour le système (68; 0).

De plus, les corrélations des tailles des deux plus gros fragments pour ce système renforcent la divergence entre les situations physiques. Les zones $N_1 \approx N_2$ n’ont pas la même allure. Elles s’étendent plus ou moins loin selon le cas : jusqu’à $N_1 = N_2 \approx 30$ pour les collisions centrales, jusqu’à $N_1 = N_2 \approx 25$ pour les collisions périphériques et jusqu’à $N_1 = N_2 \approx 20$ pour les systèmes préalablement thermalisés.

Le système (26; 0), bien qu’ayant un comportement général identique aux systèmes plus lourds, possède quelques particularités. La plus importante est que la zone en E_{dispo}/N d’occurrence de la transition pour les collisions centrales est plus proche de celle observée pour les systèmes préalablement thermalisés que pour les systèmes (68; 0) et (100; 0). Elle intervient vers $1.3 E_{ml}$ pour les collisions centrales et vers $1.4 E_{ml}$ pour les systèmes préalablement thermalisés. Ce rapprochement s’explique par la petite taille du système et par les allures similaires des corrélations entre N_1 et N_2 .

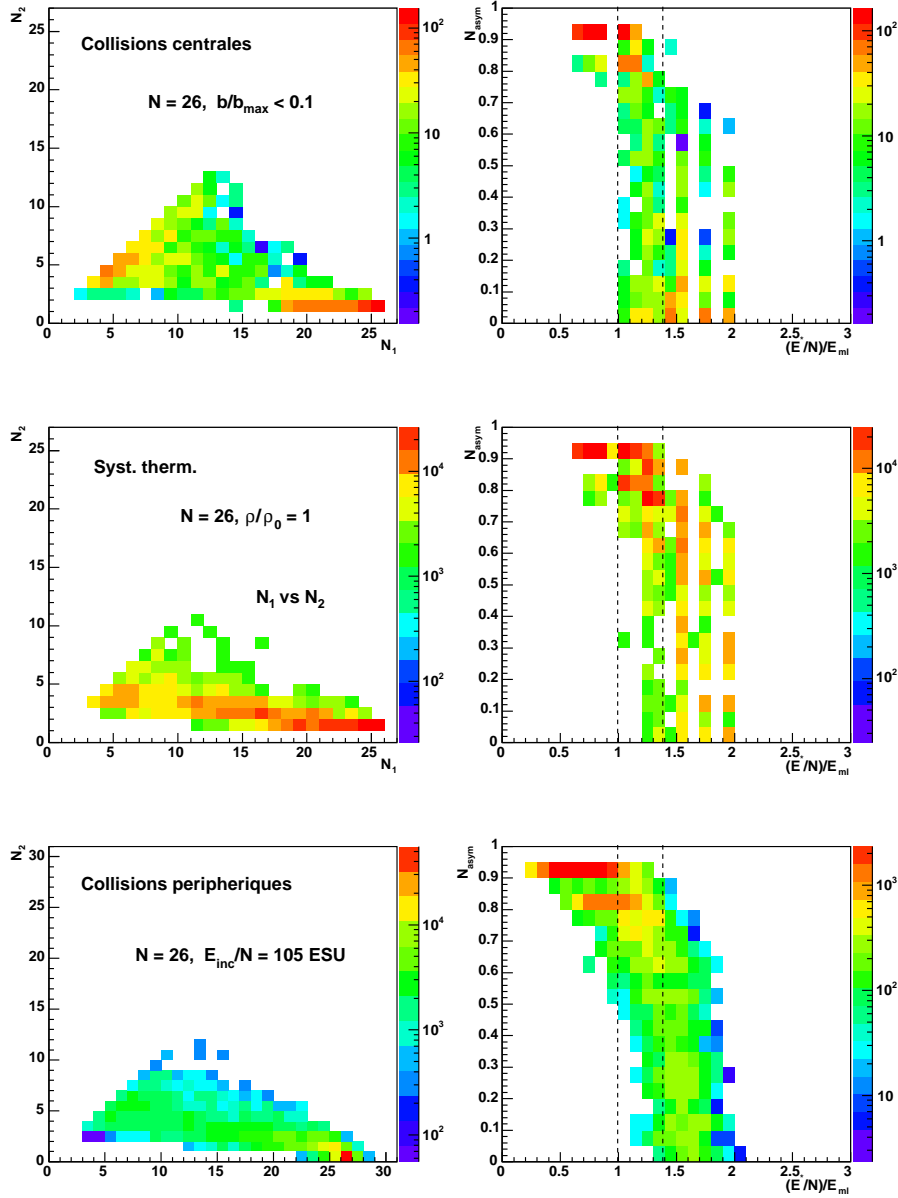


FIG. 4.14 – Corrélations entre les tailles des 2 plus gros fragments (N_1 et N_2 , à gauche) et corrélations entre l'énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} et la variable d'asymétrie $N_{asym} = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ (à droite) pour le système $(A =)N = 26$ dans les trois configurations physiques étudiées.

Finalement, les résultats exposés au 4.2.4 sont donc valables dès que les systèmes étudiés sont constitués d’un nombre assez important de particules.

4.3 Synthèse des résultats sur la bimodalité

La première conclusion de cette étude est qu’un passage entre deux régimes apparaît quelle que soit la taille du système et sa configuration physique. On observe ce changement de régime de N_{asym} que les systèmes étudiés soient préalablement thermalisés, soient issus de collisions centrales ou soient des quasi-projectiles de collisions périphériques. Nous avons interprété cette transition en termes de bimodalité, comme le changement de régime de la variable Z_{asym} l’a été par M. Pichon et B. Tamain [41].

Cette bimodalité n’intervient pas aux mêmes énergies selon la configuration physique. Prenons les collisions centrales et les systèmes préalablement thermalisés. L’énergie du système est calculée de la même manière dans ces deux cas. Et elle est exacte dans le cadre du code. Il ne peut y avoir d’influence de la méthode de calcul de E_{dispo}/N sur les résultats. Ce n’est pas le cas pour les QP. Mais nous verrons cela plus bas. Le signal de bimodalité apparaît à l’énergie de liaison de la particule la moins liée au système pour les collisions centrales et à l’énergie de liaison pour les systèmes préalablement thermalisés.

Cet écart se maintient lorsqu’on change la densité de thermalisation ρ et pose le problème de l’interprétation d’un tel signal dans les collisions entre systèmes classiques. Ce signal est supposé marquer la transition de phase liquide-gaz dans les collisions d’ions lourds. Nous avons montré au chapitre précédent que les systèmes en collision ne sont pas thermalisés et ne donnent pas les mêmes résultats que les systèmes préalablement thermalisés dès que leur énergie d’excitation dépasse E_{ml} . Il paraît donc difficile de parler de température lors des collisions, a fortiori de “phase”. La seule conclusion est que la bimodalité marque un changement. Mais la nature de ce changement dépend de la configuration physique. Pour les collisions centrales, la bimodalité marque le passage du mécanisme de fusion/évaporation à la multifragmentation. Elle est liée à la cohésion globale des systèmes préalablement thermalisés (leurs énergies de liaison).

Les collisions périphériques sont à mettre à part. La géométrie joue un rôle important sur la production d’IMF et donc sur les variations de N_{asym} . Elle semble même, pour peu que l’énergie incidente soit assez grande, être responsable de l’apparition de la bimodalité. Cependant, sous l’hypothèse de l’existence des sources (cf chapitre précédent), les particules et fragments de mi-rapacité polluent la reconstruction des QP. A cause de leur présence, les énergies calculées sont surestimées. Heureusement, comme N_{asym} ne fait intervenir que les deux plus gros fragments, cette variable est robuste vis-à-vis de cette pollution. Les fragments de mi-rapacité sont essentiellement légers. Par contre, ils affectent le calcul de l’énergie disponible. Celle-ci est donc potentiellement surestimée. Si nous étions capables de nous débarrasser de ces fragments, les corrélations entre N_{asym} et E_{dispo}/N seraient décalées vers la gauche. Le signal interviendrait à

une énergie disponible plus basse. Le signal se rapprocherait de celui obtenu pour les collisions centrales et donc s'éloignerait de celui des systèmes préalablement thermalisés. La comparaison QP / systèmes préalablement thermalisés aboutirait aux mêmes conclusions que la comparaison collisions centrales / systèmes préalablement thermalisés. Une étude menée par O.Lopez, D. Lacroix et E. Vient basée sur des simulations numériques avec le code HIPSE [89] conclut que dans leur cadre la bimodalité n'est pas un signal de transition de phase de type liquide-gaz du premier ordre [90]. Dans notre cadre, la bimodalité marque un changement de géométrie des collisions périphériques.

Ces interprétations partent de la constatation que le passage du régime $N_1 \gg N_2$ au régime $N_1 \approx N_2$ n'apparaît pas aux mêmes énergies selon la configuration physique initiale. Mais peut-être ce résultat est-il propre à la bimodalité ? Nous avons donc étudié un autre signal : la capacité calorifique négative.

4.4 Capacité calorifique négative

4.4.1 Définition et caractérisation

La capacité calorifique négative est un signal beaucoup moins direct. Il a été proposé par F. Gulminelli et P. Chomaz [44]. Il repose sur l'étude des fluctuations de l'énergie cinétique des noyaux. En théorie, celles-ci sont moins importantes pour un système en collision que pour le même système en équilibre avec un bain thermique car l'énergie totale d'un système canonique fluctue, alors qu'elle est fixe pour un système en collision. En accord avec cette hypothèse, si, lors des collisions, les fluctuations d'énergie cinétique dépassent la valeur qu'elles auraient si le système était en équilibre avec un bain thermique, alors cette anomalie pourrait être une signature d'une transition de phase du premier ordre dans les collisions d'ions lourds.

D'un point de vue théorique,

Les noyaux en collision sont vus comme des systèmes microcanoniques. L'énergie de tels systèmes isolés et équilibrés est supposée être constituée de 2 parties indépendantes : leur énergie cinétique, et leur énergie potentielle. La probabilité $P_{cin}(E_{cin}/E)$ que le système d'énergie totale E ait une énergie cinétique égale à E_{cin} , s'écrit sous ces conditions :

$$P_{cin}(E_{cin}/E) = \frac{\rho_{cin}(E_{cin}) \cdot \rho_{pot}(E - E_{cin})}{\rho_{tot}(E)} \quad (4.3)$$

Où ρ_{cin} et ρ_{pot} sont respectivement les densité d'état des sous ensembles "énergie cinétique" et "énergie potentielle" ; et ρ_{tot} la densité d'état du système complet. Cette équation se réécrit

en introduisant l’entropie de chacun des ensembles, $\rho_{cin} = exp(S_{cin})$, $\rho_{pot} = exp(S_{pot})$ et $\rho_{tot} = exp(S_{tot})$ (la constante de Boltzmann est prise égale à 1) :

$$P_{cin}(E_{cin}/E) = exp(S_{cin}(E_{cin}) + S_{pot}(E - E_{cin}) - S_{tot}(E)) \quad (4.4)$$

Cette probabilité est maximale lorsque les températures canoniques T_{cin} et T_{pot} sont égales. C’est-à-dire lorsque :

$$\frac{1}{T_{cin}} = \frac{\partial S_{cin}}{\partial E_{cin}} = \frac{\partial S_{pot}}{\partial E_{pot}} = \frac{1}{T_{pot}} = \frac{1}{T} \quad (4.5)$$

Où T est donc la température microcanonique du système. En supposant que $P_{cin}(E_{cin}/E)$ a une allure gaussienne proche de E_{cin}^{+prob} , valeur la plus probable de l’énergie cinétique pour une énergie donnée du système, les fluctuations autour de E_{cin}^{+prob} s’écrivent :

$$\sigma_{cin}^2 = T^2 \frac{C_{cin}C_{pot}}{C_{cin} + C_{pot}} = \langle E_{cin}^2 \rangle - \langle E_{cin} \rangle^2 \quad (4.6)$$

Avec C_{cin} et C_{pot} les capacités calorifiques calculées à la température T :

$$\frac{1}{C_{cin}} = -T^2 \frac{\partial^2 S_{cin}}{\partial E_{cin}^2} \quad \text{et} \quad \frac{1}{C_{pot}} = -T^2 \frac{\partial^2 S_{pot}}{\partial E_{pot}^2} \quad (4.7)$$

Enfin, la capacité calorifique du système microcanonique isolé, C_{tot} , s’exprime par :

$$C_{tot} \approx C_{cin} + C_{pot} = \frac{C_{cin}^2}{C_{cin} - \sigma_{cin}^2/T^2} \quad (4.8)$$

Lorsque l’on parle de “C négatif”, on fait référence à C_{tot} . En effet, le terme $C_{cin}T^2$ représente les fluctuations de l’énergie cinétique du système s’il était en équilibre avec un bain thermique. Donc, comme l’énergie totale d’un tel système peut varier, les fluctuations de E_{cin} , σ_{cin}^2 , du système microcanonique doivent être inférieures à $C_{cin}T^2$. Mais s’il arrive que σ_{cin} devienne plus grand que $C_{cin}T^2$, alors C_{tot} devient négatif [45].

Cette anomalie a été proposée comme signal de transition de phase dans la matière nucléaire finie, dont les noyaux en collision sont les seuls représentants accessibles à l’observation.

Dans la pratique,

Il est difficile d’évaluer expérimentalement les grandeurs d’intérêt comme par exemple la température T . Nous allons exposer succinctement un protocole expérimental développé par M. d’Agostino *et al* qui permet de connaître le signe de C_{tot} [86, 46, 87]. Nous insisterons surtout sur les points qui, nous le verrons, différeront avec le cas des simulations. L’étude se fait en trois étapes :

- En accord avec la théorie précédente, l’étude expérimentale des fluctuations de l’énergie cinétique doit être conduite à l’instant de formation des fragments : le Freeze-Out (FO)[64], la date à partir de laquelle les fragments sont séparés les uns des autres et n’interagissent

plus fortement (i.e. ils n’interagissent que de manière Colombienne). Puisque les fragments sont observés à l’infini, la première étape consiste à estimer la configuration à cette date. Pour se faire, le comportement des fragments entre le FO et la date à laquelle ils sont observés doit être connu. Cette information est malheureusement hors de portée. Une hypothèse est donc nécessaire. Il en existe deux [46]. L’hypothèse dite des “fragments froids” suppose que les particules légères sont déjà émises au FO. Elle doivent donc faire partie de la configuration à cette date. Cette hypothèse implique que la désexcitation secondaire des fragments ne résulte qu’en très peu d’émissions (aucune, rigoureusement) de particules légères. L’hypothèse dite des “fragments chauds” suppose tout le contraire : toutes les particules légères proviennent de désexcitations secondaires et doivent donc être “réintégrées” dans les fragments. Une autre méthode consiste à rajouter à chaque fragment une fraction du nombre de particules, au prorata de sa masse.

- La seconde étape concerne les énergies. L’énergie d’excitation se décompose en énergie cinétique thermique et en énergie potentielle :

$$E_{dispo} = E_{cin}^{therm} + E_{pot} \quad (4.9)$$

E_{dispo} est calculée par calorimétrie. E_{pot} est la somme des excès de masse et des interactions Coulombiennes entre les fragments au FO. Cette partie Coulombienne de E_{pot} ne peut être connue expérimentalement. Elle est estimée en répartissant uniformément les charges dans le volume occupé par le système au FO, supposé égal à 3 fois le volume de la matière nucléaire ordinaire [88, 45]. Finalement, E_{cin}^{therm} est estimée. Les fluctuations σ_{cin} de cette énergie par particule en sont déduites.

- La dernière étape avant l’étude du signe de C_{tot} consiste à calculer la température associée à la valeur moyenne de E_{cin}^{therm} . Les deux grandeurs sont reliées par :

$$\langle E_{cin}^{therm} \rangle = \langle \sum_{i=1}^{M_{IMF}} A_i/8 \rangle T^2 + \langle 3/2(M-1) \rangle T \quad (4.10)$$

Le premier terme est l’énergie cinétique interne des fragments au FO (les A_i sont les nombres de constituants des fragments). Le second est la partie thermique de l’énergie cinétique des particules dans le référentiel barycentrique. M_{IMF} est la multiplicité des fragments de charge $Z \geq 3$, $A_i/8$ la densité de niveau supposée des fragments. Les valeurs moyennes sont prises sur l’ensemble des événements.

Comme nous pouvons le voir, l’étude expérimentale du signe de C_{tot} est loin d’être simple.

Dans le cadre des simulations

En comparaison avec l’expérience, et dans l’ordre des étapes :

- Comme nous l’avons montré au 1.3.1, entre le Freeze-Out et la date à laquelle nous observons les collisions, les systèmes n’évoluent que très peu après le FO. En conséquence, nous n’avons adopté aucune hypothèse entre “fragments froids” et “fragments chauds”.

- Toutes les énergies sont des données fournies directement par le code. L’énergie cinétique que nous calculons est la somme de l’énergie cinétique interne des fragments $N > 3$ et de l’énergie cinétique des particules et fragments dans le référentiel barycentrique du système.
- Bien que calculer une température pour un système que l’on sait non thermalisé soit contestable (cf chapitre précédent), T est déterminée comme suit. Toute l’énergie cinétique est supposée sous forme thermique (ceci n’est en toute rigueur valide que pour les systèmes préalablement thermalisés) :

$$T = \frac{2}{3N - 2} \langle E_{cin}^{therm} \rangle = \frac{2N}{3N - 2} \langle E_{cin}^{therm}/N \rangle \quad (4.11)$$

Où N est le nombre de particules. Ce nombre est constant événement par événement pour les collisions centrales et les systèmes préalablement thermalisés. Dans le cas des QP, la température calculée est :

$$T = \frac{2 \langle N \rangle}{3 \langle N \rangle - 2} \langle E_{cin}^{therm}/N \rangle \quad (4.12)$$

Où $\langle N \rangle$ est la taille moyenne des QP sélectionnés. Dans notre cas, les systèmes ne sont qu’en interaction forte. Il n’est pas nécessaire de faire d’hypothèse sur le volume de Freeze-Out. L’énergie disponible dans le cas des collisions centrales et des systèmes préalablement thermalisés est un paramètre. C’est l’énergie de la collision. Pour les QP, il s’agit de l’énergie dissipée à l’avant de l’ellipsoïde (\approx à l’avant du centre de masse), énergie définie et utilisée au chapitre précédent (cf 3.3).

Dans la suite, nous avons comparé les deux membres du dénominateur de l’équation 4.8. C_{cin} est dans notre cas la capacité calorifique d’un système classique constitué de N particules. La valeur de C_{cin} est $(3N - 2)/2N$ dans le cadre microcanonique [2]. Nous avons donc comparé cette valeur à celles du rapport $N\sigma_{cin}^2/T^2$.

4.4.2 Résultats pour le système (68 ;0)

Sur la figure 4.15, les courbes donnant $N\sigma(E_{kin})^2/T^2$ selon $(E_{dispo}/N)/E_{ml}$ sont tracées pour les trois situations physiques. L’énergie incidente par particule dans le cas des collisions périphériques est égale à 120 ESU.. La densité de thermalisation est égale à ρ_0 . La valeur théorique de $N\sigma(E_{kin})^2/T^2$ (cas du gaz parfait classique) est aussi indiquée. Les collisions centrales sont toujours celles pour lesquelles $b/b_{max} \leq 0.1$. Les quasi-projectiles et leurs énergies disponibles sont toujours déterminés par les mêmes méthodes. Les positions de E_{ml} et E_l/N sont indiquées par des droites verticales en pointillés.

Le signal apparaît dans tous les cas. Quelle que soit la situation physique, il existe une zone pour laquelle $N\sigma(E_{kin})^2/T^2$ dépasse la valeur théorique de C_{cin} . Par contre, cette zone dépend de la configuration physique. Pour les collisions centrales, le signal apparaît entre l’énergie de

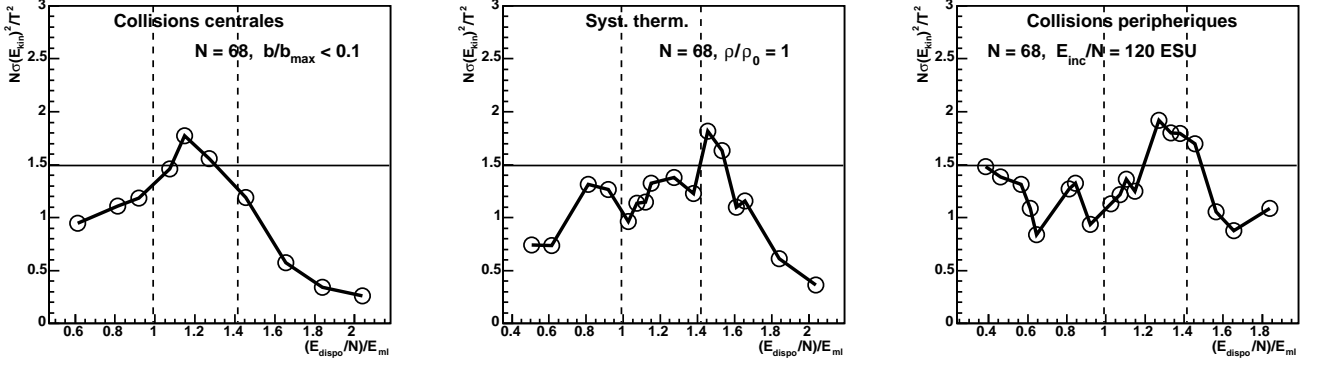


FIG. 4.15 – Evolution du rapport $N\sigma(E_{kin})^2/T^2$ selon l'énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} . La température est définie par $T = \frac{2}{3N-2} \langle E_c \rangle$ ($N = A$ car les systèmes sont neutres ici).

liaison de la particule la moins liée et l'énergie de liaison par particule du système (68;0). Pour les systèmes préalablement thermalisés, le $C < 0$ apparaît un peu après E_l/N . Il est par contre peu marqué. Lorsque l'on étudiera l'influence de ρ , nous développerons ce point. Pour les QP, il apparaît pour une zone en énergie comprise entre celle où il apparaît pour les collisions centrales et celle où il apparaît pour les systèmes préalablement thermalisés. Ensuite, aux très basses énergies ($(E_{dispo}/N)/E_{ml} < 0.4$), $N\sigma^2/T^2$ est proche de $3/2$. Les fluctuations semblent donc être importantes dans ce domaine. Ce résultat est à relier à la multiplicité moyenne observée pour ces systèmes à ces énergies (fig. 3.6) : les QP génèrent 1 résidu de fusion et 4-5 particules légères aux très basses énergies, alors que dans les deux autres situations physiques, la multiplicité moyenne est égale à 1. La présence de particules de mi-rapidité est sûrement responsable de cet écart. En effet, leur prise en compte a pour conséquence la surestimation de l'énergie disponible (E_{dispo}/N).

Comme la bimodalité, l'occurrence de ce nouveau signal dépend du contexte. Les informations qu'il livre sont donc liées à la configuration du système étudié. Nous devons donc de nouveau nous affranchir de l'interprétation habituelle du $C < 0$ en tant que signal de transition de phase. Le fait de l'observer pour des configurations hors équilibre nous y oblige. De plus, les informations qu'il livre sont cohérentes avec celles obtenues avec le signal de bimodalité. Dans le cas des collisions centrales, la capacité calorifique devient négative lorsque le mécanisme de multifragmentation devient dominant (i.e. pour $E_{dispo}/N \gtrsim E_{ml}^{(0)}$). Pour les collisions périphériques, les présents résultats ne permettent pas de conclure. Le $C < 0$ permet juste d'obtenir une limite supérieure à l'énergie de liaison de la particule la moins liée. Et il est lié à la cohésion des systèmes pour les systèmes préalablement thermalisés.

Mais, avant d'aller plus loin, quelle robustesse a le $C < 0$ vis-à-vis des paramètres E_{inc} , ρ

et N ?

4.4.3 Influence de l'énergie incidente pour les collisions périphériques

Nous avons vu lors de l'étude de la bimodalité et des variables de fragmentation que cette énergie a surtout une influence sur la production de fragments de masses intermédiaires ($N > 3$). La production d'IMF des QP est encadrée par celle des systèmes préalablement thermalisés et par celle des collisions centrales pour le domaine des énergies intermédiaires (cf figure 3.24). Quelle conséquence ce résultat a-t-il sur le $C < 0$?

La figure 4.16 est construite comme la figure 4.15. Les courbes donnant $N\sigma(E_{kin})^2/T^2$ selon $(E_{dispo}/N)/E_{ml}$ sont tracées pour $E_{inc} = 90, 120, 150$ et 180 ESU..

Pour $E_{inc}/N = 90$ ESU. et 120 ESU., le signal est identifiable aisément. Pour $E_{inc}/N = 150$ et 180 ESU., les valeurs de $N\sigma^2/T^2$ sont toujours proches de la valeur attendue et franchissent souvent cette limite. Le signal est présent mais est moins clair que pour les énergies incidentes plus faibles.

La façon dont nous avons reconstitué les QP en énergie peut expliquer en partie le rapprochement entre les valeurs calculées de $N\sigma^2/T^2$ et $(3N - 2)/2N$. Pour une énergie disponible choisie E_1/N , nous conservons les événements pour lesquels l'énergie disponible E_2/N est telle que $E_2/N = E_1/N \pm 3$ ESU.. Pour les deux autres situations physiques, l'énergie disponible est rigoureusement égale à E_1 . Contrairement aux autres cas, l'énergie totale des QP fluctue. Ces derniers sont donc plus proches des systèmes équivalents en équilibre avec un bain thermique (pour lesquels $N\sigma^2/T^2 = 3/2$) que les systèmes issus des collisions centrales ou les systèmes préalablement thermalisés. Parallèlement, sous l'hypothèse de l'existence du QP et de la QC, la pollution des particules de mi-rapidité peut aussi être en partie responsable des résultats présentés figure 4.16 [68, 69, 70, 71, 72]. La bimodalité ne s'intéresse qu'aux deux plus gros fragments des collisions. Pour le calcul du $C < 0$, nous nous intéressons à l'ensemble des produits de la collisions. L'étude du signe de C_{tot} est donc beaucoup plus sensible à la mi-rapidité.

Nous pouvons conclure de la figure 4.16 que, pour les collisions périphériques, le signe de C_{tot} est indépendant ou presque de E_{inc} et correspond à celui observé pour les collisions centrales. Toutefois, les résultats seraient sûrement plus fiables s'il nous était possible de supprimer les particules de mi-rapidité des QP et de générer assez d'événements pour réduire l'intervalle de sélection en énergie.

4.4.4 Influence de la densité de thermalisation

La figure 4.17 donne pour le cas thermalisé les mêmes courbes que précédemment avec différentes valeurs de la densité de thermalisation : $\rho_0, \rho_0/3$ et $\rho_0/8$.

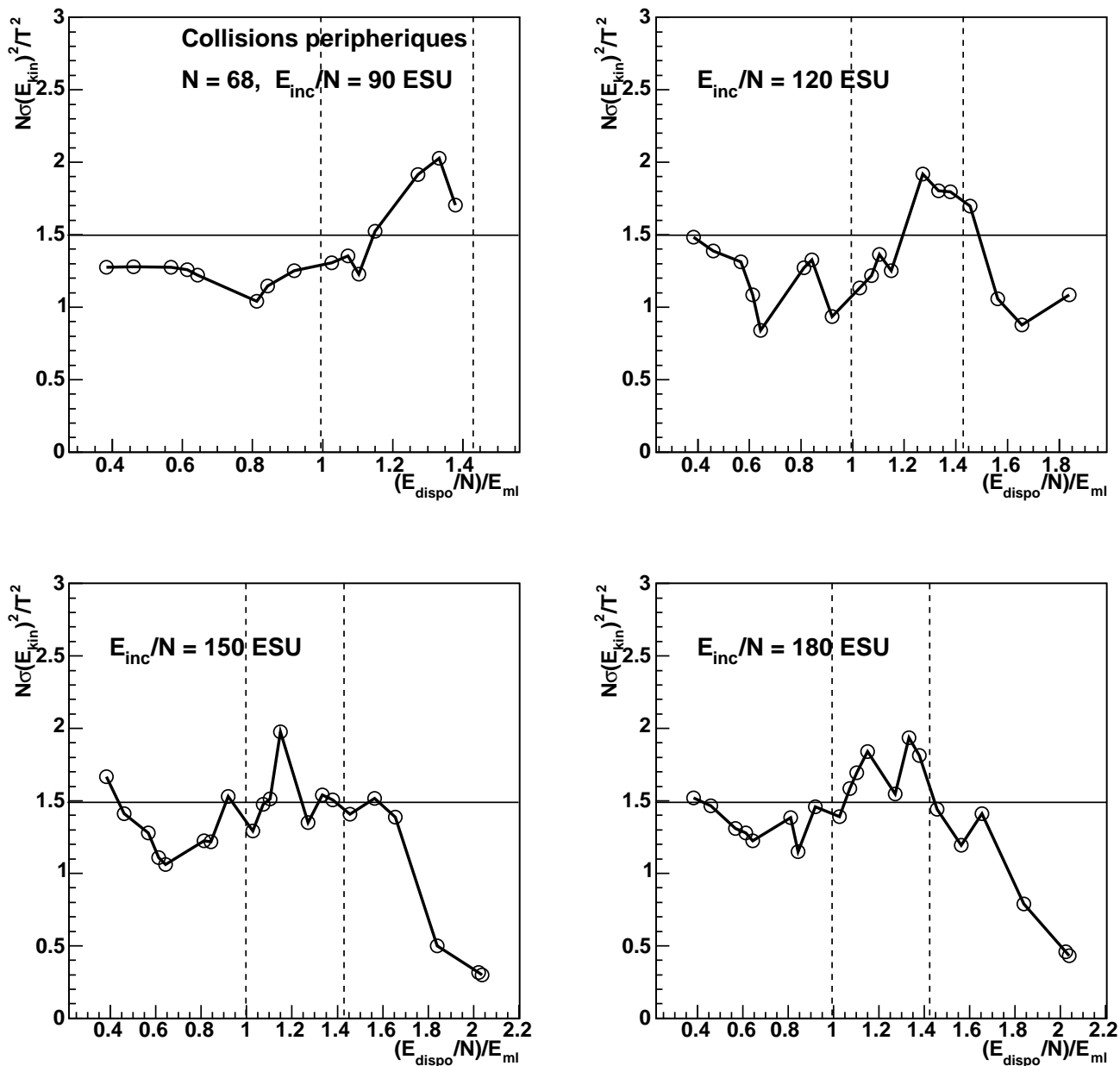


FIG. 4.16 – Evolution du rapport $N\sigma(E_{kin})^2/T^2$ selon l'énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} . La température est définie par $T = \frac{2}{3N-2} \langle E_c \rangle$. Les vitesses sont calculées dans le référentiel barycentrique du quasi-projectile.

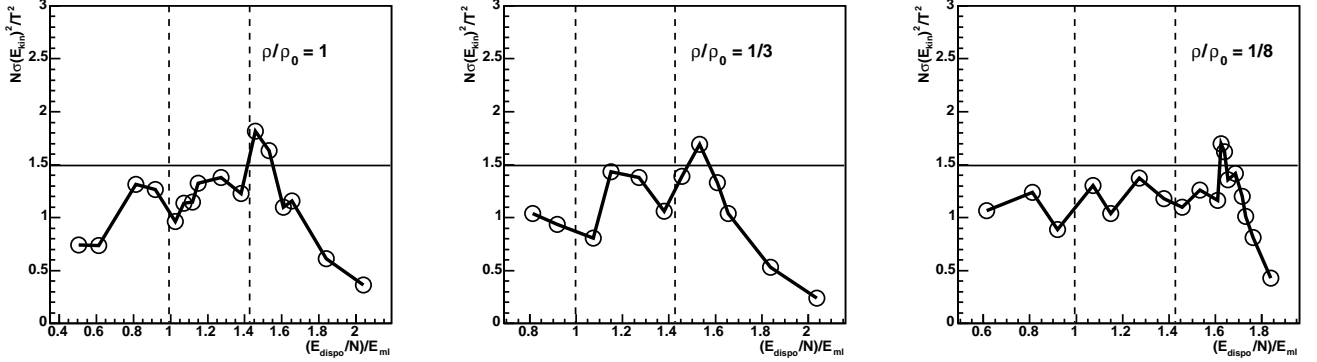


FIG. 4.17 – Evolution du rapport $N\sigma(E_{kin})^2/T^2$ selon l'énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} . La température est définie par $T = \frac{2}{3N-2} < E_c >$ ($N = A$ car les systèmes sont neutres ici).

Le signal apparaît pour une zone en énergie disponible (E_{dispo}/N) proche de l'énergie de liaison du système ($E_l^{(0)}(N = 68)$); et elle se décale légèrement vers les énergies de plus en plus grandes lorsque la densité diminue. La zone où la capacité calorifique est négative est très restreinte quelle que soit ρ . La présence de ce signal est donc confirmée en augmentant le nombre d'événements par énergie d'excitation étudiée; la valeur de $\sigma(E_{cin})$ pouvant être mal estimée pour le faible nombre d'événements utilisé.

Que l'on considère que le signal existe ou non pour les systèmes préalablement thermalisés, les conclusions adoptées pour $\rho = \rho_0$ se généralisent à toutes les densités inférieures à ρ_0 . Les énergies pour lesquelles C est négative dépend donc du contexte physique, et non pas des valeurs de ρ . Il reste à savoir si ces résultats sont spécifiques au système (68;0) ou non.

4.4.5 Influence de la taille

L'influence de la taille du système est illustrée sur les figures 4.18 et 4.19. Elles sont identiques à la figure 4.15 excepté qu'elles donnent les résultats pour les systèmes (100;0) et (26;0). L'énergie incidente par particule des collisions périphériques est égale à 130 ESU. pour (100;0) et 105 ESU. pour (26;0). La densité de thermalisation est égale à ρ_0 .

Pour le système (100;0), la zone d'apparition du signal est similaire à celle obtenue pour le système (68;0) : pour les collisions centrales, il apparaît entre E_{ml} et E_l ; pour le cas thermalisé, il apparaît au niveau de E_l ; Et si signal il y a dans le cas des QP, il apparaît entre E_{ml} et E_l . De plus, les études de l'influence de E_{inc} et ρ pour le système (100;0) ont révélé que ces deux paramètres ont la même influence que pour le système (68;0).

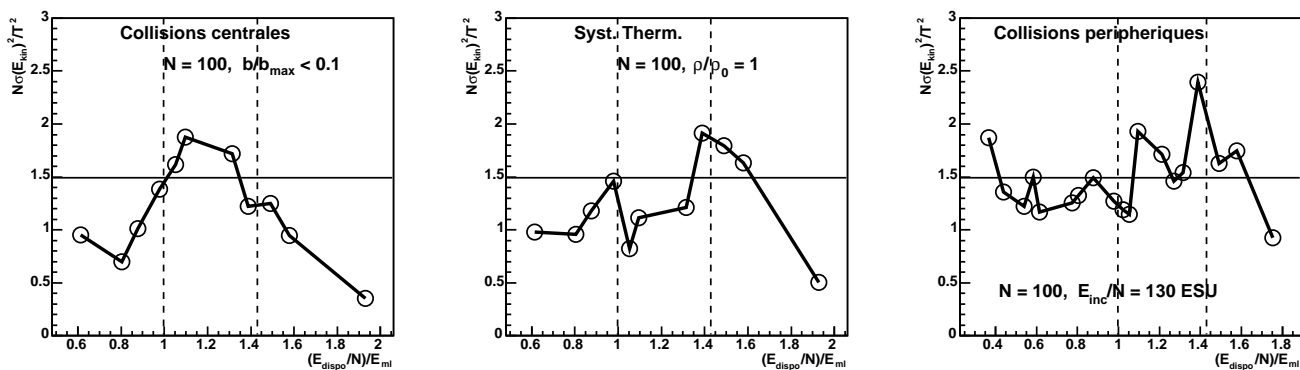


FIG. 4.18 – Evolution du rapport $N\sigma(E_{kin})^2/T^2$ selon l'énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} . La température est définie par $T = \frac{2}{3N-2} \langle E_c \rangle$ (N car les systèmes sont neutres ici).

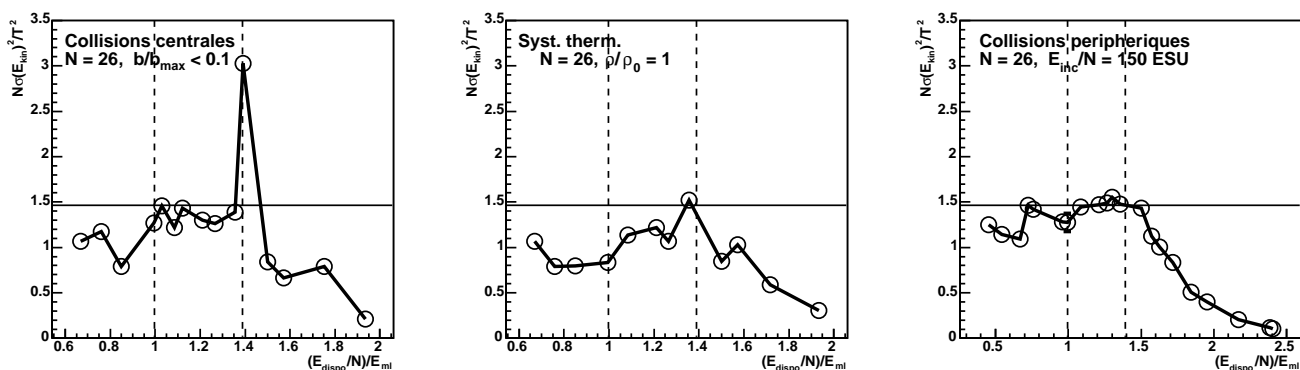


FIG. 4.19 – Evolution du rapport $N\sigma(E_{kin})^2/T^2$ selon l'énergie du système E_{dispo}/N normalisée à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système E_{ml} . La température est définie par $T = \frac{2}{3N-2} \langle E_c \rangle$ (N car les systèmes sont neutres ici).

Les résultats pour le système (26; 0) se distinguent nettement. Le $C < 0$ apparaît pour l’énergie de liaison du système dans tous les cas. Par contre, il serait nécessaire pour les collisions périphériques et les systèmes préalablement thermalisés d’augmenter le nombre d’événements pour rendre les signaux plus visibles.

En dernière remarque, signalons que pour les systèmes préalablement thermalisés le signal est clairement visible pour $N=100$ et peu visible pour $N=26$. Pour $N=68$, nous avons déjà remarqué que le signal était peu marqué. Il est possible que ce signal soit dépendant de la taille. Cette étude préliminaire doit être complétée en augmentant le nombre d’événements étudiés, de façon à réduire les incertitudes sur $\sigma(E_{cin})$.

4.5 Synthèse des résultats sur le $C < 0$

Tout d’abord, le C_{tot} devient négatif quelle que soit la situation physique de départ. Par contre, la zone en énergie pour laquelle il est négatif dépend de la configuration physique du système. Pour les systèmes préalablement thermalisés, le $C < 0$ peut marquer le passage entre une phase “liquide”, où le plus gros fragment est pratiquement de la taille du système, à une phase “gazeuse”, où le système est constitué de fragments légers et de particules isolées. Pour les collisions centrales, nous pouvons dire que C_{tot} devient négatif lorsque le mécanisme de fusion/évaporation fait place au mécanisme de multifragmentation. Quant aux collisions périphériques, le signal apparaît dans une zone en énergie similaire à celle des collisions centrales. Augmenter le nombre d’événements (environ 100 pour chaque énergie pour l’instant) permettrait d’obtenir un signal plus clair.

4.6 Conclusion générale sur les 2 signaux de transition de phase

Pour reprendre les principaux résultats de l’étude comparative des comportements des systèmes placés en situation de collisions ou en situation thermalisée, nous avons tracé la figure 4.20 sur laquelle sont reportés les domaines en énergie pour lesquels les systèmes considérés et les systèmes préalablement thermalisés donnent les mêmes résultats (zone noire), ou non (zones blanches). En accord avec ce code de couleur, les systèmes préalablement thermalisés présentent un seul domaine, de couleur noire. Les systèmes en collisions centrales présentent deux zones : celle des basses énergies en noir et les énergies plus hautes en blanc. Pour les QP, la zone grise est la zone pour laquelle les résultats sont proches de ceux des systèmes préalablement thermalisés sans leur être équivalents. Il subsiste des divergences sûrement dues à la présence de particules et fragments de mi-rapidité dans la reconstruction des quasi projectiles sous l’hypothèse que des sources bien définies sont formées durant les collisions. Une autre explication est envisageable : plusieurs résultats suggèrent que le système étudié est plutôt un col qui se

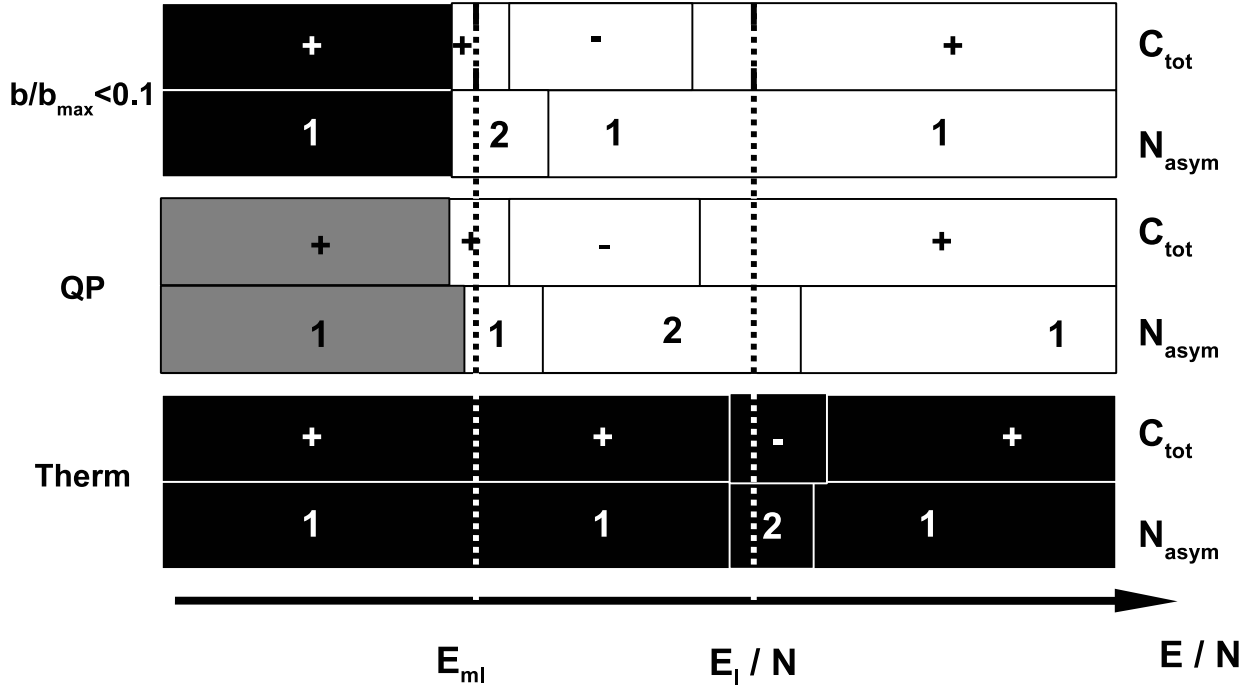


FIG. 4.20 – Schéma récapitulatif des principaux résultats des deux chapitres sur l'étude comparative des configurations physiques des noyaux. Le caractère bimodal de N_{asym} est indiqué par un (2), le signe de C_{tot} est indiqué par un (+) ou un (-).

brise que deux sources qui se désexcitent [56]. La figure présente aussi les zones où C_{tot} est négatif (-), positif (+) ou sans signe défini (?) et les zones où N_{asym} est bimodal (2) ou non (1).

Ce schéma résume les principaux résultats de l'étude :

Tout d'abord, pour les systèmes classiques en interaction forte, les systèmes en collision ne sont pas préalablement thermalisés dès que leur énergie dépasse l'énergie de liaison de la particule la moins liée, ni ne peuvent être décrits par des systèmes préalablement thermalisés ([4] et chap. 3). Par ailleurs, les signaux communément appelés "bimodalité" et " $C < 0$ " sont présents dans nos simulations. Mais la zone en énergie pour laquelle ils apparaissent dépend justement de la configuration physique initiale.

Ensuite, ces deux signaux ont un comportement cohérent, qui dépend du contexte. Lorsqu'il est sûr que C_{tot} devient négatif, c'est aux mêmes énergies que le caractère bimodal de N_{asym} apparaît. Pour les collisions centrales, ces signaux marquent le passage du mécanisme de fusion/évaporation à la multifragmentation. Ils sont liés à la cohésion globale des systèmes préalablement thermalisés (leurs énergies de liaison). Ils peuvent être interprétés comme signaux de transition de phase pour ces systèmes. Quant aux collisions périphériques, ils s'interprètent

dans ce cas comme la signature d’un changement de la géométrie de la collision.

Pour finir, les résultats sur la bimodalité et le $C < 0$ montrent que pour les systèmes classiques l’interprétation commune de ces signaux est sujette à caution. Les noyaux et les systèmes classiques n’ont pas la même structure, et il est raisonnable de penser que ces résultats ne sont pas transposables au cas nucléaire. Peut-être que le caractère quantique a une influence sur la thermalisation des noyaux lors des collisions par exemple. Sous cette hypothèse, la discussion est close. Les présents résultats ne sont valables que pour les systèmes classiques. Si l’on suppose au contraire le comportement des noyaux et celui des systèmes classiques comparables lors des collisions, ces résultats offriraient un éclairage nouveau sur les collisions d’ions lourds. Si on rapproche ces nouveaux résultats de ceux du chapitre précédent, il serait inutile de faire appel à l’hypothèse de thermalisation des noyaux pour interpréter les signaux de bimodalité ou de $C < 0$. Pour spéculer encore un peu plus, la question de l’interprétation des collisions en tant que matière nucléaire serait relancée : comment relier les résultats des collisions avec les paramètres de l’équation d’état de la matière nucléaire infinie s’ils ne sont manifestement pas en équilibre ? Si les effets de taille finie (surface) prédominent ? Les modèles statistiques se retrouveraient n’être qu’effectifs et seule une approche dynamique pourrait apporter des éléments de réponse à la problématique des collisions d’ions lourds. Avec le code CNBD, nous avons un très bon accord qualitatif avec l’expérience. Mais il serait bon d’avoir à disposition un modèle dynamique qui tienne correctement compte du caractère quantique des noyaux.

Toutes ces implications resteront au conditionnel tant qu’il ne sera pas établi d’équivalence entre le comportement en collision des noyaux et celui de systèmes numériques. Et une telle équivalence peut très bien ne pas être possible. Nous avons fait un modeste pas dans cette direction : nous allons montrer au chapitre suivant comment, à partir de systèmes en interaction forte, nous avons obtenu des systèmes dont les propriétés sont similaires à celles des noyaux. Nous allons voir quelles sont les caractéristiques de ces systèmes. Et nous étudierons les simulations de collisions entre ces systèmes.

Chapitre 5

Vers les données nucléaires

Ce chapitre présentant le résultat de l'ajustement des propriétés des systèmes générés avec CNBD sur les propriétés des noyaux, les unités utilisées seront celles de la physique nucléaire. Dans le même esprit, le nombre de particules chargées sera représenté non plus par la lettre P , mais par la lettre Z comme pour les noyaux.

5.1 Ajustement des potentiels V_{fort} et V_{rep}

Nous avons cherché à rapprocher la cohésion et la taille de nos systèmes classiques de celles des noyaux; respectivement caractérisées par l'énergie de liaison $B(A, Z)$ et le rayon caractéristique $R^{(Nuc)}$ (le (Nuc) indique qu'il s'agit des noyaux). Dans le cadre de CNBD, la cohésion et la taille des systèmes sont marquées respectivement par l'énergie de liaison $E_l^{(f)}$ (telle qu'elle a été définie au 1.2.3 et au 2.3.3) et par le rayon carré moyen $RCM^{(f)}$ (le (f) indique qu'il s'agit des systèmes différenciés étudiés dans ce chapitre).

$B(A, Z)$ et $R^{(Nuc)}$ sont des propriétés des noyaux qu'il est possible de modéliser de façon classique. Chacune a été ajustée par des formules semi-empiriques. $B(A, Z)$ est donnée par la formule de goutte liquide. La littérature donne différentes valeurs aux termes de volume $a_v^{(Nuc)}$, de surface $a_s^{(Nuc)}$, de Coulomb $a_c^{(Nuc)}$ et de symétrie $a_{sym}^{(Nuc)}$. Nous avons retenu l'ensemble suivant [93] :

$$a_v^{(Nuc)} = 15.75 MeV, \quad a_s^{(Nuc)} = 17.8 MeV, \quad a_c^{(Nuc)} = 0.71 MeV \text{ et } a_{sym}^{(Nuc)} = 94.8 MeV \quad (5.1)$$

$R^{(Nuc)}$ est donné par la formule :

$$R^{(Nuc)} = R_0^{(Nuc)} A^{1/3} \quad (5.2)$$

où $R_0^{(Nuc)}$ est une constante comprise entre 1.1 et 1.2 fm. Ces paramétrisations sont simples et permettent de n'avoir qu'une caractérisation grossière des noyaux. D'un autre côté, les systèmes générés par CNBD ne sont que des entités classiques. Il serait donc déraisonnable d'espérer reproduire plus que grossièrement les propriétés des noyaux avec ce type de systèmes. Nous

avons donc cherché à ajuster les valeurs de $E_l^{(f)}$ et $RCM^{(f)}$ sur les valeurs des fonctions de fit de $B(A, Z)$ et $R^{(Nuc)}$. En d'autres termes, nous n'avons pas tenté de rapprocher les valeurs de $E_l^{(f)}$ et $RCM^{(f)}$ des valeurs expérimentales de $B(A, Z)$ et de $R^{(Nuc)}$, mais plutôt des valeurs données par leurs paramétrisations.

Dans notre cadre, la seule façon de modifier la cohésion et le volume occupé par les systèmes est de changer les valeurs des paramètres de l'interaction V_{tot} . Au chapitre 2, nous avons vu quelle influence ces paramètres peuvent avoir sur $E_l^{(f)}$ et sur $RCM^{(f)}$. Nous avons aussi présenté les différents types de systèmes que nous avons étudiés : les systèmes neutres, les systèmes chargés et les systèmes dits "différenciés". Les systèmes neutres ne sont pas soumis à un potentiel de type Coulomb. La répulsion dans les systèmes chargés n'est pas contre-balancée. Les systèmes chargés sont d'autant plus déstabilisés qu'ils sont chargés. Par contre, la plus forte énergie des liaisons pseudo-neutron / pseudo-proton par rapport aux autres types de liaisons dans les systèmes différenciés peut contre-balancer la répulsion du potentiel V_{rep} . Il est donc envisageable pour ces systèmes de faire en sorte que le système le plus stable pour un A donné soit chargé. Nous avons donc logiquement tenté de reproduire la cohésion des noyaux et le volume qu'ils occupent à l'aide de ces systèmes.

5.2 Processus d'ajustement

Pour rapprocher les propriétés de nos systèmes de celles des noyaux, nous avons contraint les valeurs de $E_l^{(f)}$ et $RCM^{(f)}$ d'un certain nombre de systèmes en modifiant les paramètres de V_{tot} . Les ensembles étudiés contiennent : 8, 12, 16, 20, 32, 40, 62 ou 92 particules. Pour chaque A , le rapport Z/A considéré va de 0 à 3/4. De plus, les systèmes correspondant aux isotopes les plus proches de la vallée de stabilité des noyaux ont été ajustés pour les charges 4, 8, 15, 18, 28 et 40. Nous avons choisi de n'étudier que cet échantillon de systèmes pour limiter le temps CPU.

Nous avons donc fait varier les valeurs des paramètres V_{min} , ΔV_{min} , r_0 et r_1 jusqu'à obtenir des valeurs de $E_l^{(d)}$ et $RCM^{(d)}$ les plus proches possibles de celles de $B(A, Z)$ et de $R^{(Nuc)}$. La répulsion Coulombienne est parfaitement connue. V_{rep} est rigoureusement équivalent au potentiel Coulombien. La valeur de c est donc imposée et est égale à 1.44 MeV.fm.

Au chapitre 2, nous avons vu que pour influencer sur la taille des systèmes sans modifier leurs énergies caractéristiques, il suffisait de changer r_0 et r_1 sous la contrainte r_0/r_1 constant. Nous avons donc créé de nombreuses fois les systèmes sélectionnés en modifiant après chaque campagne de génération les valeurs de r_0 et r_1 sans changer r_0/r_1 pour amener par étape à faire correspondre le mieux possible les tailles des systèmes avec celles des noyaux correspondants.

Quant à l'énergie de liaison, nous avons laissé r_0 et r_1 inchangés après l'ajustement sur les tailles et nous avons joué sur V_{min} et ΔV_{min} . Au chapitre 2, nous avons vu que la modification

de ces paramètres ne change pas ou très peu la taille des systèmes. Comme précédemment, le protocole d'ajustement est basé sur les étapes suivantes :

1. Génération des systèmes choisis pour l'étude avec des valeurs données de V_{min} et ΔV_{min} .
2. Calcul de l'énergie de liaison de ces systèmes.
3. Estimation de nouvelles valeurs de V_{min} et ΔV_{min} susceptibles d'améliorer l'ajustement.

Nous avons répété ces trois étapes autant de fois que nécessaire. Les résultats sont présentés dans les sections suivantes.

5.3 Résultats de l'ajustement

5.3.1 Allure du potentiel V_{tot} obtenu

Les valeurs des paramètres que nous avons trouvées sont les suivantes :

$$V_{min} = -0.5 \text{ MeV}, \Delta V_{min} = 2.8 \text{ MeV}, r_0 = 2.8 \text{ fm}, r_1 = 3.5 \text{ fm}, c = 1.44 \text{ MeV.fm} \quad (5.3)$$

il n'est pas prouvé que les valeurs trouvées ici soient les meilleures possibles. Nous n'avons utilisé aucune technique, comme par exemple la méthode du χ^2 , pour fitter nos données sur les données nucléaires car aucune relation mathématique n'existe à ce jour entre les paramètres de l'interaction et les propriétés des systèmes. L'étude de l'influence des paramètres a d'ailleurs pour autre but, à terme, de trouver de telles relations dans notre cas classique, si elles existent. Les valeurs des paramètres sont bien différentes de celles employées jusqu'ici, nous vous présentons donc sur la figure 5.1 les potentiels à deux corps qui régissent les interactions entre deux particules chargées (courbe en tirets), entre deux particules neutres (courbe en pointillés) et entre deux particules d'isospins différents (courbe en trait plein).

Les liaisons chargée-neutre sont très favorisées par rapport aux autres qui sont tout de même liantes. En particulier, deux particules neutres peuvent être liées, contrairement aux neutrons. Pourtant, nous allons voir que les propriétés statiques des systèmes générés sont proches de celles des noyaux.

D'autres potentiels à deux corps ont été utilisés dans la littérature. Nous allons montrer que les caractéristiques du potentiel V_{tot}^{np} obtenu ici ne sont pas quantitativement éloignées des caractéristiques des potentiels déjà disponibles dans la littérature. La figure 5.2 présente les allures des interactions entre un pseudo-neutron et un pseudo-proton proposés dans les références [15, 19] (Yukawa) et [21, 22, 27] (Lennard-Jones), ainsi que celle du potentiel utilisé ici. Tout d'abord, tous les potentiels ont la même allure générale. Ensuite, la portée dans notre cas est plus petite : l'équivalent de r_1 (qui vaut 3.5 fm) est compris entre 4 et 6 fm dans les autres modèles. La position du puits de potentiel est plus grande et sa valeur est plus petite dans notre cas : l'équivalent de r_0 (qui vaut 2.8 fm) est compris entre 1.4 et 2.5 dans les

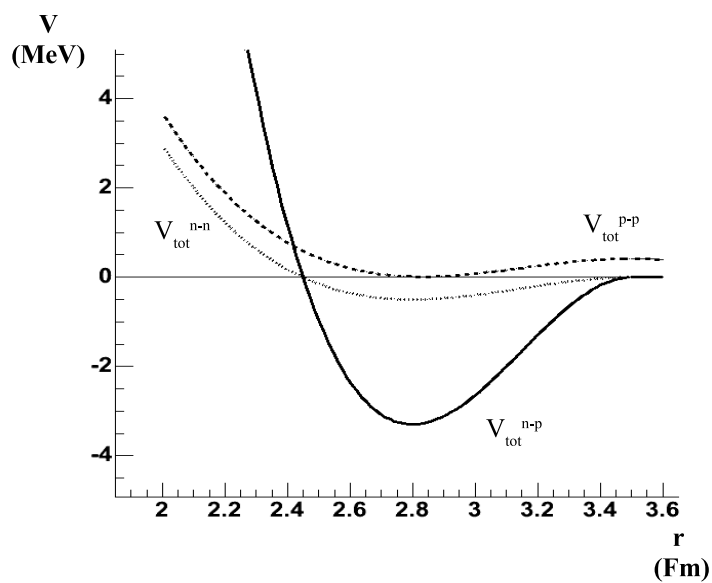


FIG. 5.1 – Allure du potentiel à deux corps selon le type de liaison pour $V_{min} = -0.5$ MeV, $\Delta V_{min} = 2.8$ MeV, $r_0 = 2.8$ fm, $r_1 = 3.5$ fm et $c = 1.44$ MeV.fm).

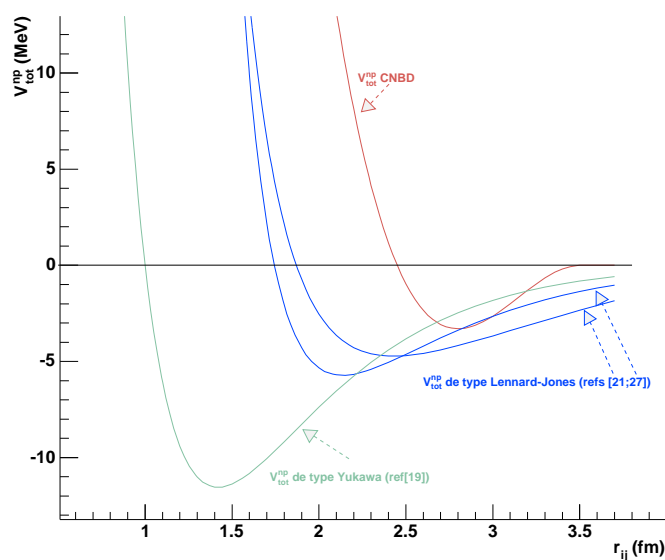


FIG. 5.2 – Allure du potentiel entre un pseudo-neutron et un pseudo-proton pour différentes études.

références précédentes, l'équivalent de $V_{min} - \Delta V_{min}$ (-3.3 MeV) est comprise entre -4 et -6 MeV pour les potentiels de type Lennard-Jones et est inférieure à -10 MeV pour le potentiel de type Yukawa. Malgré ces différences, tous ces potentiels sont proches. Le potentiel V_{fort} ne se démarque pas des autres de manière surprenante. Attention cependant, la dynamique n'est pas gérée dans chacun des cas présentés ici de la même manière : dans la référence [19] les potentiels d'interactions entre particules de même isospin sont toujours répulsifs, contrairement à notre cas ; et dans les références [21] et [27] un potentiel simulant le principe de Pauli en tant que tel est incorporé aux codes.

5.3.2 Géométrie et taille

La formule du rayon carré moyen prend la forme du cas nucléaire :

$$RCM^{(f)} = R_0^{(f)} A^{1/3} \quad (5.4)$$

Dans la formule correspondante (5.2), l'équivalent de $R_0^{(f)}$ vaut entre 1.1 et 1.2 fm. Nous avons donc eu plus de liberté avec cet ajustement. Le résultat du fit est présenté sur la figure 5.3. Les données sont les valeurs moyennes des rayons carrés moyens des systèmes de même taille. L'écart type est aussi représenté, mais n'est pas visible car il ne vaut jamais plus de 10^{-2} fm. Le fit de la relation 5.4 correspond à la droite continue, tandis que les droites en pointillées correspondent au cas nucléaire pour les deux valeurs extrêmes du paramètre $R_0^{(Nuc)}$.

Tout d'abord, le rayon carré moyen des systèmes est compris entre les limites du cas nucléaire. Ensuite, la valeur de $R_0^{(f)}$ est aussi comprise entre 1.1 et 1.2 fm. Nous avons donc réussi à faire correspondre les rayons caractéristiques des systèmes et des noyaux.

De plus, la qualité du fit est excellente. La minimisation du χ^2 a donné une erreur relative moyenne entre les données fournies par CNBD et leur fit de 1.7 % et une erreur relative maximum égale à 5.0 %. Pour des raisons évidentes de temps de calcul, nous avons ajusté la formule sur le domaine $A \in [0; 100]$. Pour se rendre compte de la qualité du fit pour les plus lourds, nous avons généré les systèmes suivants : le ${}_{54}^{129}Xe$ et le ${}_{79}^{197}Au$. Le tableau 5.1 résume les résultats. Les données fournies par le code restent dans l'intervalle donné par la formule 5.2 pour ces deux systèmes lourds, et l'ajustement est aussi bon pour ces systèmes que pour les systèmes sur lesquels $R_0^{(f)}$ a été ajusté.

En conclusion, nous avons pu ajuster le rayon caractéristique de nos systèmes, le rayon carré moyen, sur le rayon caractéristique des noyaux. Nous avons vu que la formule nucléaire était bien modélisée, et qu'un test sur deux systèmes éloignés de ceux utilisés pour le fit a été concluant : non seulement les données du code restent dans l'intervalle permis, mais l'erreur du fit sur les données reste du même ordre.

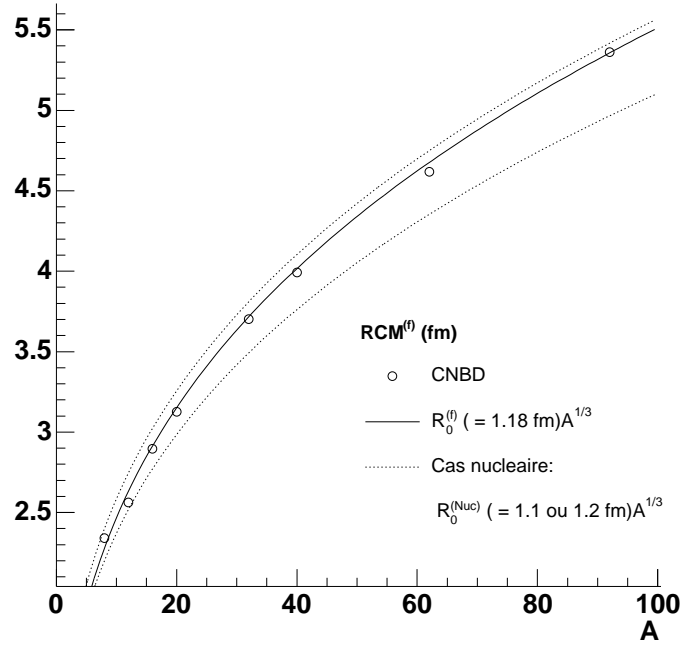


FIG. 5.3 – Rayon carré moyen des systèmes chargés avec différenciation entre les liaisons en fonction de leurs tailles A . La courbe noire est le fit sur les données du code. Les courbes en pointillés représentent le rayon des noyaux avec les deux valeurs extrêmes du paramètre $R_0^{(Nuc)}$

Système	CNBD fm	Noyau fm	Fit fm	$\Delta_{(CNBD-Fit)}$ %
$^{129}_{54}Xe$	6.02	5.56 - 6.06	5.96	1.0
$^{197}_{79}Au$	6.96	6.40 - 6.98	6.87	1.3

TAB. 5.1 – Valeurs du rayon caractéristique pour le cas simulé (CNBD), le cas réel, et le fit sur les données *des simulations*.

5.3.3 Répartition des pseudo-neutrons et pseudo-protons dans les systèmes

Sur la figure 5.4 sont représentées les distances au centre de masse des pseudo-neutrons (0) et des pseudo-protons (+) pour 4 systèmes qui nous ont servi de projectile ou cible pour les simulations de collisions. Quel que soit le nombre de ses constituants (mais tels que $A > 13$; cf 1.2.3), un système est toujours constitué de couches concentriques de particules (figures 2.17 et 2.21). La surface est constituée d'autant de pseudo-neutrons que de pseudo-protons. Au chapitre 2, nous avons vu que la compétition entre la répulsion due à V_{rep} et le gain de stabilité dû au renforcement des liaisons particule chargée / particule neutre décidait de la composition de la surface d'un système : Lorsque ΔV_{min} est nul, la surface n'est composée que de pseudo-protons. Et lorsque l'on augmente ΔV_{min} pour une valeur de c donnée, la proportion de pseudo-neutrons de la surface augmente. Pour les valeurs envisagées dans ce précédent chapitre, les pseudo-protons restaient majoritaires.

Pour les noyaux, la distribution de neutrons a une extension spatiale un peu plus grande que celle des protons. Les noyaux semblent avoir une "peau de neutrons" que les systèmes classiques n'ont pas.

5.3.4 Energie de liaison

Pour cette caractéristique, la plus grande difficulté n'a pas été de faire en sorte que le système (40;18) ait une énergie égale à celle de ${}^{40}_{18}Ar$ donnée par la formule de masse des noyaux. Changer l'énergie de liaison d'un système est relativement simple en jouant sur V_{min} . La plus grande difficulté a été de faire en sorte que le système (40;18) soit le plus stable des isobares.

L'énergie de liaison dépend de deux variables : la charge et le nombre de constituants des systèmes. La figure 5.5 montre l'évolution de $E_l^{(f)}$ pour les isobares de huit systèmes différents ; tandis que la figure 5.6 montre cette évolution pour les isotopes proches de celui qui est le plus stable pour les noyaux de charges 4, 8, 15, 18, 28 et 40. Pour chacune des tailles (A) ou des charges (Z) nous avons tracé d'une part l'énergie de liaison des noyaux selon la formule de goutte liquide pour les valeurs choisies des paramètres 5.1 ; et d'autre part les valeurs obtenues par le code (ronds) et l'ajustement de la formule 2.25 sur ces valeurs. Il s'est rapidement avéré qu'il était vain de tenter de pousser l'ajustement à plus de 10 % des valeurs recherchées ; et c'est devenu notre objectif. Cette erreur que nous nous sommes permise est aussi reportée sur les courbes, en pointillés.

Les isobares ont été les premiers étudiés. Il n'a pas été possible de mieux contraindre les pentes. Les systèmes éloignés de la vallée de stabilité sont surliés comparés aux noyaux équivalents, lorsque ceux-ci existent. Les systèmes neutres notamment restent liés. Par contre,

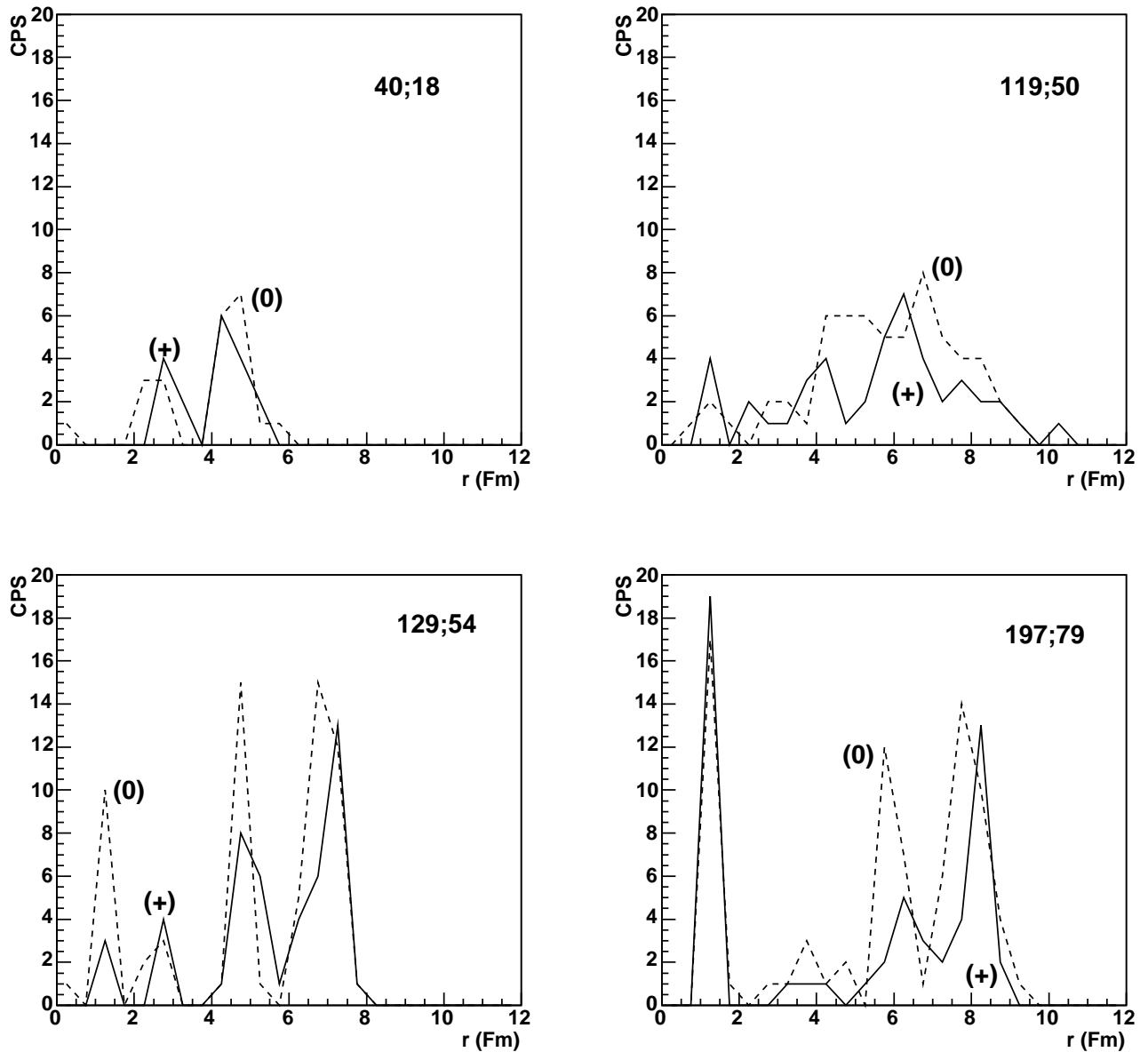


FIG. 5.4 – Distance au centre de masse des pseudo-neutrons (ligne en pointillés) et des pseudo-protons (ligne continue) des systèmes 40; 18 ($^{22}_{18}\text{Ar}$), 119; 50 ($^{119}_{50}\text{Sn}$), 129; 54 ($^{129}_{54}\text{Xe}$) et 197; 79 ($^{197}_{79}\text{Au}$).

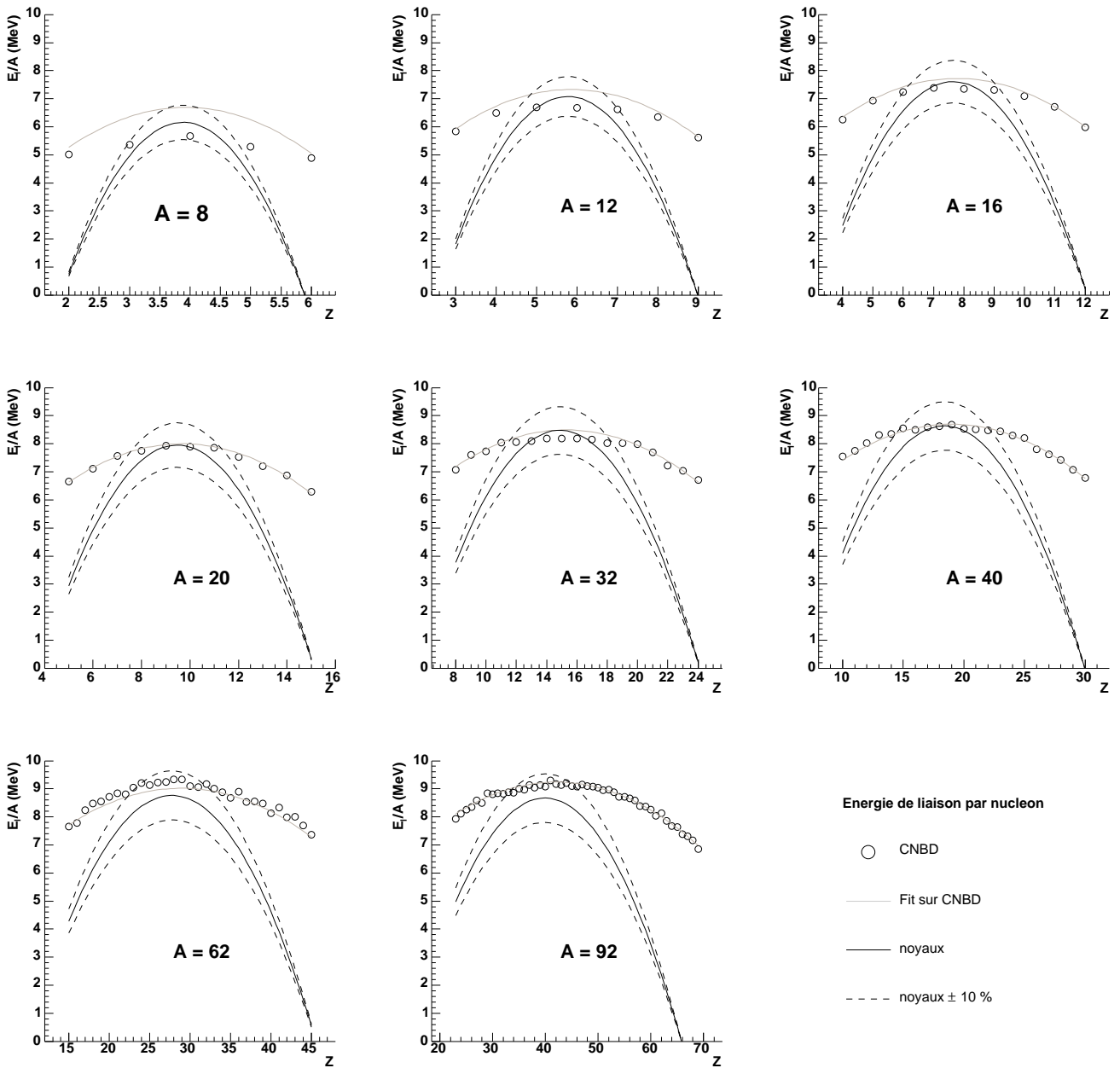


FIG. 5.5 – Energie de liaison des isobares.

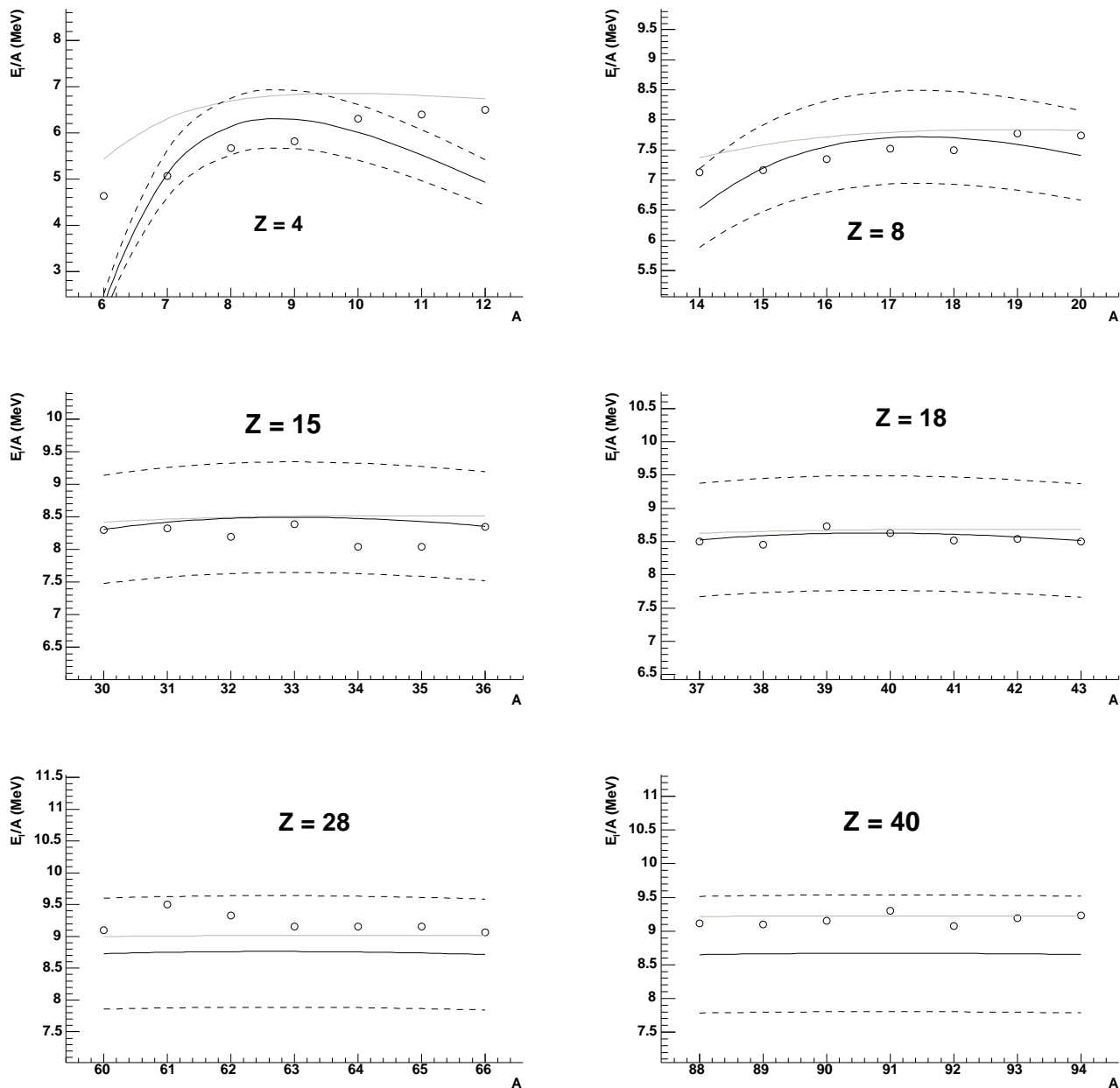


FIG. 5.6 – Energie de liaison des isotopes.

Système	CNBD MeV	Noyau MeV	Fit MeV	$\Delta_{(CNBD-Fit)}$ %	$\Delta_{(CNBD-Noyaux)}$ %
${}^{129}_{54}Xe$	9.19	8.42	9.35	1.7	9.1
${}^{197}_{79}Au$	9.22	7.90	9.44	2.4	16.7

TAB. 5.2 – Valeurs de l'énergie de liaison pour le cas simulé (CNBD), le cas nucléaire, et le fit sur les données *des simulations*.

les isotopes montrent que la zone de la vallée de stabilité est assez bien reproduite, les valeurs restant toutes dans les barres d'erreurs que nous nous sommes fixées. L'isotope le plus stable dans le cas des systèmes classiques (CNBD) n'est pas toujours le même que dans le cas des noyaux. Les valeurs des paramètres de la formule de goutte liquide 2.25 pour ce cas sont :

$$a_v^{(f)} = 12.1 \text{ MeV}, \quad a_s^{(f)} = 10.6 \text{ MeV}, \quad a_c^{(f)} = 0.11 \text{ MeV} \text{ et } a_{sym}^{(f)} = 24.1 \text{ MeV} \quad (5.5)$$

Toutes les données (isobares et isotopes) ont servi au calcul. La formule de goutte liquide des noyaux est basée sur les données expérimentales des noyaux moyens et lourds. Elle n'a pas pour vocation de reproduire l'énergie de liaison des noyaux très légers. Le fit n'est pas de bonne qualité pour les systèmes légers. La formule dans le cas des systèmes (CNBD) a la même limitation. L'erreur moyenne est égale à 1.6 % sans tenir compte de la taille $A = 8$ et de la charge $Z = 4$. L'erreur maximale vaut 9.8 %. Ces résultats ne sont pas isolés. Par exemple dans la référence [22] où un potentiel de Lennard-Jones est utilisé, l'énergie de liaison des noyaux moyens (${}^{20}Ne - > {}^{82}Kr$) est reproduite avec une précision minimum de 10%. Pour tester l'efficacité du fit, les valeurs expérimentales, les valeurs des simulations et les valeurs données par le fit pour les systèmes ${}^{129}_{54}Xe$ et ${}^{197}_{79}Au$ sont indiquées dans le tableau 5.2.

D'une part le fit sur les données de simulation est de bonne qualité, l'erreur restant proche de la moyenne pour ces deux systèmes lourds. Par contre, l'accord entre CNBD et le cas nucléaire se dégrade avec le nombre de constituants. L'écart reste dans les limites des 10% pour ${}^{129}_{54}Xe$, mais les franchit pour ${}^{197}_{79}Au$. De plus, au lieu de diminuer, l'énergie de liaison entre ces deux systèmes reste approximativement la même. De tous les systèmes de la vallée de stabilité étudiés ici, ${}^{197}_{79}Au$ est le plus lourd. C'est celui dont le rapport Z/A est le plus faible, et donc celui pour lequel le terme d'asymétrie a le plus grand rôle à jouer. Et $a_{sym}^{(f)}$ est très plus éloigné de son homologue des noyaux ($a_{sym}^{(Nuc)}/a_{sym}^{(f)} \approx 4$). L'exemple de l' ${}^{197}_{79}Au$ illustre le principal défaut de la physique qui sous-tend nos systèmes : La perte de cohésion dans les noyaux due à l'asymétrie entre neutrons et protons n'est pas bien reproduite dans CNBD.

Finalement, la courbe 5.7 représente la vallée de stabilité selon les formules de goutte liquide des systèmes et des noyaux. La variable choisie est la charge, comprise entre $Z = 2$ et $Z = 101$. Pour chaque valeur, les isotopes dont l'énergie de liaison égale celle du plus stable d'entre eux à 1% près sont indiqués par les barres d'erreurs.

Pour $Z < 60$, la vallée de stabilité des noyaux est bien reproduite par nos systèmes. L'isotope

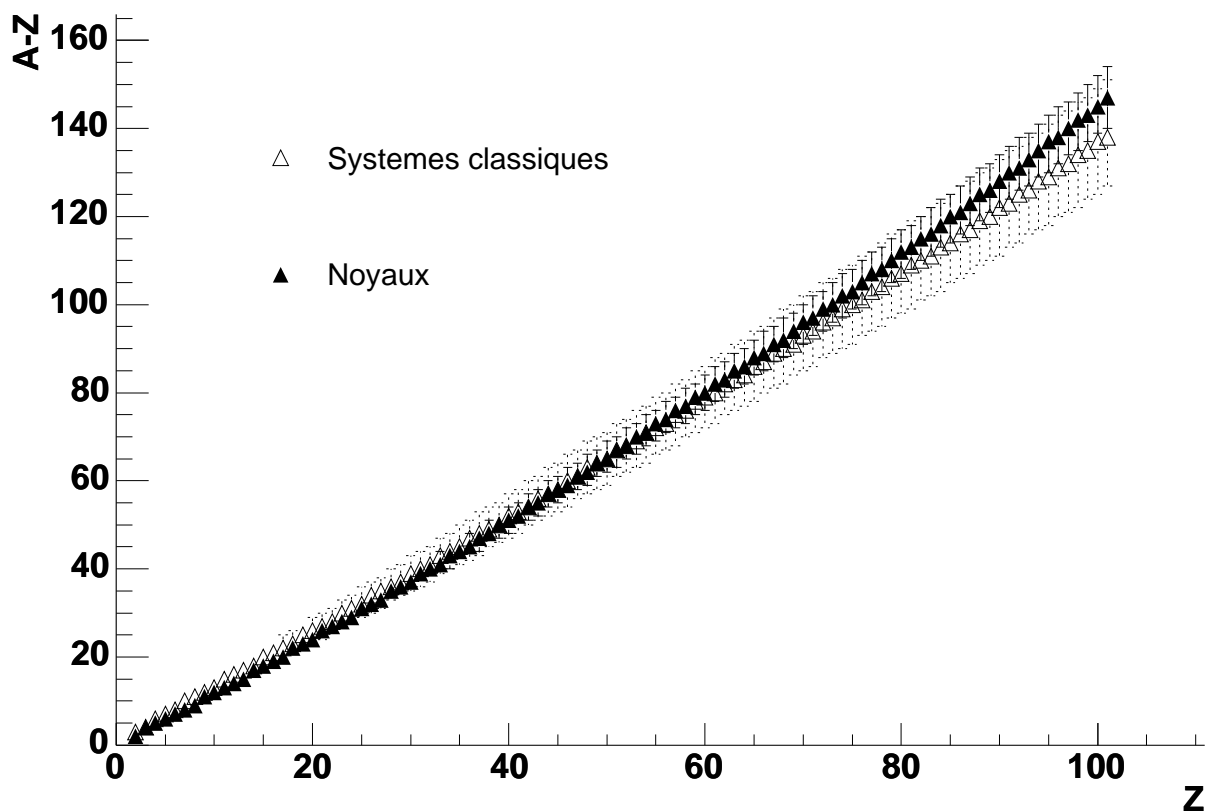


FIG. 5.7 – Vallée de stabilité des noyaux et des systèmes obtenues avec les formules de masse. Les marques (\blacktriangle et Δ) représentent les isotopes les plus stables et les barres d'erreurs tous les isotopes dont l'énergie de liaison égale celle du plus stable à 1% près.

le plus stable est souvent le même entre les deux cas. Et lorsque ce n'est pas le cas, l'isotope le plus stable de l'un fait partie des isotopes de l'autre cas dont l'énergie de liaison est égale à celle du plus stable à 1% près. Pour Z proche de 60, le nombre d'isotopes aussi fortement liés devient plus grand dans le cas des systèmes (CNBD). Pour $Z > 60$, plus Z augmente, moins l'isotope le plus stable contient de "neutrons" dans nos simulations par rapport au cas réel. Pour $Z = 60$, l'isotope le plus stable des systèmes contient 2 neutrons de moins que le noyau le plus stable. De même, le nombre d'isotopes fortement liés augmente avec Z plus vite dans le cas des systèmes (élargissement des barres d'erreur). Par contre, les isotopes les plus stables des noyaux font toujours partie des isotopes les plus stables des systèmes (CNBD).

Ainsi, différencier les types de liaisons ne permet pas de reproduire correctement le terme d'asymétrie. La mécanique quantique influe très certainement sur ce terme via le principe de Pauli. Modéliser ce principe en s'inspirant de ce que d'autres ont déjà fait [18, 19, 22, 24] est la piste la plus prometteuse a priori. Mais elle nécessite du temps. Le principe de Pauli dit que deux fermions de même isospin ne peuvent être dans le même état quantique. Les théoriciens qui ont travaillé sur sa modélisation traduisent ce principe par un potentiel interdisant à deux particules de même isospin d'être proches dans l'espace des phases. Ce nouveau potentiel prend en compte les vitesses et donc la masse des particules. Or les potentiels V_{fort} et V_{rep} utilisés ne tiennent compte que de l'espace des positions. Les masses n'interviennent que pour la dynamique et, avec les façons de générer les systèmes que nous utilisons, elles n'ont en réalité aucune influence sur les propriétés statiques. De plus, ces derniers sont des mini-cristaux dans leurs "états fondamentaux". Si un principe de Pauli est rajouté, l'état "au repos" sera tel que les particules conserveront un mouvement. Les algorithmes de calcul actuels des propriétés statiques ne seront plus applicables. Inscrire le principe de Pauli dans CNBD en y ajoutant une force répulsive dans l'espace des phases va demander du temps.

5.3.5 Energie de liaison de la particule la moins liée

L'énergie de liaison de la particule la moins liée des systèmes est le pendant de l'énergie d'émission du premier nucléon, E_{first} , dans le cas des noyaux. Cette caractéristique n'a pas servi pour l'ajustement car il n'existe pas de relation connue entre E_{first} , Z et A sur laquelle se reposer pour un éventuel ajustement. Sur les figures 5.8 et 5.9 sont représentées les valeurs de $E_{ml}^{(f)}$ pour les isobares et les isotopes utilisés pour le fit. Les cercles sont les données "expérimentales" et les courbes correspondent à l'ajustement sur toutes les données (isobares et isotopes) de $E_{ml}^{(f)}$ par une formule de type goutte liquide. En effet, l'allure de $E_{ml}^{(f)}$ rappelle encore une fois celle de l'énergie de liaison (cf figs. 5.5 et 5.6). Les valeurs des paramètres de la formule de goutte liquide 2.25 pour cette énergie sont :

$$b_v^{(f)} = 4.79 \text{ MeV}, \quad b_s^{(f)} = -2 \text{ MeV}, \quad b_c^{(f)} = 0.19 \text{ MeV} \text{ et } b_{sym}^{(f)} = 40.48 \text{ MeV} \quad (5.6)$$

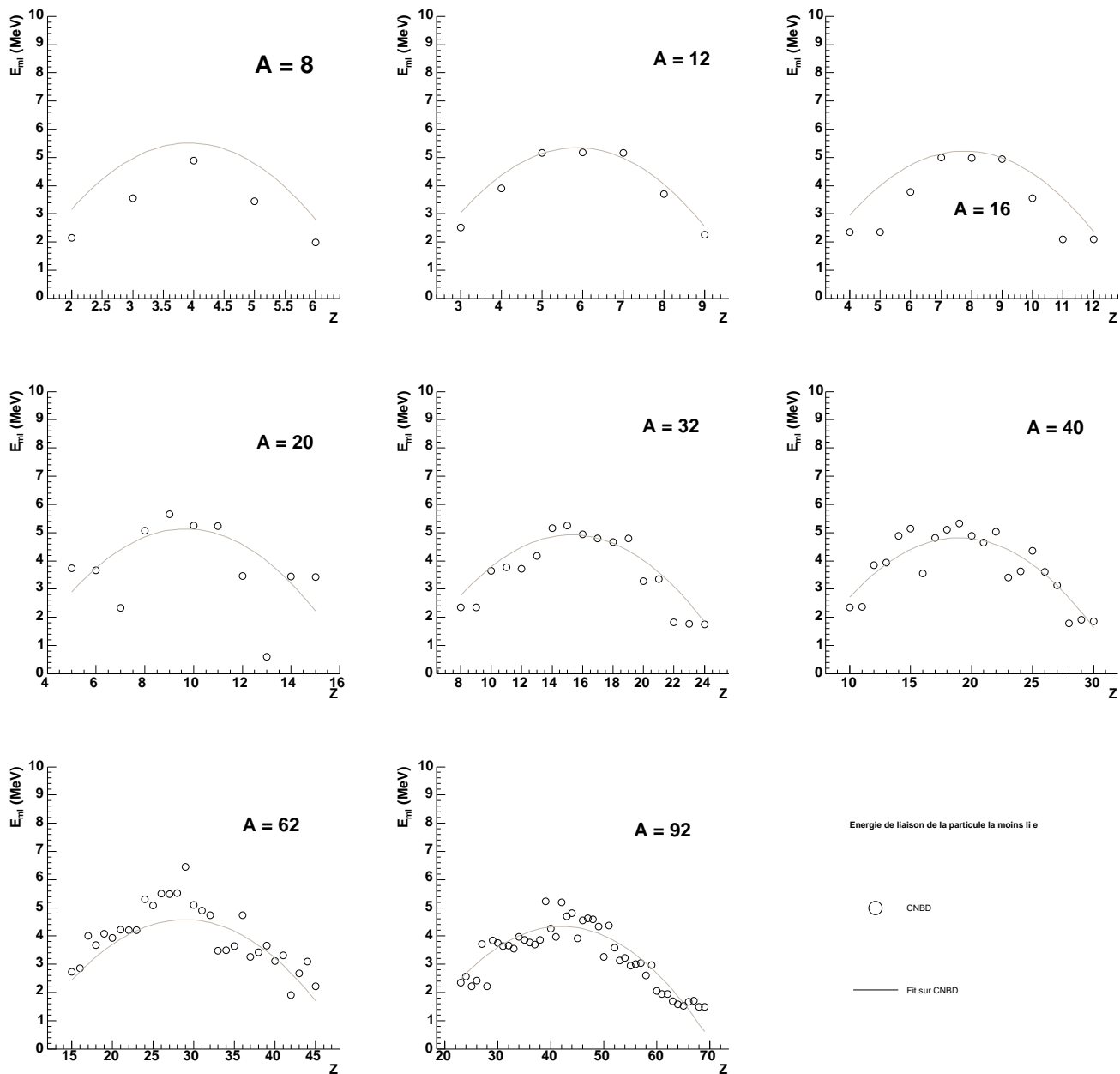


FIG. 5.8 – Energie de liaison de la particule la moins liée pour les isobares.

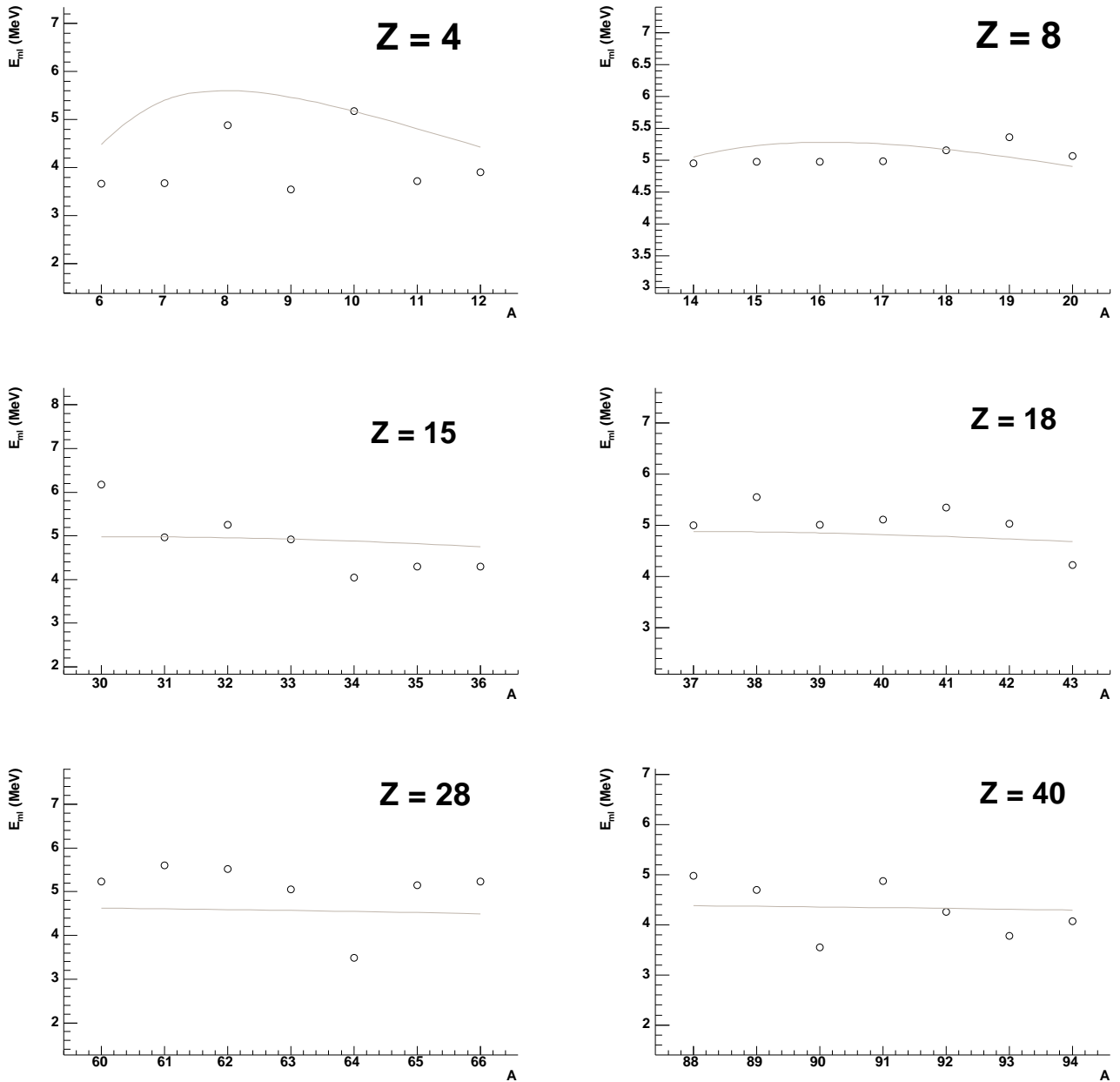


FIG. 5.9 – Energie de liaison de la particule la moins liée pour les isotopes.

Système	CNBD MeV	Fit MeV	$\Delta_{(CNBD-Fit)}$ %
$^{129}_{54}Xe$	4.08	3.98	2.5
$^{197}_{79}Au$	3.77	3.61	4.2

TAB. 5.3 – Valeurs de l’énergie de liaison de la particule la moins liée calculées directement (CNBD) et données par l’ajustement.

Comme pour $E_l^{(f)}$, cette formule ne reproduit pas correctement les valeurs de $E_{ml}^{(f)}$ des petits systèmes. L’erreur moyenne entre les simulations et les valeurs de la formule, sans tenir compte des cas $A = 8$ et $Z = 4$, est de 18%. Elle est donc 2 fois plus grande que celle de l’énergie de liaison. Pour estimer la qualité de l’ajustement, nous avons comparé les valeurs de $E_{ml}^{(f)}$ des systèmes $^{129}_{54}Xe$ et $^{197}_{79}Au$ calculées directement avec celles données par l’ajustement. Les erreurs obtenues pour ces systèmes d’intérêt sont inférieures à l’erreur moyenne.

Quel que soit le système, $E_{ml}^{(f)}$ est comprise entre 3 et 5.5 MeV pour les systèmes proches de la vallée de stabilité. Cependant, la valeur de $E_{ml}^{(f)}$ peut varier brutalement entre deux isobares ou isotopes consécutifs. Par exemple, les particules les moins liées aux systèmes 89; 40 et 91; 40 ont des énergies de liaison proches de 4.9 MeV, et celle du système 90; 40 a une énergie de liaison égale à environ 3.5 MeV. Nous avons déjà insisté sur le fait que cette énergie est beaucoup plus fluctuante que l’énergie de liaison. D’abord, il s’agit de l’énergie de liaison d’une particule et non une valeur moyenne. Ensuite, la particule en question appartient à la surface du système. Et la structure de la surface se complique avec le nombre de constituants. Enfin, l’interaction entre deux particules est plus complexe à gérer dans le cas des systèmes étudiés ici puisqu’elle dépend fortement de l’isospin des deux protagonistes (cf 5.3.1). Par ailleurs, la façon dont nous calculons $E_{ml}^{(f)}$ est aussi source d’incertitude (cf 2.3.3).

5.4 Conclusion sur l’ajustement

Nous avons présenté l’ajustement de la cohésion et du volume occupé par les systèmes sur la cohésion et le rayon caractéristique des noyaux. La physique prise en compte dans ces systèmes se résume en deux potentiels : V_{fort} qui reproduit l’allure moyenne de l’interaction forte, en tenant compte de la plus forte liaison entre nucléons d’isospins différents, et le potentiel V_{rep} qui est égal au potentiel Coulombien. Il nous a été possible d’ajuster le rayon caractéristique des noyaux par le rayon carré moyen des systèmes “différenciés”. Le résultat de l’ajustement est très satisfaisant compte tenu de l’incertitude sur la paramétrisation de R^{Nuc} . De même, nous avons pu pour le domaine $A \in [2; 100]$ ajuster à 10% près l’énergie de liaison de nos systèmes (telle que nous l’avons définie) sur l’énergie de liaison donnée par la formule de goutte liquide des

noyaux. Cependant, reproduire la perte d'énergie de liaison avec l'augmentation de l'asymétrie protons/neutrons s'est avéré être la principale difficulté lors du fit. Cette caractéristique des noyaux est très mal simulée dans nos systèmes. Les systèmes loin de la vallée de stabilité sont surliés si on prend les noyaux comme référence. Cela se traduit sur la paramétrisation par une valeur environ 4 fois plus petite du paramètre d'asymétrie dans le cas des systèmes. Cette sur-liaison est très probablement due au caractère classique des systèmes étudiés ici.

Maintenant, quelles sont les propriétés dynamiques de ces systèmes ajustés au “mieux” sur les noyaux? Ont-ils des comportements notablement différents des systèmes uniquement en interaction forte? Reproduisent-ils quantitativement certains résultats expérimentaux?

5.5 Propriétés des collisions

Dans les sections qui suivent, nous allons présenter les simulations de collisions de systèmes différenciés d'intérêt. L'ensemble des résultats correspondra aux valeurs des paramètres données à la section 5.3. Nous allons poursuivre deux buts : d'une part nous allons comparer les résultats de chaque étude avec les résultats des systèmes neutres, et d'autre part nous regarderons jusqu'à quel point ces nouveaux systèmes sont proches des noyaux.

Nous verrons d'abord quels mécanismes sont reproduits par ces systèmes. Ensuite, à quelles énergies ces mécanismes apparaissent. Puis nous étudierons les dépôts d'énergie dans les fragments. Avant de conclure, nous caractériserons la cinématique du choc par l'étude de diagramme de type Wilczynki et nous verrons notamment comment les deux protagonistes se comportent lors de collisions binaires. Et enfin nous conclurons.

5.5.1 Systèmes étudiés

Nous avons généré les trois systèmes suivants : ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, ${}^{129}_{54}\text{Xe}$ sur ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ et ${}^{197}_{79}\text{Au}$ sur ${}^{197}_{79}\text{Au}$. Pour le premier, les énergies incidentes choisies vont de 10 à 88 MeV/A dans le référentiel du laboratoire, par pas de 4 MeV/A . Les tailles des deux autres systèmes ne nous ont pas permis de produire des collisions à autant d'énergies. Le ${}^{129}_{54}\text{Xe}$ sur ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ a été produit aux énergies incidentes 12, 20, 32, 40, 56, 74 MeV/A , et le système ${}^{197}_{79}\text{Au}$ sur ${}^{197}_{79}\text{Au}$ uniquement à l'énergie 40 MeV/A . Ce dernier requiert un temps CPU 10 fois supérieur au système ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$.

Nous établirons les résultats avec le système ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, simplement car nous disposons de plus de données le concernant. Pour treize des quinze énergies étudiées, mille événements de collisions ont été générés. Pour les énergies $E_{inc}^{labo} = 40 \text{ MeV}/A$ et $E_{inc}^{labo} = 72 \text{ MeV}/A$ ($E_{inc}^{cdm} = 10 \text{ MeV}/A$ et $E_{inc}^{cdm} = 18 \text{ MeV}/A$) dix milles événements ont été générés, ce qui rend les distributions pour ces énergies plus précises. Ensuite, nous montrerons si les résultats changent ou non lorsqu'on observe le système ${}^{129}_{54}\text{Xe}$ sur ${}^{119}_{50}\text{Sn}$. En ce qui concerne ce système,

nous avons généré dix fois plus d'événements pour les énergies 40 et 74 Mev/A , les autres bénéficiant chacune de 500 événements. Quant au système $^{197}_{79}Au$ sur $^{197}_{79}Au$, nous avons généré 4000 collisions pour l'unique énergie étudiée. N'ayant à disposition qu'une seule énergie, Il ne nous sera pas possible pour ce dernier système de conclure par exemple sur l'invariance d'une propriété avec l'énergie de la collision. Il ne sera donc évoqué qu'en dernier, et les résultats fournis seront traités au conditionnel.

Ces systèmes et ces énergies n'ont pas été choisis par hasard. Ils ont été étudiés par la collaboration INDRA [54]. Il serait intéressant de comparer à terme les résultats de nos simulations avec les données expérimentales correspondantes. Pour chacun des trois systèmes, les énergies privilégiées en terme de nombre d'événements correspondent aux énergies auxquelles les systèmes nucléaires $^{40}_{18}Ar$ sur $^{40}_{18}Ar$, $^{129}_{54}Xe$ sur $^{119}_{50}Sn$ et $^{197}_{79}Au$ sur $^{197}_{79}Au$ ont été étudiés avec le multi-détecteur INDRA.

5.5.2 Mécanismes de réactions observés

Dans les références [2, 3], D. Cussol montre que tous les mécanismes jamais observés expérimentalement sont qualitativement reproduits par les simulations de collisions entre systèmes en interaction forte (uniquement V_{fort} , cf 1.2.2). L'objet de cette première étude est de montrer que qualitativement rien ne change lorsqu'on utilise les systèmes différenciés. Les figures 5.10 à 5.13 présentent les mécanismes les plus connus.

La première figure présente les mécanismes de diffusion : purement élastique, avec transfert de particules et une diffusion très inélastique durant laquelle les protagonistes sont fortement déviés de leurs trajectoires initiales.

La suivante présente un cas où un "col" est formé entre le quasi-projectile et la quasi-cible (5.11). Cet exemple illustre l'hypothèse selon laquelle supposer que les collisions périphériques conduisent à la formation d'un quasi-projectile et d'une quasi-cible bien définis est critiquable. Nous avons discuté de cette hypothèse aux précédents chapitres (au 3.7 notamment).

Les trois processus suivants sont caractéristiques des collisions à faible paramètre d'impact. Lorsque l'énergie disponible est faible, la fusion entre le projectile et la cible intervient (5.12). Lorsque l'énergie augmente, cette fusion est rendue impossible du fait de la violence de la collision et le mécanisme de multifragmentation la remplace. Enfin, lorsque l'énergie augmente encore, le système composé se fragmente si fortement que pratiquement seules des particules légères sont émises : c'est la vaporisation. A ces mêmes hautes énergies mais pour des paramètres d'impact plus grands, le mécanisme de participant/spectateur est visible. Sur l'exemple proposé ici (5.13), les zones spectatrices sont en train de s'éloigner sans avoir subi de perturbations importantes et la zone participante se trouve proche du centre de masse de la collision. Elle est composée de particules provenant des deux protagonistes et est très excitée.

Tous ces mécanismes sont aussi simulés par le système $^{129}_{54}\text{Xe}$ sur $^{119}_{50}\text{Sn}$ si nous tenons compte de toutes les énergies étudiées. Par contre, tous ne sont pas reproduits par le système $^{197}_{79}\text{Au}$ sur $^{197}_{79}\text{Au}$ à l'énergie incidente dans le référentiel du laboratoire. Le mécanisme de fusion est absent des données. L'énergie disponible (8.9 MeV/A) est très proche de l'énergie de liaison du système composé (égale à 9.33 MeV/A). Si les conclusions du chapitre 2 s'étendent à ces systèmes particuliers, l'énergie étudiée serait donc très proche de la frontière entre le domaine des énergies intermédiaires et des hautes énergies. Ce qui impliquerait qu'il ne peut y avoir fusion quelles que soient les conditions de la collision. L'évolution de la fragmentation avec l'énergie disponible est justement l'objet de l'étude suivante.

5.5.3 Evolution de la fragmentation avec l'énergie disponible

Au chapitre 2, nous avons vu que la fragmentation des systèmes en collisions centrales évolue avec l'énergie disponible. Il nous a été possible de définir trois domaines d'énergie : le domaine des basses énergies, caractérisé par la dominance du mécanisme de fusion/évaporation ; le domaine des énergies intermédiaires caractérisé par une évolution brusque de la fragmentation et la dominance de la multifragmentation ; et le domaine des hautes énergies où peu ou aucun fragment n'est formé. De plus, nous avons montré que les frontières entre ces domaines d'énergie sont très proches des énergies caractéristiques du système composé quelle que soit la nature des systèmes (neutres, chargés, ou différenciés). Les systèmes dont nous venons d'étudier l'énergie de liaison et l'énergie de liaison de la particule la moins liée (5.3.4 et 5.3.5) sont très différents des systèmes différenciés étudiés au chapitre 2 car ils sont liés essentiellement grâce aux liaisons pseudo-neutron/pseudo-proton. Comment évolue la fragmentation avec l'énergie disponible pour ces systèmes ? Est-il toujours possible de définir trois domaines d'énergies ? Et quelles en sont les frontières le cas échéant ?

Pour répondre à ces questions, nous avons tracé sur la figure 5.14 la multiplicité moyenne de fragments ($A > 3$) ($\langle MIMF \rangle$, première ligne) et les tailles moyennes des deux plus gros fragments ($\langle N_1 \rangle$, seconde ligne ; et $\langle N_2 \rangle$, troisième ligne) selon l'énergie des collisions centrales ($b/b_{max} < 0.1$) du système $^{40}_{18}\text{Ar}$ sur $^{40}_{18}\text{Ar}$. Les fragments sont définis ici par $A > 3$ pour correspondre au $N > 3$ du chapitre 2. Les courbes présentées ici sont ainsi cohérentes avec celles de ce précédent chapitre.

De ces courbes, il est possible de définir comme pour tous les autres types de systèmes trois domaines en énergie (voir 2.2.1). Pour $E_{dispo}/A \lesssim 5$ MeV, la fusion/évaporation est dominante ($\langle MIMF \rangle$ est égale à 1 et $\langle N_1 \rangle$ est proche de 80). C'est le premier domaine. Ensuite, lorsque $5 \text{ MeV} \lesssim E_{dispo}/A \lesssim 9 \text{ MeV}$, la multifragmentation apparaît : $\langle MIMF \rangle$ augmente rapidement jusqu'à 4.5, $\langle N_1 \rangle$ est supérieur à 65 pour $E_{dispo}/A = 5 \text{ MeV}$ et est inférieur à 25 pour $E_{dispo}/A = 9 \text{ MeV}$ et $\langle N_2 \rangle$ augmente rapidement, passe par un maximum (12) puis commence à diminuer. Ce sont les caractéristiques du second domaine telles qu'on les a définies

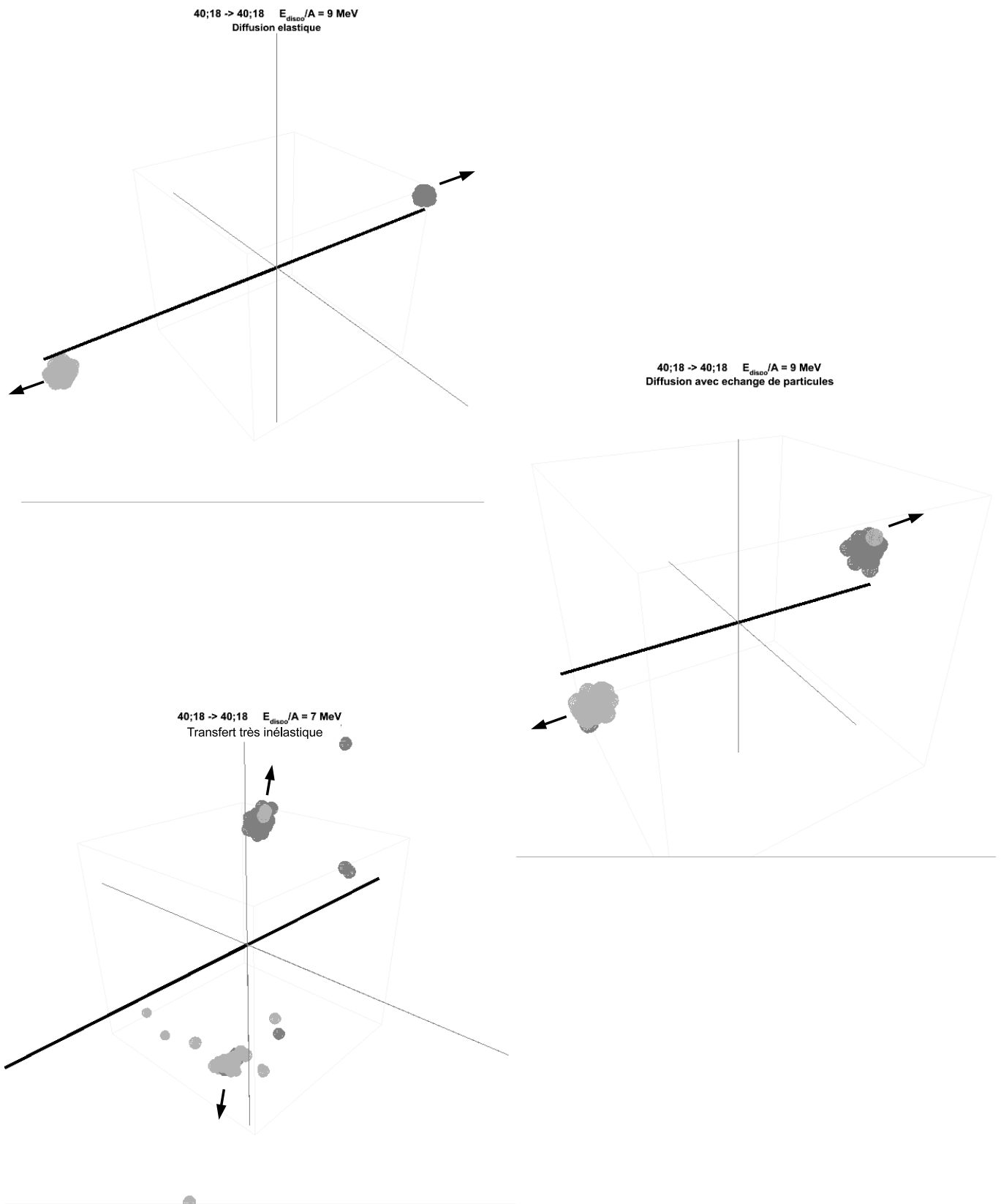


FIG. 5.10 – Cinématique d’une diffusion purement élastique (en haut), d’une diffusion avec échange de particules (au milieu) et d’un transfert très inélastique (en bas) entre un projectile de $^{40}_{18}\text{Ar}$ (en foncé) sur une cible de $^{40}_{18}\text{Ar}$ (en clair). L’axe de la collision est en trait plus épais.

40;18 -> 40;18 $E_{dispo}/A = 9$ MeV
 Formation d'un col entre le quasi-projectile et la quasi-cible

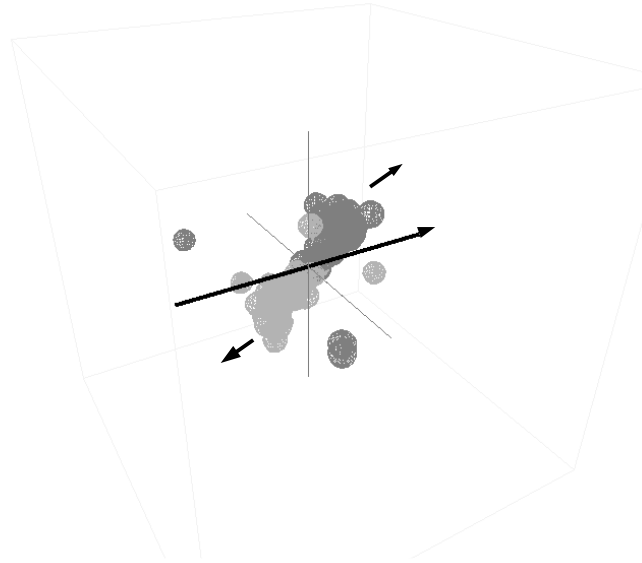


FIG. 5.11 – Cinématique d'une collision entre un projectile de $^{40}_{18}\text{Ar}$ (en foncé) sur une cible de $^{40}_{18}\text{Ar}$ (en clair) conduisant à la formation d'un col entre le quasi-projectile et la quasi-cible. L'axe de la collision est en trait plus épais.

au chapitre 2. Enfin, pour $9 \text{ MeV} \lesssim E_{dispo}/A$, la fragmentation évolue lentement : $\langle MIMF \rangle$ atteint un maximum (5) puis tend vers 0 ; $\langle N_1 \rangle$ et $\langle N_2 \rangle$ tendent lentement vers 1.

Les frontières entre ces trois domaines sont proches respectivement de 5 MeV et 9 MeV . Or l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système (80;36) est égale à 3.8 MeV et son énergie de liaison par particule est égale à 8.8 MeV . L'énergie de liaison semble donc bien la frontière entre les énergies intermédiaires et les hautes énergies. Par contre, la valeur de $E_{ml}^{(f)}$ donnée par l'algorithme de calcul (cf 2.3.3) est un peu faible pour conclure que cette énergie est la première frontière. Au 5.3.5, nous avons développé les arguments qui expliquent pourquoi la valeur de $E_{ml}^{(f)}$ peut, pour certains systèmes (notamment lourd), être mal estimée. $E_{ml}^{(f)}$ vaut 4.7 MeV pour le système (80;37) et 3.7 MeV pour le système (80;35). De plus, elle vaut 4.1 MeV pour le système (79;36) et 5.2 MeV pour le système (79;35). Ces valeurs illustrent le fait que cette énergie est très fluctuante. La frontière ne correspond plus à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système composé mais plutôt au maximum des valeurs des systèmes proches, à quelques émissions de particules isolées près, du système composé.

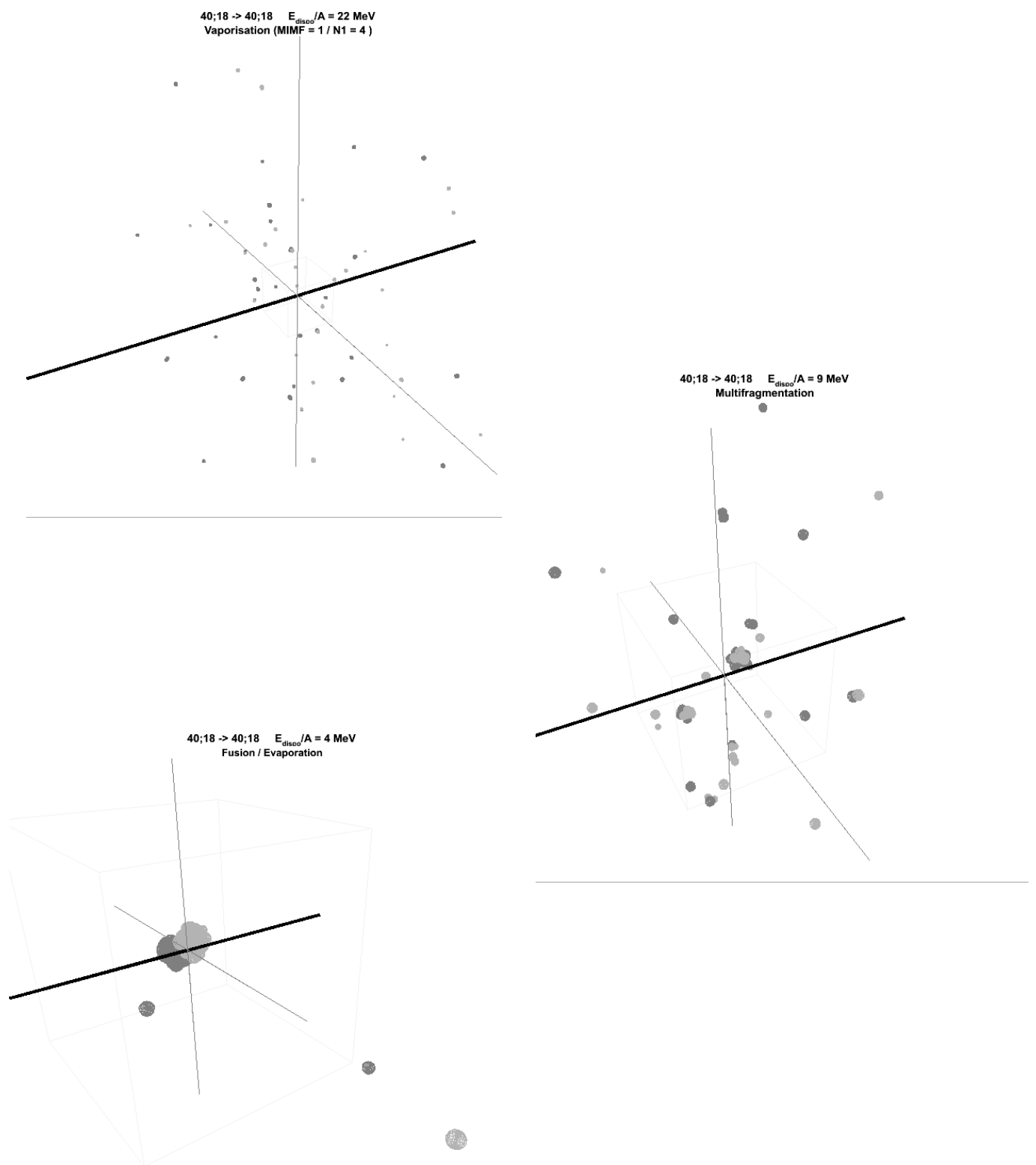


FIG. 5.12 – Cinématique de la fusion d'un projectile de $^{40}_{18}\text{Ar}$ (en foncé) et d'une cible de $^{40}_{18}\text{Ar}$ (en clair). L'axe de la collision est en trait plus épais.

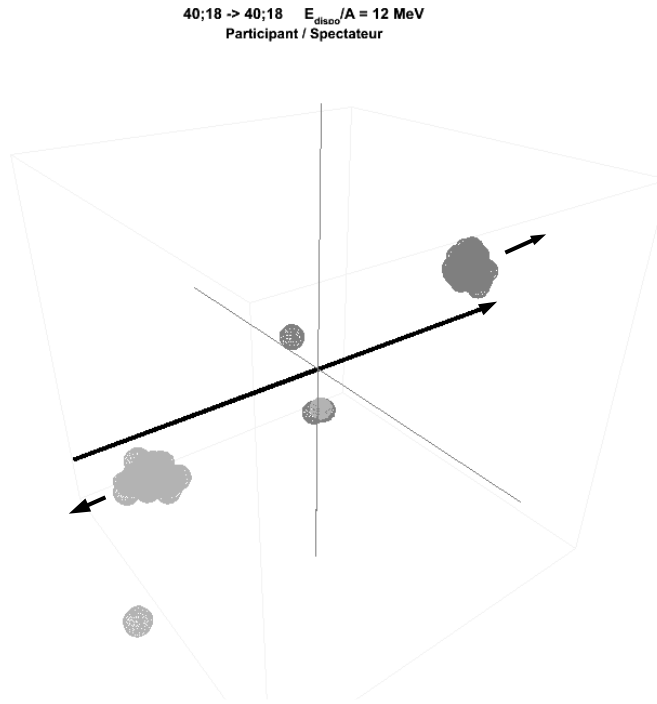


FIG. 5.13 – Cinématique d’une réaction de type “participant/spectateur” entre un projectile de ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ (en foncé) sur une cible de ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ (en clair). L’axe de la collision est en trait plus épais.

5.5.4 Limitation de l’énergie emmagasinée dans les fragments

L’un des résultats majeurs des études menées sur les systèmes neutres est qu’il est impossible aux fragments d’avoir une énergie d’excitation par particule thermalisée supérieure à l’énergie de liaison de la particule qui leur est la moins liée [4].

la figure 5.15 présente les corrélations entre l’énergie d’excitation et le nombre de constituants des fragments pour l’ensemble du domaine en paramètre d’impact des systèmes ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, ${}^{129}_{54}\text{Xe}$ sur ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ et ${}^{197}_{79}\text{Au}$ sur ${}^{197}_{79}\text{Au}$. Chaque courbe correspond à une énergie disponible lors des collisions. Sur les mêmes graphes, l’énergie de liaison de la particule la moins liée est tracée selon la formule de type goutte liquide trouvée plus haut (5.6). Nous avons choisi pour chaque A l’isobare dont la particule la moins liée est plus liée que la particule la moins liée des autres isobares. Nous noterons cette énergie $E_{ml}(A/\max(Z/N))$.

A toute énergie, les mécanismes de diffusion observés lors des collisions périphériques sont visibles. Ils sont caractérisés sur ces courbes par la zone où le nombre de constituants des fragments est proche de 40. Plus la collision est périphérique, plus la probabilité que des particules soient émises ou échangées devient faible et moins les fragments sont excités.

Pour $E_{inc}^{lab}/A \leq 5 \text{ MeV}$, le processus de fusion/évaporation est visible. Lorsque $E_{dispo}/A = 5 \text{ MeV}$, le résidu de fusion est de moins en moins lourd et de plus en plus de particules sont

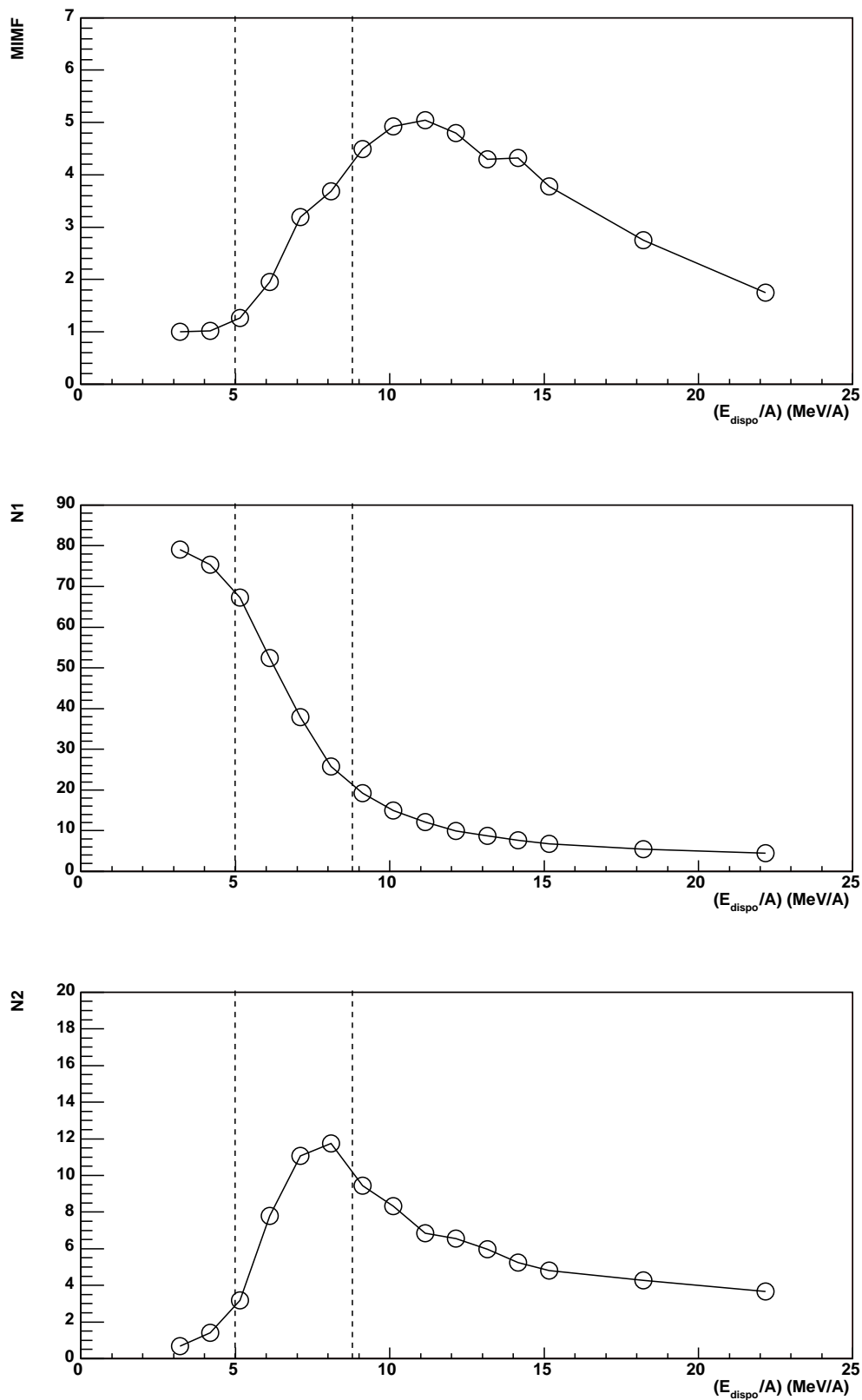


FIG. 5.14 – Multiplicité de fragments ($A > 3$) (première ligne), tailles des deux plus gros fragments N_1 (seconde ligne) et N_2 (troisième ligne) selon l'énergie des collisions centrales (du système $^{40}_{18}\text{Ar}$ sur $^{40}_{18}\text{Ar}$).

émises. Lorsque E_{inc}^{lab}/A va de 5 MeV à 8 MeV, la zone $10 < A < 30$ est peuplée, et les fragments plus lourds que le projectile ou la cible se font de plus en plus rares. La fusion fait place à la multifragmentation. A partir de $E_{inc}^{lab}/A = 8$ MeV, l'aspect des courbes n'évolue que peu.

Tous les fragments et particules légères ne possèdent jamais plus que $E_{ml}(A/\max(Z/N))$ en énergie d'excitation quelle que soit l'énergie de la collision. Cette limite pour les fragments ($A > 3$) est inférieure ou égale à 5 MeV/A. Entre $E_{dispo}/A = 3$ MeV et $E_{inc}^{lab}/A = 5$ MeV, l'énergie d'excitation maximale augmente et atteint $E_{ml}(A/\max(Z/N))$. Pour des énergies plus hautes, l'énergie d'excitation reste limitée par $E_{ml}(A/\max(Z/N))$ bien que les mécanismes de réactions évoluent, comme nous venons de le voir.

Le système ${}_{54}^{129}Xe$ sur ${}_{50}^{119}Sn$ (colonne du milieu) donne les mêmes résultats pour les fragments constitués de moins de 100 particules. Par contre, ce n'est plus le cas des systèmes plus lourds. Pour $E_{inc}^{lab}/A = 5$ MeV, la fusion incomplète est encore présente. Ce mécanisme conduit à la formation d'un résidu constitué d'environ 230 particules. Son énergie d'excitation est supérieure à $E_{ml}(A/\max(Z/N))$.

Il y a deux explications possibles à ce résultat. Les valeurs de $E_{ml}(A/\max(Z/N))$ sont données par la formule de goutte liquide ajustée sur les énergies de liaison de la particule la moins liée d'un certains nombres d'isotopes et d'isobares, tous tels que $A < 100$ (cf 5.6). Or nous avons vu que cette formule sous-estime les valeurs de $E_{ml}^{(f)}$ lorsque le système devient plus lourd que $A = 100$ (tab. 5.3). De plus, l'exemple des systèmes (80; 37), (80; 35), (79; 36) et (79; 35) a montré que cette énergie est très fluctuante d'un système à l'autre. Il est donc envisageable que notre estimation de $E_{ml}^{(f)}$ pour les systèmes lourds nous induise en erreur et que l'un des systèmes de composition proche de (248; 105) ait une énergie proche de 5 MeV. Soit $E_{ml}^{reel}(A/\max(Z/N))$ l'énergie qui correspond à $E_{ml}(A/\max(Z/N))$ mais calculée directement pour tous les systèmes. Si cette première hypothèse est vraie, l'énergie qui peut être emmagasinée dans un fragment serait limitée par $E_{ml}^{reel}(A/\max(Z/N))$ quel que soit le nombre de constituants de ce fragment.

Il est aussi envisageable que l'énergie qu'il est possible d'emmagasiner dans un fragment de taille $A > 100$ soit effectivement légèrement supérieure à son $E_{ml}^{(f)}$. Ce résultat serait en contradiction avec les conclusions de la référence [4] où D. Cussol démontre, pour les systèmes neutres, que justement l'énergie de la particule la moins liée est toujours la borne supérieure de l'énergie d'excitation d'un fragment quel que soit le nombre de ces constituants. Il est nettement plus simple de calculer cette énergie caractéristique pour ces systèmes et l'erreur commise est plus petite.

Les résultats du système ${}_{79}^{197}Au$ sur ${}_{79}^{197}Au$ (colonne de droite) corroborent ceux des deux autres systèmes : l'énergie stockée dans les fragments ne peut dépasser environ 5 MeV, valeur qui, pour les fragments constitués de moins de 100 particules, correspond à $E_{ml}(A/\max(Z/N)) \approx E_{ml}^{reel}(A/\max(Z/N))$. Quant aux fragments plus lourds, le même problème se pose sur $E_{ml}^{(f)}$.

En conclusion, nous avons d'abord mis en évidence que l'énergie par particule qu'il est pos-

sible d'emmagasiner dans les fragments de façon thermique ne peut dépasser 5 MeV. Cette limite est commune à tous les fragments sauf les plus légers ($A < 5$) pour lesquels l'énergie d'excitation par particule peut dépasser 6.5 MeV. Ensuite, cette limite est égale à l'énergie de liaison de la particule la moins liée pour les systèmes tels que $A < 60$ et elle est proche de l'estimation que nous avons fait de $E_{ml}^{(f)}$ pour les fragments plus lourds. Les difficultés de calculs de $E_{ml}^{(f)}$ ne nous permettent pas d'être plus affirmatifs.

Pour compléter cette étude, la figure 5.16 présente les corrélations entre l'énergie d'excitation et la vitesse parallèle des clusters pour les trois systèmes. Sur chaque graphique, nous avons ajouté $E_{ml}(A/\max(Z/N))$ en trait plein et nous avons tracé la courbe qui donne l'énergie d'excitation des protagonistes s'ils étaient juste ralentis l'un par l'autre (en trait pointillé). L'expression de $E^*/A = f(V_{//})$ se déduit de :

$$E^*/A = \frac{1}{2A} m_{red} (v_{rel,max}^2 - v_{rel}^2) \quad (5.7)$$

Et où m_{red} et v_{rel} sont la masse réduite et la vitesse relative entre le projectile et la cible. $v_{rel,max}$ est la vitesse relative maximale, égale à la vitesse relative initiale. Avec nos conventions, $v_{rel} = v_{proj} + v_{cib}$. De plus, on a : $m_{proj}v_{proj} = m_{cib}v_{cib}$. On a donc pour le projectile :

$$E_{proj}^*/A = E_{inc}^{cdm}/A - \frac{1}{2A} \frac{m_{proj}}{m_{cib}} v_{//}^2 \quad (5.8)$$

Et pour la cible :

$$E_{cib}^*/A = E_{inc}^{cdm}/A - \frac{1}{2A} \frac{m_{cib}}{m_{proj}} v_{//}^2 \quad (5.9)$$

L'ensemble du domaine en paramètre d'impact est pris en compte.

Pour le système ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, l'énergie d'excitation maximale augmente tant que $E_{dispo}/A \leq 5$ MeV, et reste ensuite limitée par $E_{ml}(A/\max(Z/N))$. Ces courbes confirment ce que nous venons de voir sur les corrélations de l'énergie d'excitation avec le nombre de constituants des fragments et donnent une information supplémentaire. Les collisions périphériques sont les moins dissipatives. Les collisions sont surtout binaires [106]. Les collisions périphériques sont caractérisées par les parties jaunes des distributions pour lesquelles l'énergie d'excitation est différente de zéro (lorsque celle-ci est nulle, il s'agit de particules isolées). Ces zones sont symétriques par rapport à la verticale passant par zéro. Ces zones sont superposées à la courbe $E^*/A = f(V_{//})$. Ainsi, l'énergie d'excitation de la quasi-cible et du quasi-projectile lors des collisions binaires peut s'expliquer simplement par le freinage exercé par chaque protagoniste sur l'autre.

Pour les deux autres systèmes, les mêmes difficultés avec $E_{ml}(A/\max(Z/N))$ apparaissent. Nous en avons déjà discuté plus haut. Par contre, les collisions binaires continuent d'être telles que leur énergie d'excitation s'explique par un scénario d'amortissement des vitesses.

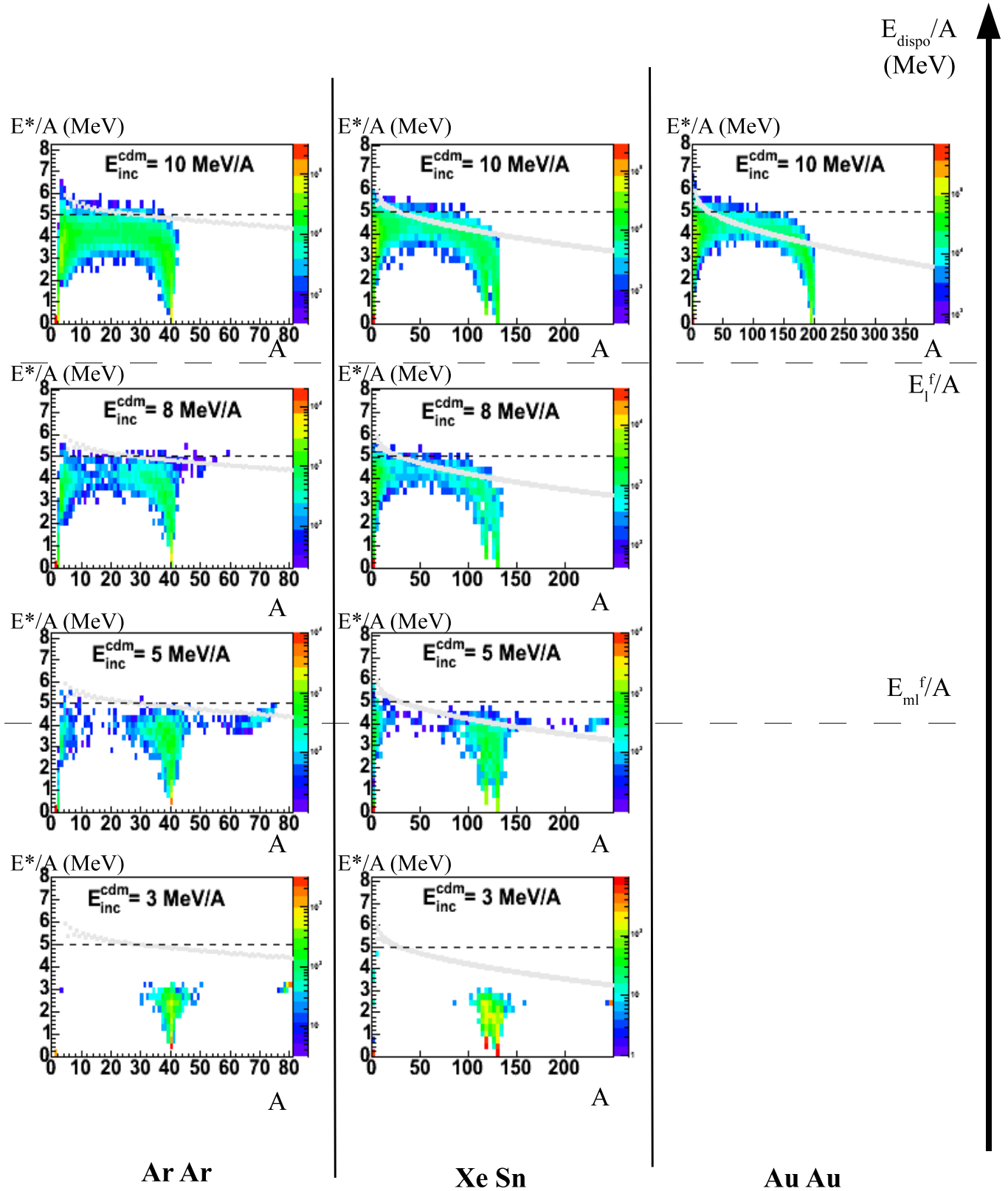


FIG. 5.15 – Corrélations entre l'énergie d'excitation des fragments et leurs tailles pour les systèmes à différentes énergies. la courbe donnant l'énergie de liaison de la particule la moins liée suivant la taille du fragment est aussi tracée (o). Il s'agit de l'isotope pour lequel la particule la moins liée est la plus liée possible.

Ces résultats sont en accord avec ceux de la référence [4] où une limite similaire en énergie d'excitation pour les fragments légers et de masses intermédiaires a été mise en évidence pour les systèmes neutres. Dans cette référence, les systèmes étudiés sont neutres, sous l'unique influence de V_{fort} . La limite dans ce cas est l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système. Ici, il s'agit plus de la valeur maximale possible entre les systèmes de même A . Ce résultat renvoie aux résultats du chapitre 2 : les propriétés dynamiques des systèmes classiques sont liées aux énergies caractéristiques des systèmes (E_l et E_{ml}), elles mêmes directement liées aux paramètres de l'interaction. La relation entre la dynamique des systèmes et les paramètres de V_{fort} et V_{rep} est donc indirecte.

Expérimentalement, plusieurs études ont eu pour but de déterminer le maximum d'énergie que les fragments peuvent stocker [95, 94, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 102, 103]. Certaines concluent qu'il est possible de stocker une quantité importante d'énergie dans les fragments primaires lors des collisions centrales (≈ 22.5 A.MeV) [99, 100]. D'autres au contraire ont montré que cette quantité est nettement inférieure, de l'ordre de 3-4 A.MeV dans le référentiel du centre de masse de la collision [94, 95, 97, 98]. Il a été proposé que l'écart entre ces deux séries de résultats ait pour origine l'émission de particules légères de grande quantité de mouvement [71, 72, 104]. Les présents résultats semblent en accord avec la limitation basse. Dans le cas de nos simulations, le maximum d'énergie qui peut être stockée dans les fragments est inférieur à environ 5 MeV/A. Nous obtenons donc une limite légèrement supérieure au cas des noyaux. Il existe plusieurs explications possibles.

Tout d'abord, les noyaux sont des entités quantiques dont la structure complexe n'est sûrement pas reproduite par les systèmes générés avec CNBD. Le code n'est pas un code de structure. La question porte sur le comportement des noyaux. Est-ce que les processus de stockage d'énergie dans les fragments sont comparables entre systèmes classiques et noyaux équivalents? En d'autres termes, est-ce-que, pour les noyaux, ce mécanisme dépend d'autres propriétés que l'énergie d'émission du premier nucléon (E_{first} , qui est le pendant de $E_{ml}^{(f)}$). Si la réponse est non, la similarité des résultats serait fortuite.

Mais il est envisageable que la limite en énergie que l'on peut stocker dans un fragment lors de collisions d'ions lourds soit l'énergie d'émission du premier nucléon. Dans ce cas, il y a deux explications possibles à cet écart observé. Il peut avoir pour origine le fait que les systèmes sont surliés par rapport aux noyaux. Nous avons expliqué dans la première partie du chapitre que les valeurs des paramètres ont été retenues suite à l'étude de l'énergie de liaison et du RCM des systèmes. L'énergie de liaison de la particule la moins liée n'a pas été prise en compte lors de l'ajustement. Nous avons vu que cette énergie est comprise entre 3 et 5.5 A.MeV et qu'elle est fortement variable d'un système à l'autre. Il est possible qu'une autre paramétrisation fasse en sorte que $E_{ml}^{(f)}$ soit inférieure à 4 MeV tout en gardant l'énergie de liaison et le $RCM^{(f)}$ des systèmes proches de l'énergie de liaison et du rayon caractéristique des noyaux. Mais nous avons vu qu'en l'état actuel du code, il est difficile de modifier l'une des

énergies caractéristiques sans modifier l'autre (cf conclusion du 2). Par contre, il est probable que la complexité des systèmes ne soit pas assez proche de celle des noyaux pour ajuster en même temps les trois propriétés statiques d'étude sur leurs pendants pour les noyaux. Cette hypothèse rejoint les critiques formulées lors de l'ajustement : nos systèmes reproduisent très mal les effets de l'asymétrie entre neutrons et protons.

5.5.5 Diagrammes de Wilczynki

Dans la première partie de ce chapitre nous avons vu que les énergies caractéristiques et les tailles des systèmes "ajustés" sont très différentes de celles des systèmes neutres. Pourtant, les propriétés dynamiques mise en évidence jusqu'ici sont équivalentes. Tous les mécanismes de collision observés expérimentalement sont reproduits par les simulations que le potentiel d'interaction soit égal à V_{fort} avec $\Delta V_{min} = 0$ ESU. ou que son expression dépende de la nature des deux particules (cf 5.3.1). L'énergie thermique par particule qu'il est possible d'emmagasiner dans un fragment donné est limitée par l'énergie de liaison de la particule de ce fragment la moins liée aux autres. Avec les systèmes neutres, les valeurs ne sont pas comparables aux observations expérimentales. Avec les systèmes "ajustés", nous venons de voir que les fragments ne peuvent stocker plus de 5 MeV/A, sauf les plus petits. La comparaison reste qualitative mais les ordres de grandeur sont comparables.

Dans ce paragraphe, nous allons voir que l'isospin et la répulsion ont un rôle dans la dynamique des collisions. A cette occasion, nous allons mettre en évidence une divergence qualitative entre le comportement des systèmes et celui des noyaux lors des collisions. Pour ce faire, nous avons tracé les corrélations entre l'énergie cinétique totale de l'événement et l'angle absolu entre l'axe du "faisceau" et l'axe principal de l'ellipsoïde de la collision. Le calcul de cet ellipsoïde est expliqué au 3.2.2. Pour une collision donnée, il s'agit du vecteur propre associé à la plus grande valeur propre du tenseur des moments des fragments et particules légères. L'étude de ces corrélations a été proposé pour la première fois par J. Wilczynki [107].

Avant de présenter les courbes, nous allons définir l'angle choisi. Soit l'exemple d'un mécanisme de diffusion purement élastique (comme celui présenté à la figure 5.10). La figure 5.17 expose les cas possibles. L'angle θ_{flow} est positif lorsque son cosinus et son sinus sont positifs (a) (ou lorsque le cosinus et le sinus de l'angle $-\Pi - \theta_{flow}$ sont négatifs). Sinon, il est négatif (b). Ces schémas illustrent les renseignements que l'on peut obtenir des courbes. Lorsque l'angle est positif (a), la répulsion due à V_{rep} est prédominante. Lorsque θ_{flow} est négatif, les protagonistes tournent autour l'un de l'autre avant de se séparer (b). Les circonstances font que l'attraction due à V_{fort} prend le pas sur la répulsion. Le cas d'une diffusion purement élastique est le plus simple à appréhender mais l'interprétation est générale : la valeur et le signe de θ_{flow} renseignent sur le comportement du projectile et de la cible au moment du choc. De plus, pour une même collision, les valeurs 90° et -90° représentent en fait le même angle. Par exemple, si, en partant

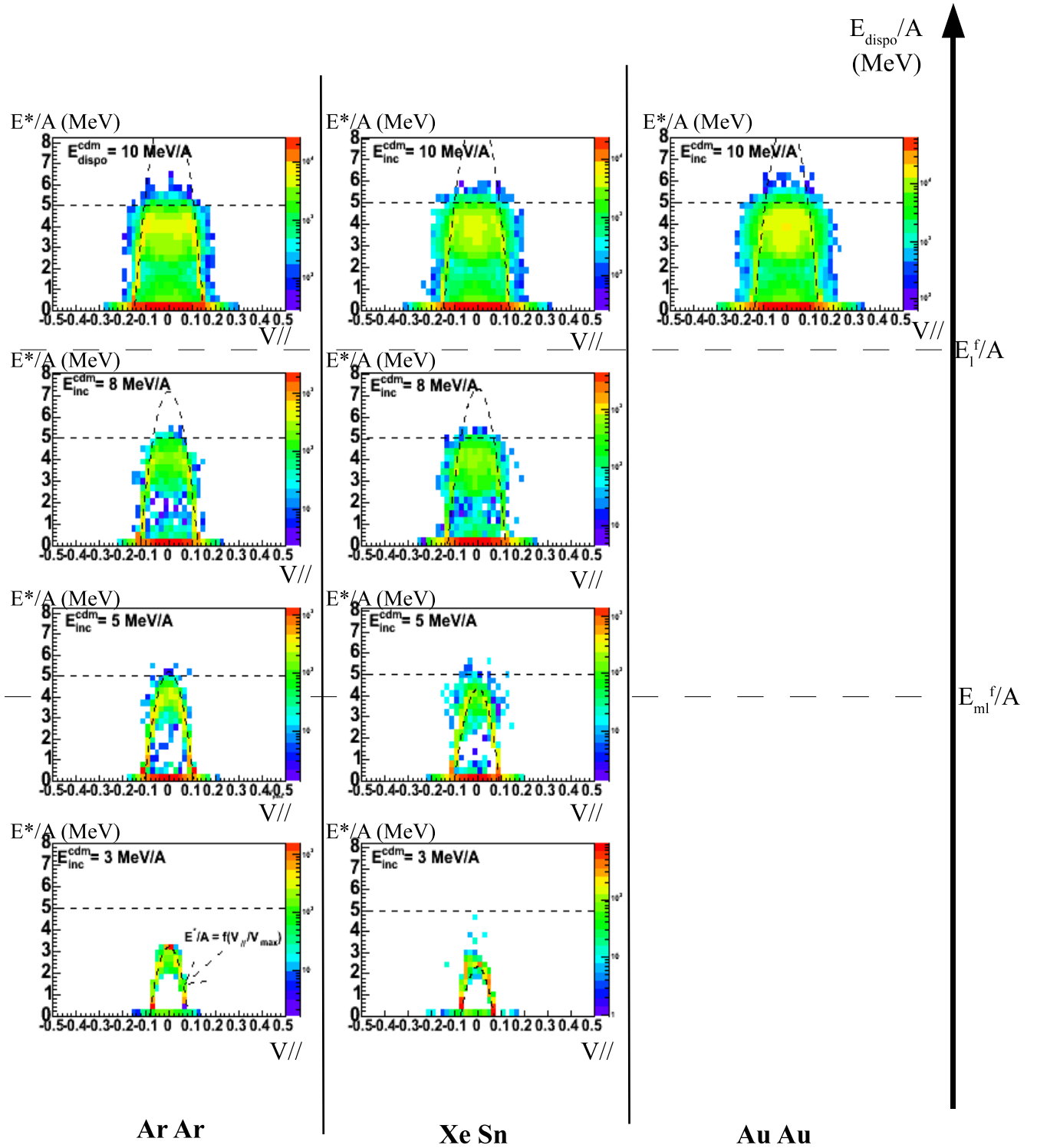


FIG. 5.16 – Corrélations entre l'énergie d'excitation des fragments et leur vitesse parallèle pour les systèmes étudiés à différentes énergies. la courbe donnant l'énergie de liaison maximum de la particule la moins liée parmi les systèmes proches en A et Z du système composé est aussi tracée (trait horizontal à 5.2 MeV). Enfin, l'énergie par particule qu'auraient le projectile et la cible s'ils ne faisaient que se ralentir l'un l'autre dans le référentiel barycentrique est tracée en tirets pour chaque énergie disponible.

du cas (b) on fait franchir à θ_{flow} la valeur -90° , la situation obtenue est équivalente au cas (a) à part que les QP et QC sont inversés. Le système a tourné sur lui-même. L'angle θ_{flow} passe de -90° à 90° mais l'évolution du système est continue.

La figure 5.18 donne les corrélations pour les systèmes ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, ${}^{129}_{54}\text{Xe}$ sur ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ et ${}^{197}_{79}\text{Au}$ sur ${}^{197}_{79}\text{Au}$ entre θ_{flow} et le rapport entre l'énergie cinétique des fragments et l'énergie disponible de la collision $E_{cin}(Z > 2)/E_{dispo}$. Les énergies étudiées sont les mêmes que dans les études précédentes et l'ensemble du domaine en paramètre d'impact est représenté. Les collisions les plus centrales sont les plus dissipatives : plus le paramètre d'impact est faible, plus les fragments sont chauds et susceptibles d'émettre des fragments à des angles proches de 90° . C'est la même idée qui sous-tend le tri en énergie transverse employé expérimentalement (cf chap. 3). Par ailleurs, le nombre d'événements n'est pas le même selon le système et l'énergie. Pour les systèmes ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ et ${}^{129}_{54}\text{Xe}$ sur ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ le nombre d'événements générés est dix fois plus important pour $E_{inc}^{cdm}/A = 10$ MeV que pour les trois autres énergies présentées. De plus, pour une énergie incidente donnée, le nombre de collisions simulées pour le système ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ est deux fois plus important (1000 événements au lieu de 500 pour le système ${}^{129}_{54}\text{Xe}$ sur ${}^{119}_{50}\text{Sn}$).

Pour le système ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, à $E_{inc}^{cdm}/A = 3$ MeV, les deux protagonistes sont systématiquement déviés lors des collisions très périphériques ($E_{cin}(Z > 2)/E_{dispo} \approx 1$). La répulsion entre pseudo-protons est responsable de cette déviation. Lorsque $E_{cin}(Z > 2)/E_{dispo}$ diminue, θ_{flow} a tendance à diminuer. Si seule la répulsion avait une influence, l'angle θ_{flow} devrait augmenter puisque le paramètre d'impact est plus faible et la vitesse relative est toujours la même. La partie attractive de V_{fort} entre en compétition avec la répulsion. Sous son influence, les deux protagonistes tournent autour du centre de masse avant de se séparer. Cet effet contrebalance celui de la répulsion et semble être de plus en plus dominant. Lorsque $E_{cin}(Z > 2)/E_{dispo} < 0.4$, θ_{flow} peut prendre n'importe quelle valeur. Toutefois, il est plus souvent négatif. Ce qui signifie que l'attraction entre les protagonistes est l'effet dominant pour ces collisions encore plus centrales. Le système tourne souvent d'un angle inférieur à 90° (cas (b) de la figure 5.17). Parfois, il tourne encore plus et l'angle θ_{flow} devient positif. Pour les collisions les plus centrales ($E_{cin}(Z > 3)/E_{dispo} \approx 0$), l'ensemble complet du domaine en θ_{flow} est peuplé, caractéristique du mécanisme de fusion/évaporation. Le système fusionne et émet de façon thermalisée (voir chapitre 3) une ou plusieurs particules légères.

Pour $E_{inc}^{cdm}/A = 5$ MeV, la répulsion est moins forte pour les collisions très périphériques. L'angle de flow ne vaut plus que 5° . La vitesse relative du projectile et de la cible est plus importante que précédemment, la répulsion a donc moins de temps pour agir. Pour les collisions plus centrales, les distributions sont qualitativement équivalentes au cas $E_{inc}^{cdm}/A = 3$ MeV. Le mécanisme de fusion/évaporation est toujours visible.

Entre $E_{inc}^{cdm}/A = 5$ MeV et $E_{inc}^{cdm}/A = 8$ MeV, la déviation due à la répulsion est de moins en moins importante lors des collisions très périphériques. θ_{flow} ne vaut que quelques unités

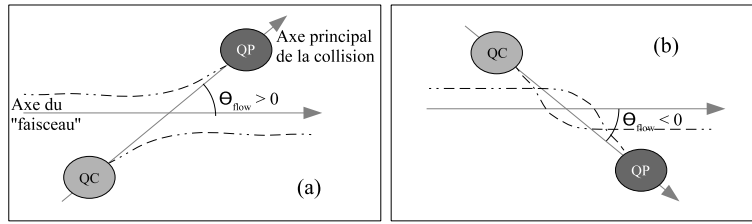


FIG. 5.17 – Définition de l'angle utilisé pour les courbes de la figure 5.18.

et tend vers 0. Lorsque le paramètre d'impact diminue, l'influence de la partie attractive de V_{fort} devient négligeable. θ_{flow} est systématiquement positif. La déviation est comprise entre 5° et 20° . Pour les collisions les plus centrales, l'isotropie disparaît. La violence de la collision supplante les effets potentiels de la répulsion ou de l'attraction entre particules. L'angle θ_{flow} est de plus en plus souvent positif. A $E_{inc}^{cdm}/A = 8$ MeV, la zone proche de -90° continue d'être peuplée. L'interprétation la plus probable est la suivante : le choc est si brutal que les protagonistes sont rejetés légèrement en arrière. L'autre explication serait que le système fasse pratiquement $3/4$ de tour sur lui-même. Ce qui ne serait possible que si l'attraction entre les pseudo-protons et les pseudo-neutrons est très influente. Selon cette hypothèse, pourquoi le système ne se séparerait-il jamais selon un angle de flow de -50° ?

Pour les énergies par particule supérieures à 8 MeV (exp. $E_{inc}^{cdm}/A = 10$ MeV sur la figure), les courbes ont toutes les mêmes caractéristiques générales : lors des collisions très périphériques, la déviation due à la répulsion est négligeable. Les trajectoires du projectile et de la cible sont quasiment parallèles. L'angle de flow est en moyenne égal à 20° lors des collisions semi-périphériques. Il est positif lors de la plupart des collisions centrales.

Pour le système ${}_{54}^{129}Xe$ sur ${}_{50}^{119}Sn$, l'allure des courbes est la même. Le nombre de pseudo-protons étant plus important, la déviation due à la répulsion est plus importante pour ce système. L'unique diagramme de Wilczynski du système ${}_{79}^{197}Au$ sur ${}_{79}^{197}Au$ est en accord avec les diagrammes des autres systèmes pour l'énergie $E_{inc}^{cdm}/A = 10$ MeV.

Les résultats sont différents de ceux des systèmes neutres [3], reproduits sur la figure 5.19. Aucune répulsion à longue portée n'intervient pour ces systèmes. Les particules n'interagissent qu'à travers V_{fort} (avec $\Delta V_{min} = 0$ ESU.). D'une part, les protagonistes ne sont pas déviés lors de collisions très périphériques. D'autre part, l'angle de déviation est systématiquement négatif aux basses énergies pour les collisions semi-périphériques et périphériques. Enfin, aux hautes énergies, l'angle reste négatif pour les collisions périphériques et devient positif lorsque le paramètre d'impact diminue.

Expérimentalement, les corrélations entre l'énergie cinétique des fragments et l'angle de

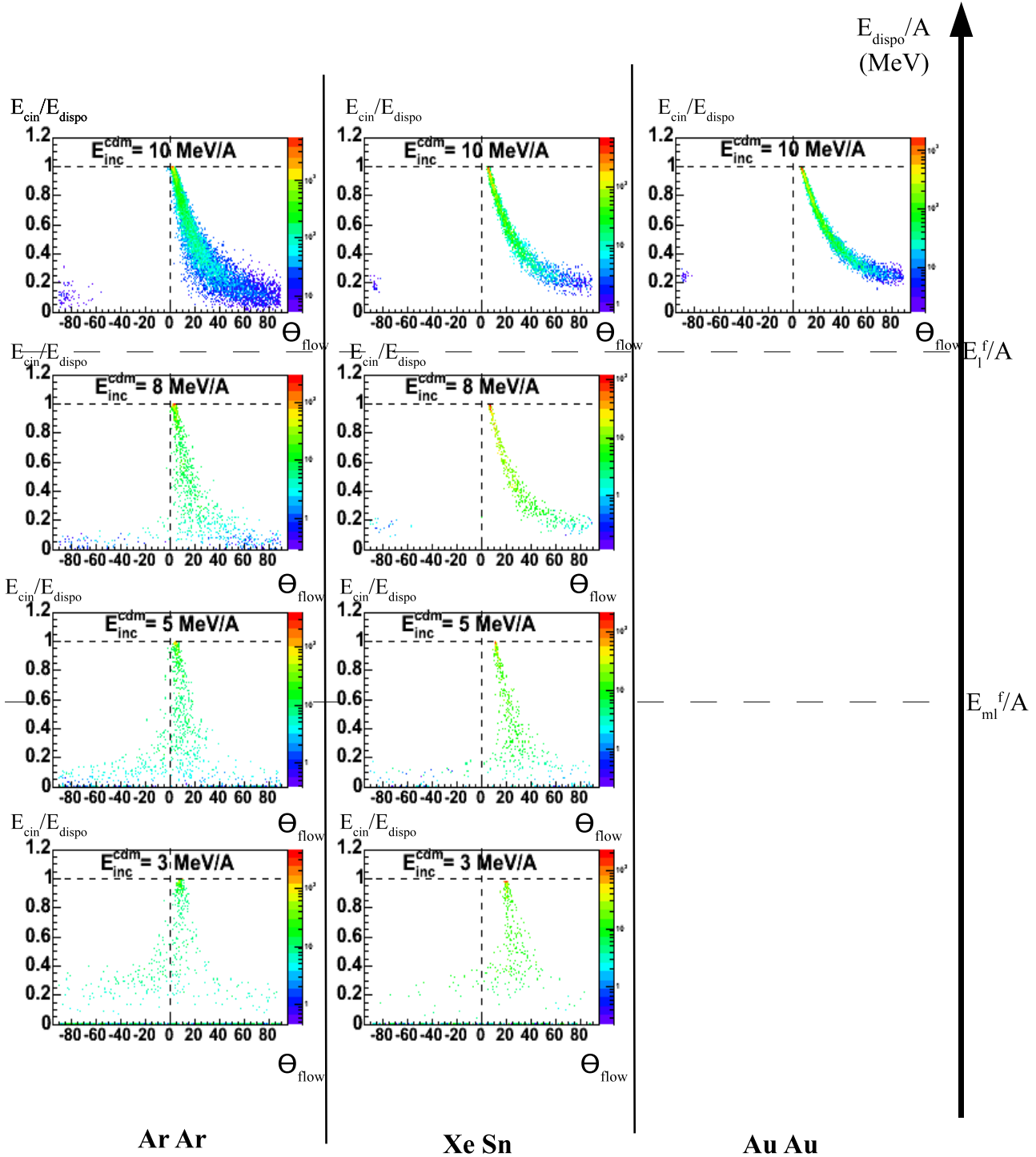


FIG. 5.18 – Correlations entre l'énergie cinétique totale et l'angle absolu que fait l'axe principal de la collision avec l'axe du "faisceau" pour le domaine entier en paramètre d'impact des systèmes ${}_{18}^{40}\text{Ar}$ sur ${}_{18}^{40}\text{Ar}$, ${}_{54}^{129}\text{Xe}$ sur ${}_{50}^{119}\text{Sn}$ et ${}_{79}^{197}\text{Au}$ sur ${}_{79}^{197}\text{Au}$ à différentes énergies.

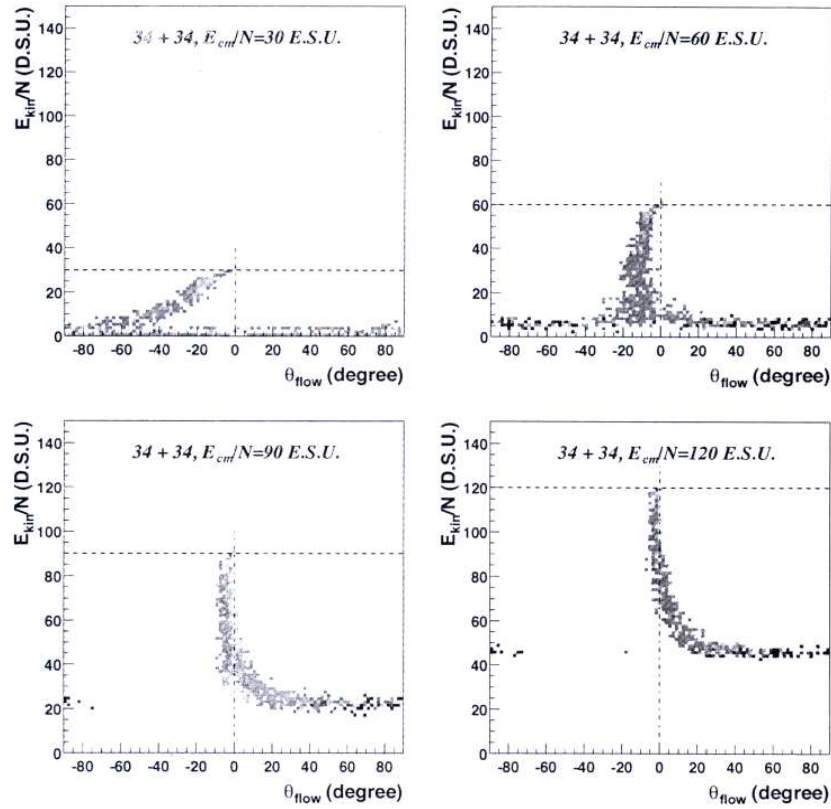


FIG. 5.19 – Corrélations entre l’énergie cinétique totale et l’angle absolu que fait l’axe principal de la collision avec l’axe du “faisceau” pour le domaine entier en paramètre d’impact du système 34;0 sur 34;0 ($V_{min} = -20$ ESU., $\Delta V_{min} = 0$ ESU., $r_0 = 10$ LSU., $r_1 = 15$ ESU. et $c = 0$ ESU.LSU.) à différentes énergies. Extrait de la référence [3].

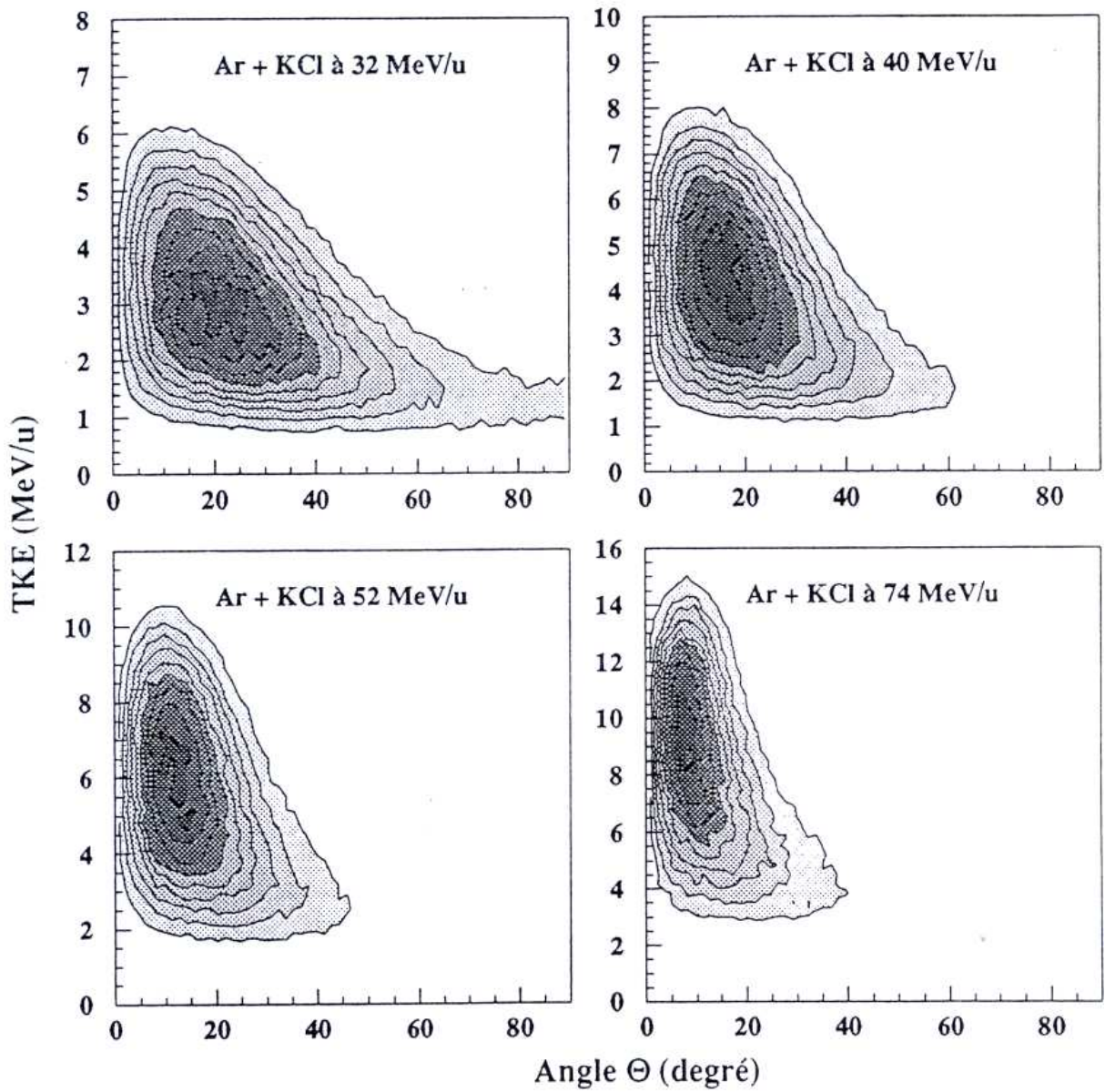


FIG. 5.20 – Diagrammes de Wilczynki expérimentaux du système nucléaire Ar + KCl à différentes énergies. Données INDRA [106].

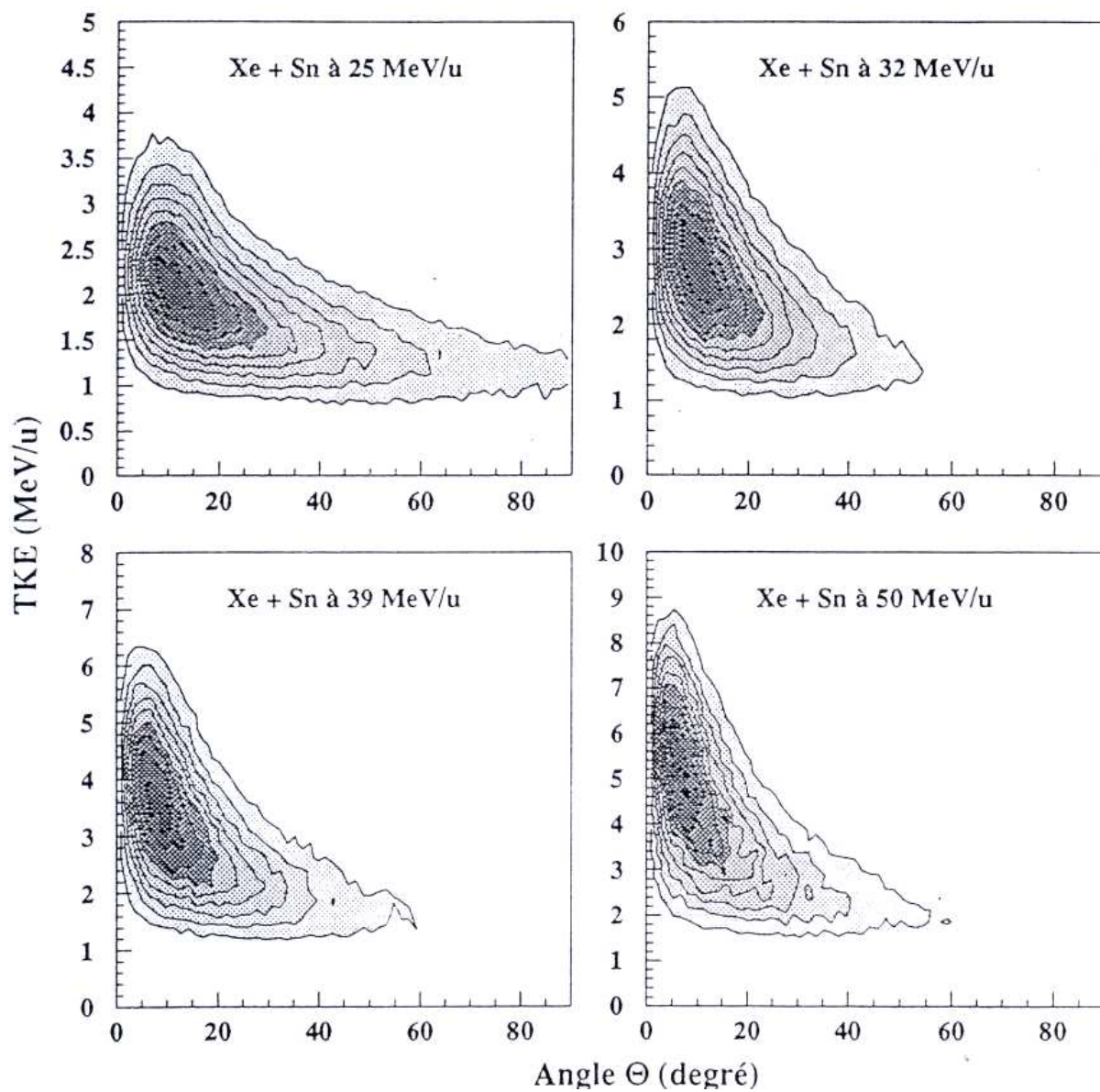


FIG. 5.21 – Diagrammes de Wilczynki expérimentaux du système nucléaire Xe + Sn à différentes énergies. Données INDRA [106].

flow ont été étudiées à plusieurs reprises [108, 109], notamment au sein de la collaboration *INDRA* [110]. Les systèmes Ar+KCl et Xe+Sn ont été étudiés; le premier aux énergies incidentes par particule dans le laboratoire 32, 40, 52 et 74 A.MeV (figure 5.20), le second aux énergies 25, 32, 39 et 50 A.MeV (figure 5.21). Expérimentalement, moins d'observables sont accessibles. En particulier, le plan de la réaction est hors de portée. L'angle calculé est donc systématiquement ramené entre 0 et 90°. Les résultats des simulations sont en accord avec les résultats expérimentaux. La valeur la plus probable est dans les deux cas proche de 20°.

Par contre, si l'on rentre dans les détails des différences apparaissent. La plus visible concerne les hautes énergies. Pour $E_{inc}^{labo}/A = 40$ MeV ($E_{inc}^{cdm}/A = 10$ MeV), θ_{flow} est compris entre 0 et 60° pour le système Ar+KCl alors qu'il peut être plus important pour les simulations (système ${}^{40}_{18}Ar$ sur ${}^{40}_{18}Ar$ à l'énergie $E_{dispo}/A = 10$ MeV). De plus, les diagrammes pour le système Xe+Sn aux basses énergies ont la forme d'un "γ" et cette allure devient de moins en moins franche mais persiste même aux hautes énergies. Les diagrammes des simulations correspondantes a plutôt une allure linéaire. Ces différences semblent indiquer que dans le cas des systèmes classiques, la répulsion joue un rôle plus important que dans le cas des noyaux. A priori, les potentiels V_{rep} et V_{Coul} sont identiques. Donc la structure des systèmes, notamment la surface, serait à l'origine de cette divergence. Il y aurait trop de pseudo-protons à la surface dans les systèmes classiques par rapport aux noyaux.

Nous avons vu au début de ce chapitre que l'énergie de liaison des systèmes diverge qualitativement de celle des noyaux. Les systèmes sont surliés. Ici, nous venons de mettre en évidence un écart dynamique entre les simulations et les collisions d'ions lourds. Comme nous nous étions limités à 10 % des valeurs recherchées dans le cas de B(A,Z), nous ne devons pas espérer réussir à reproduire toutes les distributions expérimentales lorsqu'il s'agira de comparer cette fois quantitativement les simulations avec les collisions d'ions lourds. Il serait intéressant de voir si l'introduction d'un potentiel susceptible de modéliser le principe de Pauli a une influence ou non sur cet écart.

5.6 Conclusion générale et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons d'abord montré le résultat de l'ajustement des propriétés des systèmes classiques sur celles des noyaux. Nous avons cherché à reproduire l'énergie de liaison et le rayon caractéristique des noyaux en jouant sur les valeurs des cinq paramètres du potentiel V_{tot} qui régit les interactions. Nous avons réussi à reproduire raisonnablement la vallée de stabilité des noyaux, au moins pour les systèmes plus légers que $A = 100$. Par contre, les systèmes qui s'en écartent sont surliés par rapport aux noyaux correspondants. Certains systèmes sont liés alors que les noyaux correspondants n'existent pas.

Ensuite, nous avons étudié certains aspects des collisions entre ces systèmes à travers les

systèmes ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ sur ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, ${}^{129}_{54}\text{Xe}$ sur ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ et ${}^{197}_{79}\text{Au}$ sur ${}^{197}_{79}\text{Au}$. Nous avons suivi deux lignes directrices : d’une part comparer les résultats avec ceux des systèmes neutres rappelé au premier chapitre ; et d’autre part les comparer qualitativement avec les résultats expérimentaux, notamment ceux de la collaboration *INDRA*.

Les résultats généraux avec ces systèmes sont les mêmes qu’avec les systèmes neutres. Notamment les énergies caractéristiques jouent les mêmes rôles. En conséquence, la dynamique des collisions entre systèmes classiques est fortement contrainte par ces énergies. L’énergie par nucléon qui peut être stockée dans un fragment sous forme thermique ne peut toujours pas dépasser l’énergie de liaison de la particule la moins liée à l’isobare le plus “stable” (au sens de E_{ml}).

Quant à la comparaison avec les collisions d’ions lourds, les résultats sont encourageants mais il ne s’agit que du premier pas. Il est évident qu’il manque de la physique dans nos simulations. De plus, la paramétrisation que nous avons trouvée n’est pas nécessairement la meilleure. Par contre, par rapport au cas neutre, les valeurs obtenues avec ces systèmes sont réellement comparables avec les valeurs nucléaires. Le pas suivant va consister à comparer quantitativement les résultats des simulations avec des résultats expérimentaux et dans le même temps trouver comment mieux reproduire les effets de l’asymétrie protons/neutrons. Comparer les données *INDRA* avec les données *CNBD* serait une première étude intéressante. Nous ne nous attendons pas à déjà avoir un bon accord mais plutôt à voir où nous en sommes. Les approches statistiques des collisions d’ions lourds ont pour vocation de reproduire les multiplicités et la répartition de masse et y arrivent, nous pourrions voir si les simulations en sont aussi capables. De plus, les divergences que nous observerons, car il est évident qu’il y en aura au vu des premières comparaisons présentées ici, pourront-elles être attribuées au problème de l’asymétrie pseudo-proton/pseudo-neutron, ou montreront-elles d’autres incompatibilités ? La piste la plus prometteuse pour corriger le “surliage” des systèmes par rapport au noyaux est de modéliser le principe de Pauli et de l’inscrire dans le code *CNBD*. Plusieurs pistes ont déjà été suivies [18, 19, 22, 24], dont il faudrait largement s’inspirer.

Conclusions et perspectives

“Les physiciens cherchent à comprendre ce dont ils sont témoins. A force d’observations et d’interprétations satisfaisantes, ils ont pu appréhender des phénomènes de plus en plus nombreux et complexes au fil du temps...”

L’introduction de ce mémoire commence par ces mots. La problématique que nous avons abordée est celle des collisions entre systèmes classiques en interaction. Expérimentalement, les collisions d’ions lourds se sont révélées d’une très grande complexité et les différentes approches théoriques employées pour les décrire sont nombreuses, basées sur des hypothèses souvent contradictoires et ne permettent pas d’avoir un point de vue global sur les collisions. Le code *CNBD* nous a permis d’aborder les collisions de manière phénoménologique. Nous avons voulu prendre le cas le plus simple et voir ce qu’il était possible d’obtenir. Les premiers résultats des simulations de collisions entre systèmes classiques en interaction forte ont été surprenants : tous les mécanismes observés expérimentalement ont été reproduit qualitativement, de la fusion aux basses énergies au mécanisme de participant/spectateur aux hautes énergies. Suite à ces premiers résultats très encourageants, nous avons poussé les investigations sur ce modèle. Quels enseignements avons-nous tiré des études menées ici sur les collisions entre systèmes classiques ? Quelles seront les prochaines études ? Et quelles conséquences les conclusions du cas classique pourraient-elle avoir sur le cas nucléaire ? Y-a-t-il une relation entre les systèmes classiques générés avec *CNBD* et les noyaux ?

Nous avons suivi plusieurs directions différentes. Nous avons d’une part étudié les propriétés des simulations de collisions entre systèmes classiques en interaction forte uniquement. Actuellement, la recherche de signaux qui marqueraient la transition de phase liquide-gaz du premier ordre dans la matière nucléaire finie est un des grands axes de recherche de la physique des collisions d’ions lourds. Plusieurs signaux proposés par les théoriciens ont été mis en évidence expérimentalement. Nous avons recherché dans nos simulations deux de ces signaux : la bimodalité de la variable d’asymétrie et la capacité calorifique négative. Nous les avons observés dans les collisions centrales, dans les collisions périphériques, et lorsque le système d’étude est préalablement thermalisé. Nous avons donc pu comparer trois situations physiques. Et nous avons mis en évidence que le domaine d’énergie pour lequel ces deux signaux apparaissent

dépend de la configuration. Ce résultat entre en conflit avec l'interprétation de ces signaux : une transition de phase ne peut être dépendante de la configuration physique de départ.

Pour compléter cette étude et permettre de mieux comprendre les résultats obtenus, nous nous sommes intéressés au processus de formation des fragments lors des collisions. La voie d'entrée y joue-t-elle un rôle? nous avons comparé les résultats de collisions centrales entre un projectile neutre contenant $N/2$ particules heurtant une cible contenant $N/2$ particules avec d'une part la dynamique d'un système thermalisé contenant N particules, et d'autre part avec la désexcitation de quasi-projectiles provenant de collisions entre un projectile neutre contenant N particules heurtant une cible neutre de N particules. Les systèmes préalablement thermalisés ne donnent des résultats équivalents à ceux des systèmes en collisions que lorsque l'énergie disponible est inférieure à l'énergie de liaison de la particule la moins liée au système (E_{ml}). Cette énergie caractéristique est la frontière entre les basses énergies et les énergies intermédiaires pour notre cas classique. Les systèmes en collision ne sont donc thermalisés qu'aux basses énergies.

Grâce à ces deux études, nous avons interprété la bimodalité et le $C < 0$ de la façon suivante pour notre cas : pour les collisions centrales, ces signaux marquent le passage du mécanisme de fusion/évaporation à la multifragmentation. Ils sont liés à la cohésion globale des systèmes préalablement thermalisés (leurs énergies de liaison). Quant aux collisions périphériques, la bimodalité est le seul signal avéré et s'interprète dans ce cas comme la signature d'un changement de la géométrie de la collision. Les présents résultats ne sont valables que pour les systèmes classiques.

Si l'on suppose maintenant que le comportement des noyaux et celui des systèmes classiques sont comparables lors des collisions, ces résultats offriraient un éclairage nouveau sur les collisions d'ions lourds. Il serait inutile de faire appel à l'hypothèse de thermalisation des noyaux pour interpréter les signaux de bimodalité ou de $C < 0$. Pour spéculer encore un peu plus, la question de l'interprétation des collisions en tant que matière nucléaire serait relancée : comment relier les résultats des collisions avec les paramètres de l'équation d'état de la matière nucléaire infinie s'ils ne sont manifestement pas en équilibre? Les modèles statistiques se retrouveraient n'être qu'effectifs et seule une approche dynamique pourrait apporter des éléments de réponse à la problématique des collisions d'ions lourds. L'idéal serait d'avoir à disposition un modèle dynamique qui tienne correctement compte du caractère quantique des noyaux. Nous avons fait une modeste tentative dans ce sens en voulant appliquer numériquement le formalisme de Nelson [111]. De nombreuses difficultés sont apparues, trop nombreuses pour être surmontées en trois ans. Nous n'avons pas poussé plus avant cette investigation. La modélisation numérique de la mécanique quantique est un des enjeux majeur de la phénoménologie actuellement.

Nous nous sommes aussi intéressés au fonctionnement "interne" du code. Nous avons dédié un chapitre à l'étude des relations entre les paramètres de l'interaction et les propriétés des systèmes. Pour les systèmes en interaction forte uniquement, nous avons mis en évidence que

la dynamique est plus liée à l'allure du potentiel qu'aux valeurs des paramètres de celui-ci. Pour une collision donnée, l'énergie de liaison de la particule la moins liée (E_{ml}) et l'énergie de liaison (E_l/A) du système composé sont les frontières entre trois domaines d'énergie qui correspondent aux trois domaines d'énergie des collisions d'ions lourds. Les paramètres de l'interaction changent les valeurs de E_{ml} et E_l/A mais pas les mécanismes observés. Lorsqu'on introduit une répulsion de type "Coulomb" toutefois, les frontières entre les domaines d'énergie s'éloignent d'autant de E_{ml} et E_l/A que la répulsion est forte. Et lorsque celle-ci est compensée par une plus forte liaison pseudo-neutron/pseudo-proton, alors E_{ml} et E_l/A redeviennent les frontières entre les basses énergies, les énergies intermédiaires et les hautes énergies. Et de nouveau les paramètres de l'interaction changent les valeurs de E_{ml} et E_l/A mais pas les mécanismes observés.

Cette première étude nous a donné une meilleure maîtrise des simulations. Nous avons obtenu des relations empiriques qui indiquent quel(s) paramètre(s) modifier pour changer l'énergie de liaison d'un système par exemple. Nous nous en sommes servis pour ajuster la cohésion et la taille de systèmes sur la cohésion et la taille des noyaux. Le potentiel d'interaction de ces systèmes a deux composantes : un potentiel de type Van der Waals qui favorise les liaisons pseudo-neutron/pseudo-proton et une répulsion de type Coulomb. Nous avons pu reproduire raisonnablement le rayon caractéristique des noyaux, mais l'énergie de liaison n'a pas été reproduite de manière satisfaisante : les systèmes loin de la vallée de stabilité sont surliés par rapport aux noyaux correspondants. Quant aux collisions, l'ajustement permet d'avoir des valeurs des observables comparables à celles du cas nucléaire tout en gardant vrais les principaux résultats obtenus avec les systèmes neutres, notamment la capacité à simuler tous les mécanismes et limitation de l'énergie thermique emmagasinée par un fragment.

Il serait désormais intéressant de faire une comparaison quantitative entre les simulations et des données expérimentales. Nous pourrions voir jusqu'à quel point les premières sont capables de reproduire les secondes. A priori, le surliage des systèmes va entraîné des divergences entre les deux cas, mais ces écarts seront-ils assez importants pour interdire aux simulations un rôle prédictif sur certaines observables ou non ? Par ailleurs, tenir compte du principe de Pauli d'une manière ou d'une autre dans les simulations permettrait peut-être de mieux reproduire l'effet de l'asymétrie neutron/proton.

Finalement, la forme de l'interaction V_{fort} joue peut-être un rôle sur les résultats. Il s'agit d'un polynôme du troisième degré dans notre cas. Les conclusions de ces études seraient peut-être différentes si le potentiel nucléaire avait été modélisé par un potentiel de type Lennard-Jones ou de type Yukawa.

Annexe 1 : discussion autour des algorithmes de calcul de $E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$

$E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$ sont probablement surestimées par les algorithmes de calcul. Il nous est difficile voire impossible de quantifier d'un point de vue général la probabilité et l'importance (le cas échéant) de cette surestimation. Nous allons ici estimer qualitativement ces grandeurs et développer des arguments qui justifieront l'usage des algorithmes de calcul. Dans un premier temps, nous allons montrer sur un exemple simple le cas pour lequel la surestimation est clairement non seulement très probable, mais de plus très importante. Ensuite, nous verrons que cette situation est isolée et qu'elle n'est pas gênante ni pour le calcul de $E_l^{(c)}/A$, ni pour celui de $E_{ml}^{(c)}$. Finalement, nous justifierons l'utilisation des algorithmes employés pour calculer ces deux énergies par quelques arguments qualitatifs.

L'algorithme n'est pas fiable lorsqu'il estime l'énergie de liaison d'une particule (chargée) située à l'intérieur d'un système. Soit un système chargé dans son état fondamental. Pour obtenir $E_{ml}^{(c)}$, l'algorithme détermine d'abord l'énergie de liaison de chaque particule du système. Soit l'une des particules chargées situées à l'intérieur du système. Cette particule doit franchir la surface pour se séparer des autres. Pour simplifier, considérons le problème équivalent à 2 dimensions. La surface est symbolisée par deux particules, (1) et (2), la première neutre et la seconde chargée. Elles définissent avec le centre de masse du système un arc de cercle. La figure 5.22 présente les positions des particules (1) et (2). Supposons que la particule chargée dont l'algorithme cherche à calculer l'énergie de liaison, (3), appartient au plan défini par le centre de masse et les particules (1) et (2). Toutes les autres particules du système sont prises en compte par le champ moyen qu'elles exercent sur cette particule (3). Les particules (1) et (2) ont respectivement pour coordonnées $(\sqrt{r_{syst}^2 - \frac{r_0^2}{2}}, \frac{r_0}{2})$ et $(\sqrt{r_{syst}^2 - \frac{r_0^2}{2}}, -\frac{r_0}{2})$. r_{syst} est le rayon de l'arc de cercle. Nous supposons que la distance entre (1) et (2), r_{12}^{fond} est égale à r_0 (N.B. : cette hypothèse est vraie dans le cas général : les particules de la surface d'un système sont distantes 2 à 2 d'une valeur très proche de r_0 .)

La particule (3) se trouve dans la section de plan grisée sur la figure 5.22. Son énergie potentielle selon sa position est représentée sur la figure 5.23. Cette énergie est la somme des interactions entre elle-même et les particules (1) et (2), plus la constante due au champ moyen

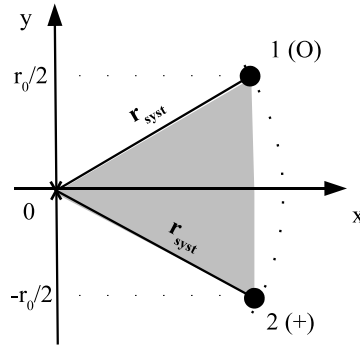


FIG. 5.22 – Energie de liaison d’une particule du coeur d’un système : représentation des positions des particules 1 et 2.

qui s’exerce sur (3) par toutes les autres particules.

L’estimation de l’énergie de liaison de (3) l’amène à parcourir la nappe suivant une droite définie par l’origine et sa position initiale (déplacement centrifuge en 3D). Trois d’entre elles sont représentées sur la figure 5.23 (“ombres” blanches sur la nappe) : deux correspondent à l’alignement de l’origine et de (3) avec (1) ou (2) ; la seconde correspond à l’axe des x sur la figure 5.22. On pourrait imaginer tracer un chemin sur la figure 5.23 qui parte de la position initiale de (3) et qui passe par le plus petit des maxima situés entre (1) et (2) (le col dans la carte de potentiel). Ce chemin ne correspond pas à la transformation homothétique de (3) (équation 2.10) mais minimise l’énergie à fournir pour que (3) soit sur le point de se séparer des deux autres. Sur la figure 5.24 est représentée l’énergie de liaison de (3) sur le parcours qu’elle suivrait en respectant l’équation 2.10 suivant l’angle θ entre son vecteur position et l’axe des x. Pour chaque valeur de θ , la position initiale de cette particule correspond au minimum en énergie sur la droite. Ce minimum d’énergie est proche de l’origine car les distances (3) (1) et (3) (2) sont proches de r_0 lorsque le système est dans son état fondamental. Pour se rendre compte de la surestimation de l’algorithme, les énergies de liaison calculées sont ramenées à celle trouvée graphiquement en passant par le “col”. Les valeurs de θ sont ramenées à l’angle maximum θ_{max} : l’angle entre le vecteur position de (1) et l’axe des x.

Cette dernière figure montre que l’algorithme peut donner une valeur de l’énergie de liaison trois fois supérieure à celle que l’on peut trouver avec une méthode graphique. Le domaine choisi exclut l’alignement parfait entre l’origine, (3) et (2). Cette troncature est réalisée sur les figures 5.23 et 5.24 (l’énergie diverge lorsque deux particules chargées se situent au même point). En conclusion, l’énergie de liaison calculée surestime la valeur recherchée.

Dans cet exemple, l’influence des autres particules n’est prise en compte que par une constante. En réalité, leur contribution dépend de la position de (3) mais de toute façon devient négligeable devant les interactions (3) < - > (2) et (3) < - > (1) lorsque (3) passe entre (1) et (2). Les résultats de ce cas simple se généralise : l’algorithme de calcul de $E_{ml}^{(c)}$ n’est pas fiable

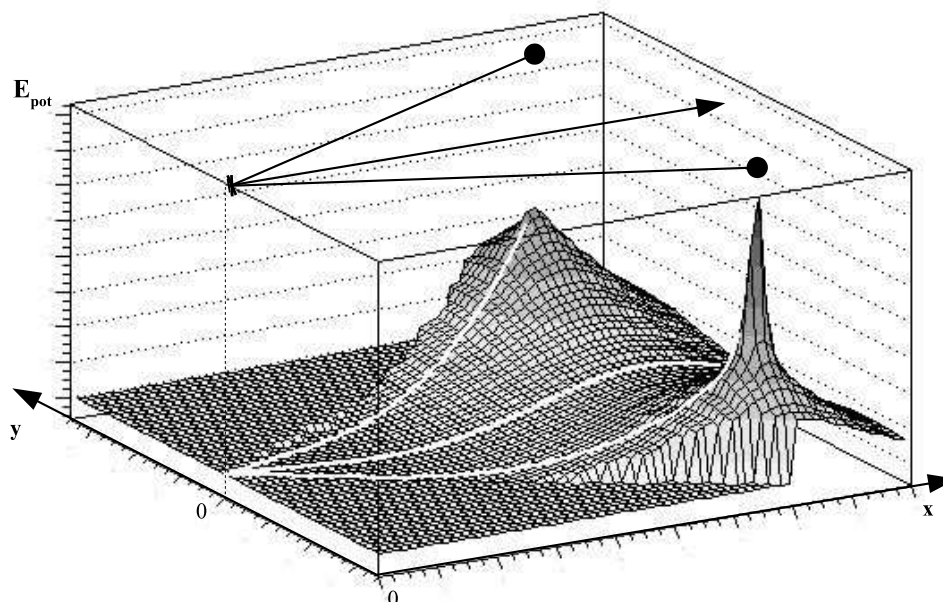


FIG. 5.23 – Energie de liaison d’une particule du coeur d’un système : énergie potentielle suivant la position de la particule (voir fig. 5.22).

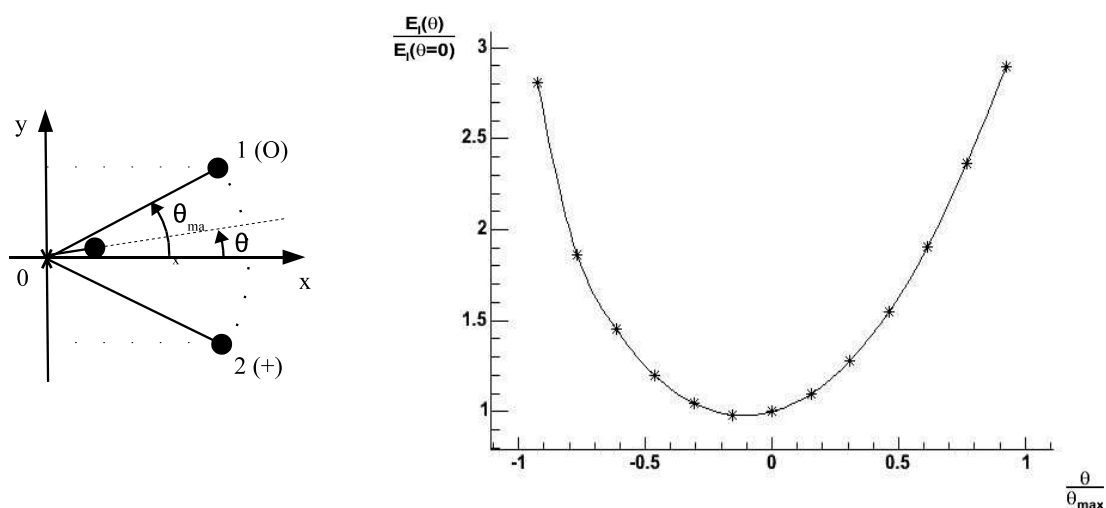


FIG. 5.24 – Energie de liaison d’une particule du coeur d’un système : barrière de potentiel.

pour calculer l'énergie de liaison d'une particule chargée du coeur du système. Pourtant, cette situation n'est pas gênante : la particule la moins liée est toujours située à la périphérie du système. Les arguments suivants justifient cette assertion :

- Les systèmes neutres, pour lesquels les énergies sont rigoureusement connues, vérifient cette hypothèse quelle que soit la taille $N(= A)$ du système.
- Les particules chargées d'un même système ont tendance à s'éloigner les unes des autres à cause de V_{rep} . En conséquence, les pseudo-protons sont majoritairement situés à la périphérie des systèmes. Nous verrons quelques exemples dans la suite. Cela ne signifie pas qu'il n'y en ait jamais proche du centre de masse, mais cela implique que si une particule chargée est effectivement proche de celui-ci, alors il y en a au moins une à la périphérie du système, voire plusieurs suivant sa charge totale. Le cas du pseudo-proton unique n'est pas concerné ici car s'il n'y en a qu'un dans un système, alors le calcul devient aussi simple que pour les systèmes neutres.
- Ensuite, une particule de la périphérie ne fait que s'éloigner des autres. Une particule proche du centre doit franchir, elle, la barrière de potentiel due aux particules de la périphérie. Elle doit donc se rapprocher de certaines particules. Les particules sont toutes dans des puits de potentiels lorsque le système est dans son état fondamental. Ce qui signifie, surtout pour les particules de la périphérie, d'être situées à environ r_0 les unes des autres. Donc, une particule qui franchit la surface passe nécessairement à une distance plus petite que r_0 d'au moins une particule, même en franchissant la barrière au point où celle-ci est la plus basse. Dans l'exemple, la particule (3) ne peut passer à plus de $r_0/2$ des deux autres. Et la partie répulsive de V_{fort} (quelle que soit la liaison) additionnée du potentiel répulsif le cas échéant rend ce passage gourmand en énergie.

Concernant l'énergie de liaison des systèmes, il n'y a pas de situation pour laquelle l'algorithme concerné surestime de façon certaine $E_l^{(c)}/A$. Le domaine de recherche exploré par l'algorithme est tel que toutes les distances inter-particules augmentent. Deux particules ne se rapprochent jamais l'une de l'autre. $E_l^{(c)}/A$ est sûrement surestimée, mais la valeur calculée n'est jamais aussi éloignée de la valeur recherchée que dans le cas qui vient juste d'être étudié.

En fait, $E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$ semblent être de bonnes approximations des valeurs recherchées. Dans le cas des systèmes neutres, les énergies calculées sont $E_l^{(0)}/N$ et $E_{ml}^{(0)}$. Ces énergies sont déterminées rigoureusement. Aucune surestimation n'est faite. Parallèlement, nous avons montré que ces deux énergies sont les frontières entre les énergies basses, les énergies intermédiaires et les hautes énergies quelles que soient les valeurs des paramètres de V_{fort} . Nous allons tout de suite constater que ces 2 frontières sont respectivement assez proches des valeurs estimées de $E_l^{(c)}/A$ et $E_{ml}^{(c)}$ pour leurs être assimilées, quelle que soit la valeur de c . C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas cherché à estimer plus finement ces énergies caractéristiques.

Annexe 2 : Influence de la numérique sur les résultats des simulations

Au chapitre 1, nous avons expliqué le rôle de la variable ϵ . Elle gère l'erreur numérique maximale sur la dynamique. A chaque itération, l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adapté estime de deux façons les positions et vitesses des particules à la date suivante. Si l'erreur coordonnée par coordonnée entre les deux estimations ne dépasse pas la valeur de ϵ , alors le calcul est validé et les positions et vitesses de la date d'arrivée sont les moyennes des deux estimations. Sinon, le pas de temps est réduit et le calcul reprend.

Les figures 1.2 et 1.3 montrent la relation entre la valeur de ϵ et la capacité du code à conserver l'énergie mécanique du système. Dans les études développées dans le corps de ce rapport, ϵ a valu 10^{-5} puis 10^{-3} suite aux résultats présentés ici. Idéalement, ϵ devrait valoir 0. C'est dans la pratique impossible. D'un point de vue général, plus ϵ est proche de 0, plus les calculs gagnent en précision mais perdent en rapidité. Entre 10^{-3} et 10^{-5} , le temps de calcul moyen est multiplié par quatre.

Dans cette annexe, nous allons répondre à la question : les résultats présentés dans les chapitres sont-ils dépendants de la numérique ? Pour ce faire, nous avons généré 500 collisions entre un projectile (26;0) et une cible (26;0) à une énergie proche de l'énergie de liaison du système (52;0) pour les valeurs de ϵ de 10^{-0} à 10^{-8} par pas de $1/10^{ieme}$. L'énergie choisie est telle que la multifragmentation est le mécanisme prédominant pour les collisions centrales. La séquence de nombres aléatoires est rigoureusement la même pour chaque valeur de ϵ . Nous allons présenter les résultats en allant de plus en plus dans le détail : nous allons commencer par comparer les valeurs moyennes des observables, puis nous comparerons leurs distributions "à l'oeil nu", et finalement nous emploierons le test de Kolmogorov pour valider les résultats.

Influence de ϵ sur les valeurs moyennes

Sur les figures 5.25, 5.26, 5.27, 5.28 et 5.29 sont tracées les multiplicités totales, des fragments ($N>3$), des particules isolées ($N=1$), et les nombres de constituants des deux plus gros fragments N_1 (fig. 5.28) et N_2 (fig. 5.29) selon le paramètre d'impact réduit. Ces observables

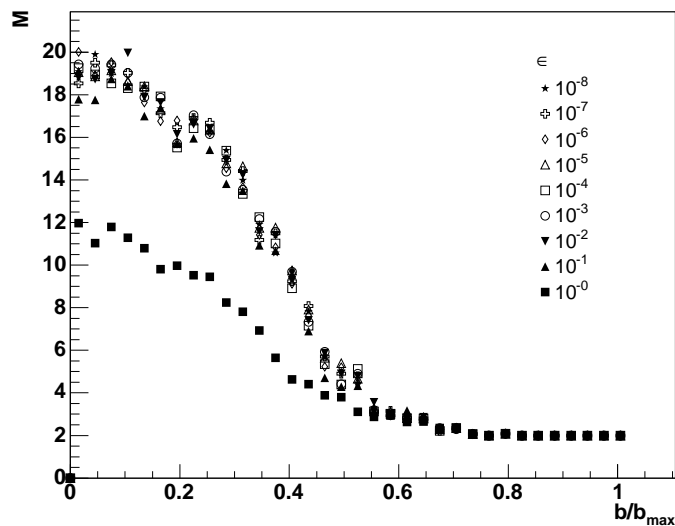


FIG. 5.25 – Valeurs moyennes de la multiplicité totale selon le paramètre d'impact réduit.

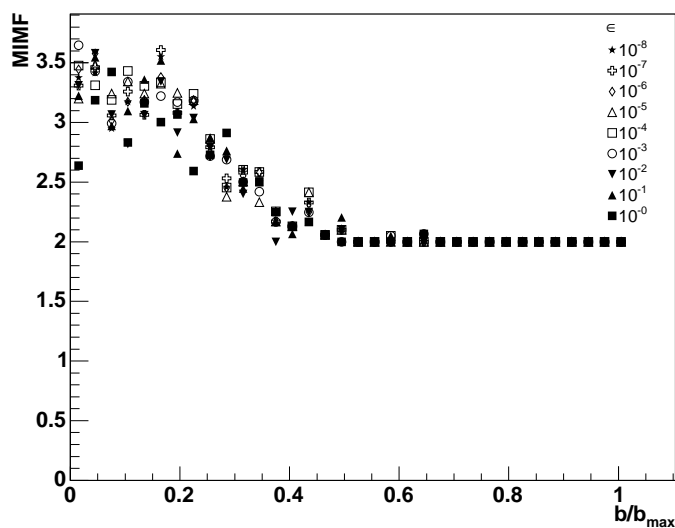


FIG. 5.26 – Valeurs moyennes de la multiplicité des fragments selon le paramètre d'impact réduit.

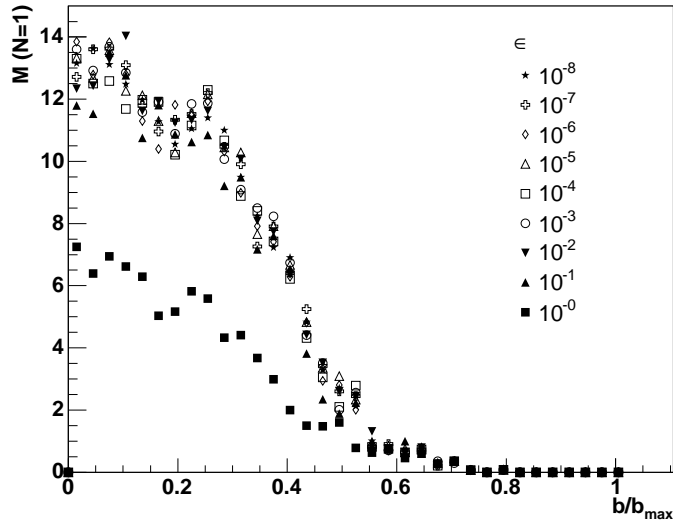


FIG. 5.27 – Valeurs moyennes de la multiplicité des particules isolées selon le paramètre d’impact réduit.

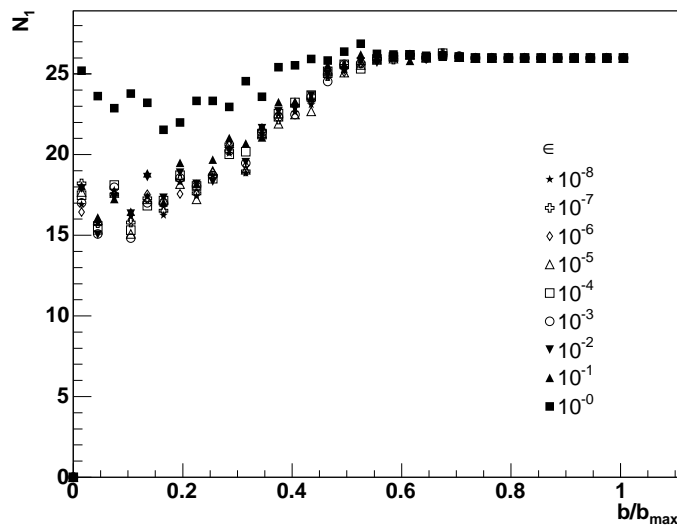


FIG. 5.28 – Valeurs moyennes du nombre de constituants du plus gros fragment selon le paramètre d’impact réduit.

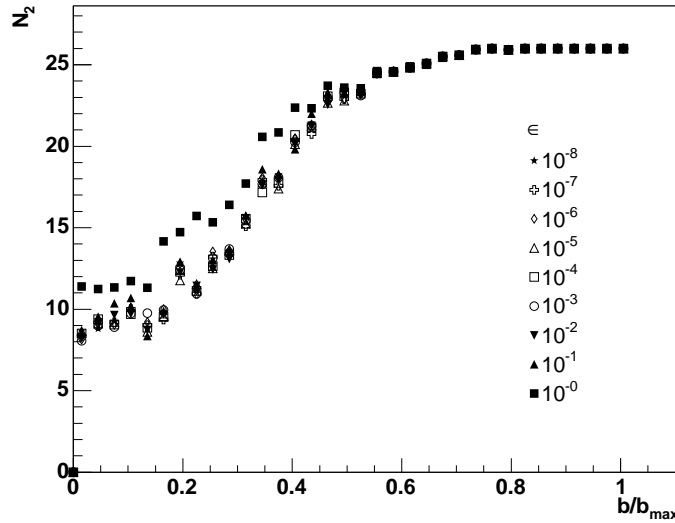


FIG. 5.29 – Valeurs moyennes du nombre de constituants du second plus gros fragment selon le paramètre d’impact réduit.

sont les principales observables étudiées dans les chapitres.

D’un point de vue général, les différences apparaissent lorsque le paramètre d’impact réduit est inférieur à 0.5. Pour les collisions plus périphériques, les valeurs moyennes $\langle M \rangle$, $\langle MIMF \rangle$, $\langle M(N=1) \rangle$, $\langle N_1 \rangle$ et $\langle N_2 \rangle$ sont semblables quel que soit la valeur de ϵ . Le projectile et la cible n’interagissent que peu lors de telles collisions, ϵ n’a aucun rôle ou presque.

Pour les collisions semi-périphériques à centrales, les courbes correspondant à $\epsilon = 10^{-0}$ se distinguent des autres. Pour cette valeur, les calculs ne sont manifestement pas assez précis pour donner des résultats satisfaisants. Pour toutes les autres valeurs de ϵ étudiées, diviser la précision maximale d’une estimation par un facteur 10^7 (de $\epsilon = 10^{-1}$ à $\epsilon = 10^{-8}$) ne bouleverse pas l’allure des courbes. Au niveau des valeurs, des écarts apparaissent. Les incertitudes absolues pour une zone donnée de paramètre d’impact réduit ne dépassent pas 1.5 pour la multiplicité totale moyenne ($\Delta \langle M \rangle = \pm 1.5$), 0.4 pour la multiplicité moyenne de fragments ($\Delta \langle MIMF \rangle = \pm 0.4$), 2 pour la multiplicité de particules isolées ($\Delta \langle M(N=1) \rangle = \pm 2$) 1 pour $\langle N_1 \rangle$ ($\Delta \langle N_1 \rangle = \pm 1$) et 0.5 pour $\langle N_2 \rangle$ ($\Delta \langle N_2 \rangle = \pm 0.5$).

En conclusion la numérique, lorsque ϵ est plus petit que 10^0 , influence les valeurs moyennes mais pas de manière significative. Nous avons choisi une énergie intermédiaire. La multifragmentation est le mécanisme le plus chaotique en termes de fragmentation. C’est le mécanisme qui provoque le nombre le plus élevé de calculs. Nous nous sommes donc placés dans le cas le plus favorable pour observer l’influence de ϵ . Et elle existe mais, en ce qui concerne les valeurs

moyennes des observables étudiées dans les chapitres, elle n'est pas assez significative pour renoncer au gain de temps de calcul offert en réduisant la précision (= en augmentant ϵ).

Pour $\epsilon=1$, la précision des calculs devient médiocre et des divergences flagrantes apparaissent sur les valeurs moyennes des observables. Par contre, pour un paramètre d'impact réduit supérieur à 0.5, les interactions sont assez peu nombreuses pour que les résultats obtenus soient *en moyenne* suffisants. Nous allons comparer maintenant les distributions.

Influence de ϵ sur les distributions

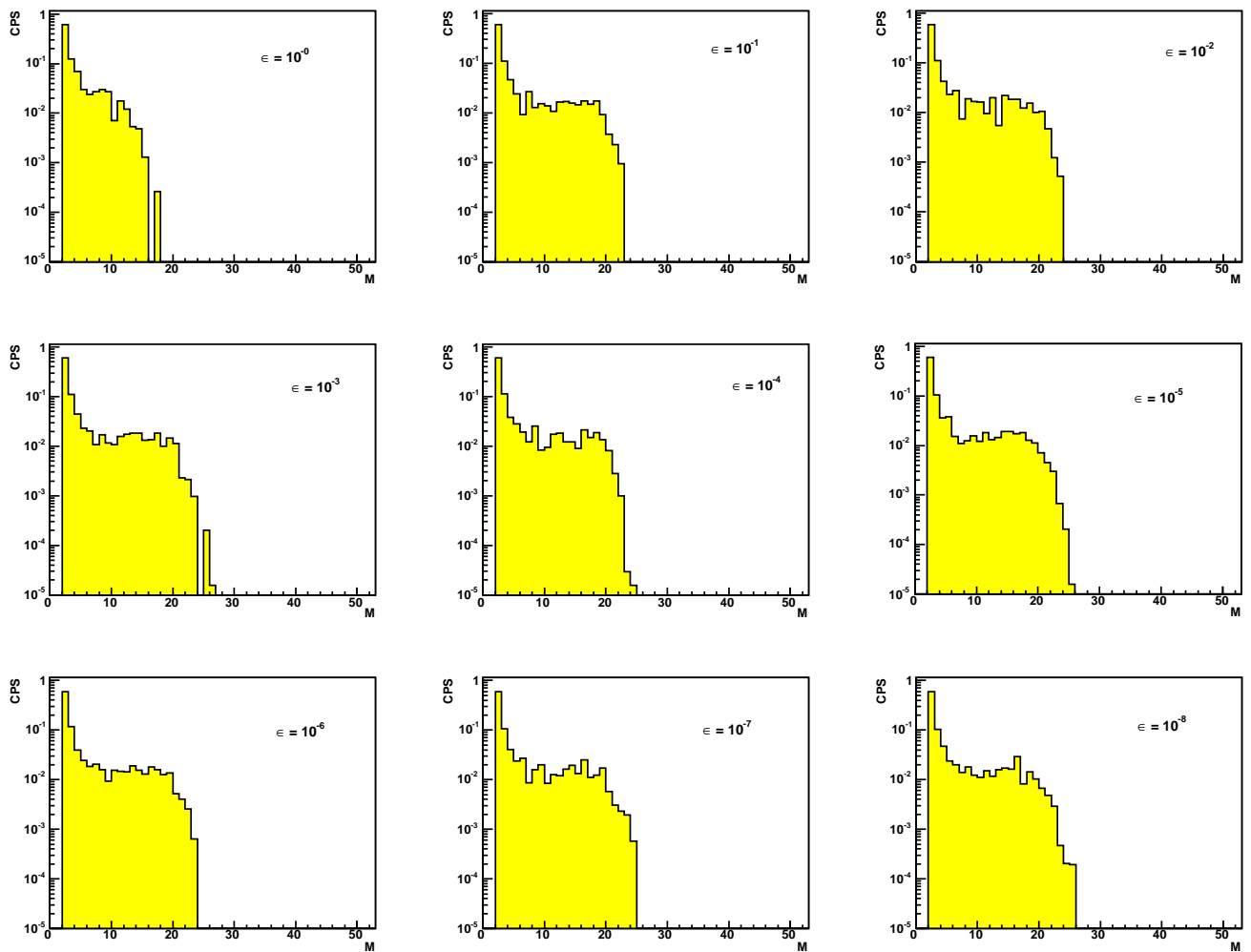
Les figures 5.30, 5.31, 5.32, 5.33, 5.34 présentent les distributions des observables dont les valeurs moyennes selon le paramètre d'impact viennent d'être étudiées. En plus, les distributions des nombres de constituants des fragments et particules sont présentées sur la figure 5.35.

Tout d'abord, les distributions correspondant à $\epsilon=1$ sont manifestement différentes des autres quelque soit l'observable. Ce résultat est en accord avec les conclusions de l'étude sur les valeurs moyennes.

Pour les autres valeurs de ϵ , les distributions semblent équivalentes à l'oeil nu. Tout les résultats des chapitres sont basés sur ce genre de distributions. Une conclusion tentante est de dire que prendre ϵ égal à 10^{-1} permet d'obtenir une allure suffisamment précise des distributions pour que celles-ci soient exploitables. De plus, la précision numérique ne semble pas affecter les résultats physiques. En effet, les résultats semblent indépendants de ϵ . Par contre, la valeur de ce dernier joue un rôle essentiel pour un événement donné. Nous avons constaté qu'avec tout les autres paramètres maintenus à l'identique, la précision numérique induit des fluctuations importantes sur les observables. Bien entendu, toutes les observables ne sont pas aussi sensibles. Par exemple, la multiplicité de fragments est assez robuste vis-à-vis de ce paramètre : pour un nombre de fragments donnés, la répartition des particules parmi ces fragments peut être très différente selon la précision des calculs sans pour autant influencer sur MIMF.

Mais il ne s'agit que de l'oeil nu. Pour avoir des résultats rigoureux, nous avons calculé pour chaque observable la probabilité que deux distributions soient équivalentes grâce au test de Kolmogorov. Pour éviter de présenter trop de résultats, nous avons donné dans le tableau 5.6 les moyennes en tenant compte de toutes les observables des probabilités de correspondances entre deux valeurs de ϵ . Par exemple, les courbes provenant des valeur 10^{-3} et 10^{-5} de epsilon ont 97.5 % de chance d'être équivalentes. Nous avons calculé la probabilité que les courbes des multiplicités totales entre ces deux valeurs de ϵ soient équivalentes, ainsi que celles des 5 autres observables étudiées ici (MIMF, $M(N=1)$, N_1 , N_2 et A). La valeur du tableau correspond à la moyenne des 6 probabilités obtenues.

Ce tableau montre deux choses. D'une part les distributions associées à la valeur 10^{-1} ne

FIG. 5.30 – Distributions de la multiplicité totale du système $(26;0)$ sur $(26;0)$.

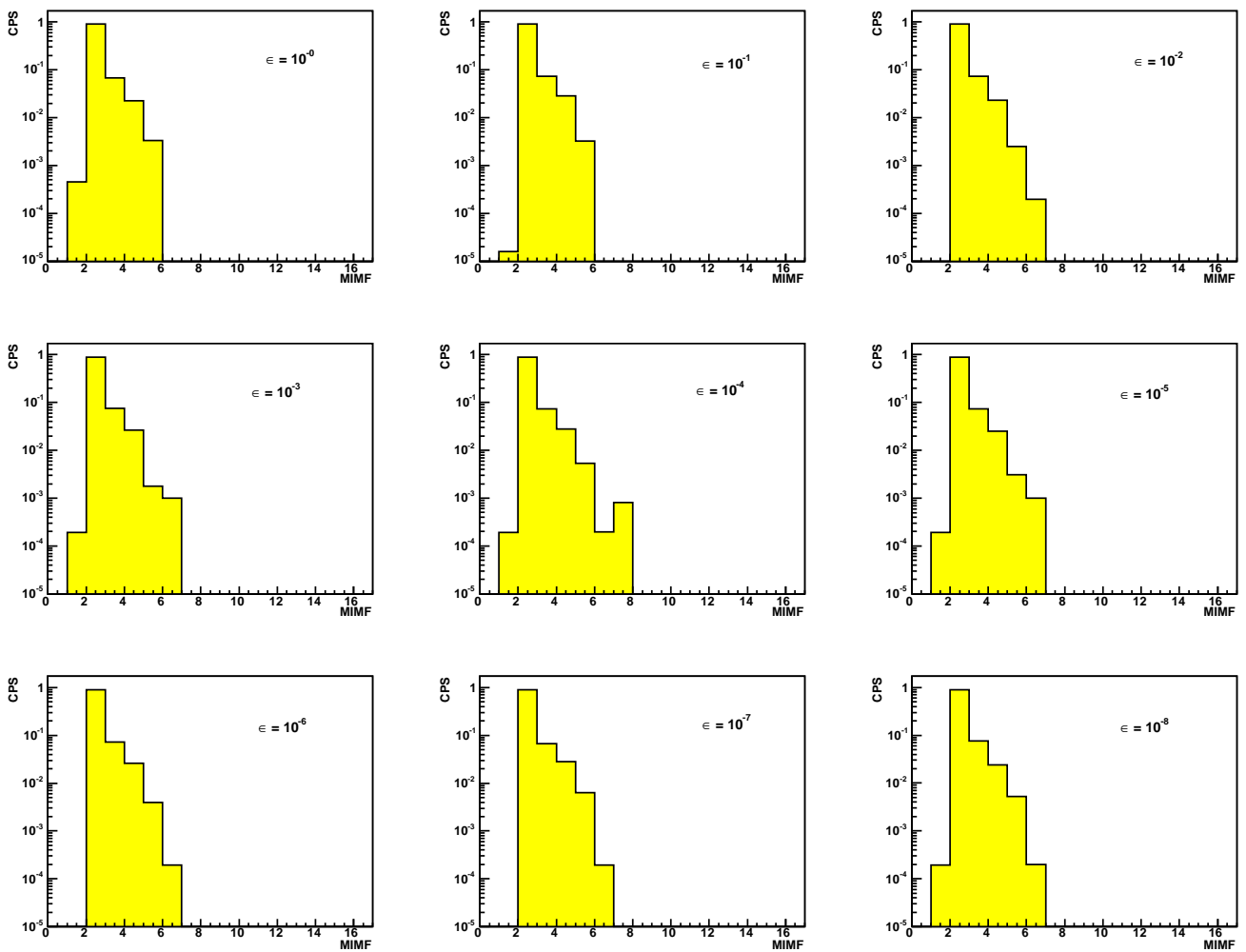


FIG. 5.31 – Distributions de la multiplicité des fragments du système $(26;0)$ sur $(26;0)$.

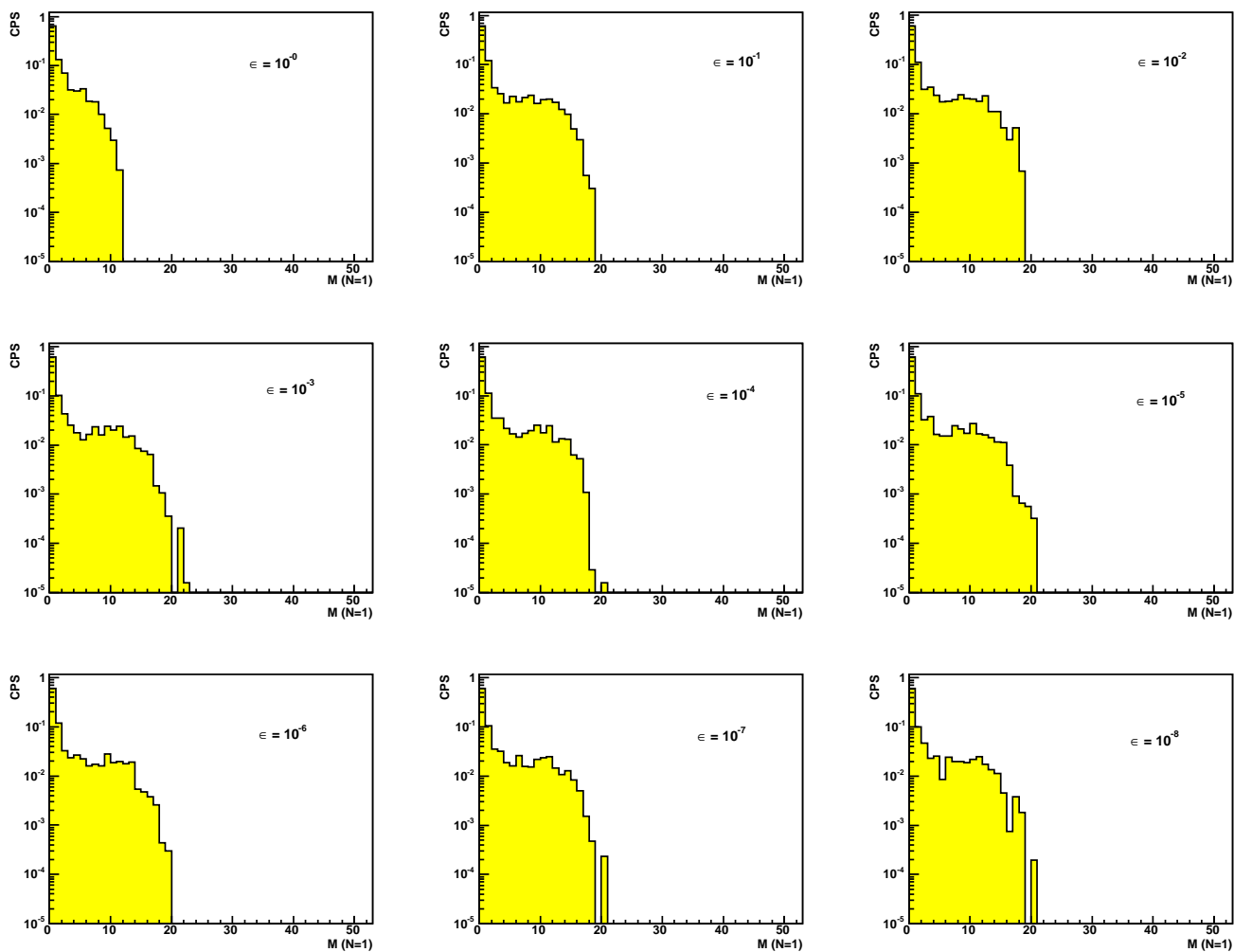


FIG. 5.32 – Distributions de la multiplicité des particules isolées émises du système $(26;0)$ sur $(26;0)$.

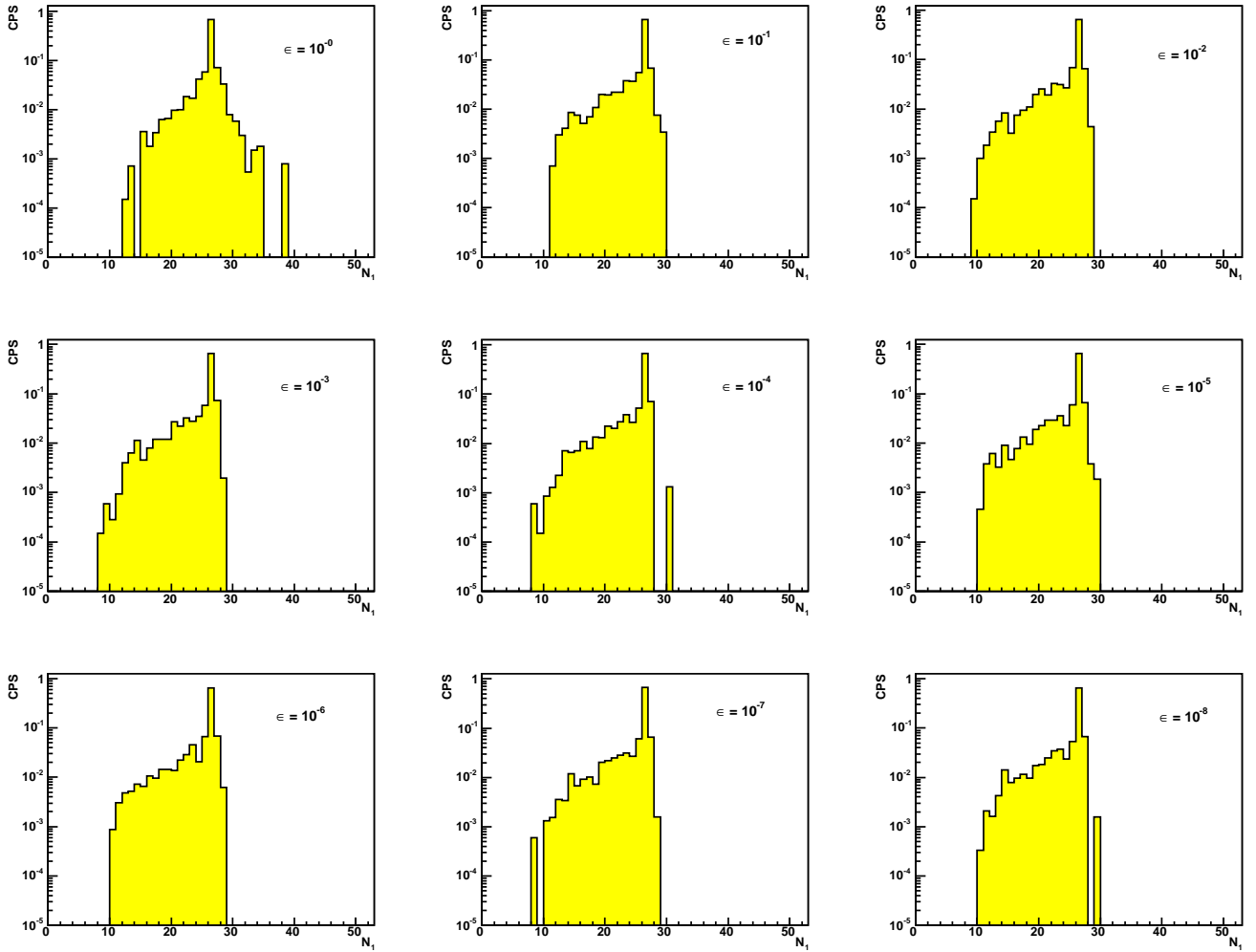


FIG. 5.33 – Distributions du nombre de constituants du plus gros fragment du système $(26;0)$ sur $(26;0)$.

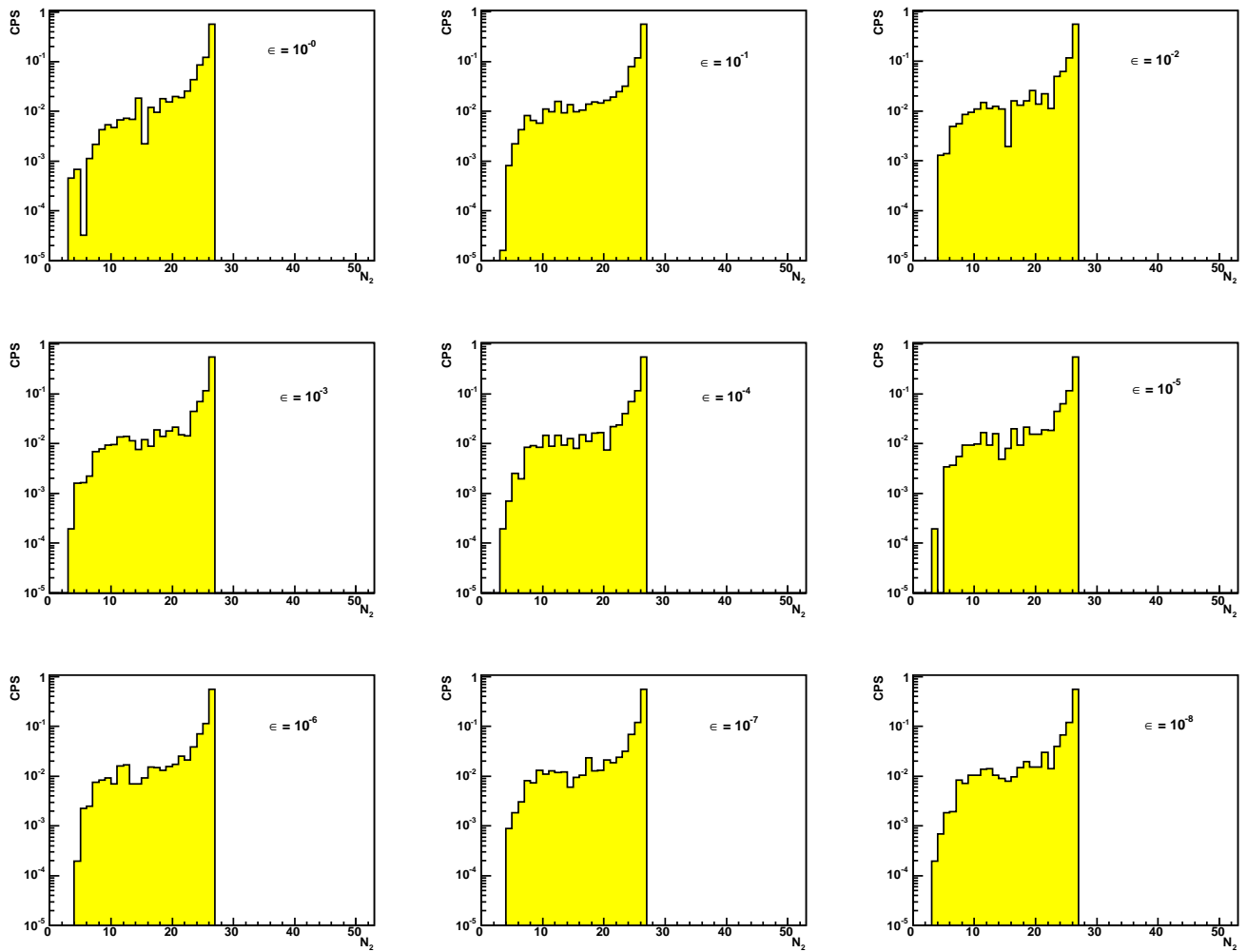


FIG. 5.34 – Distributions du nombre de constituants du second plus gros fragment du système $(26;0)$ sur $(26;0)$.

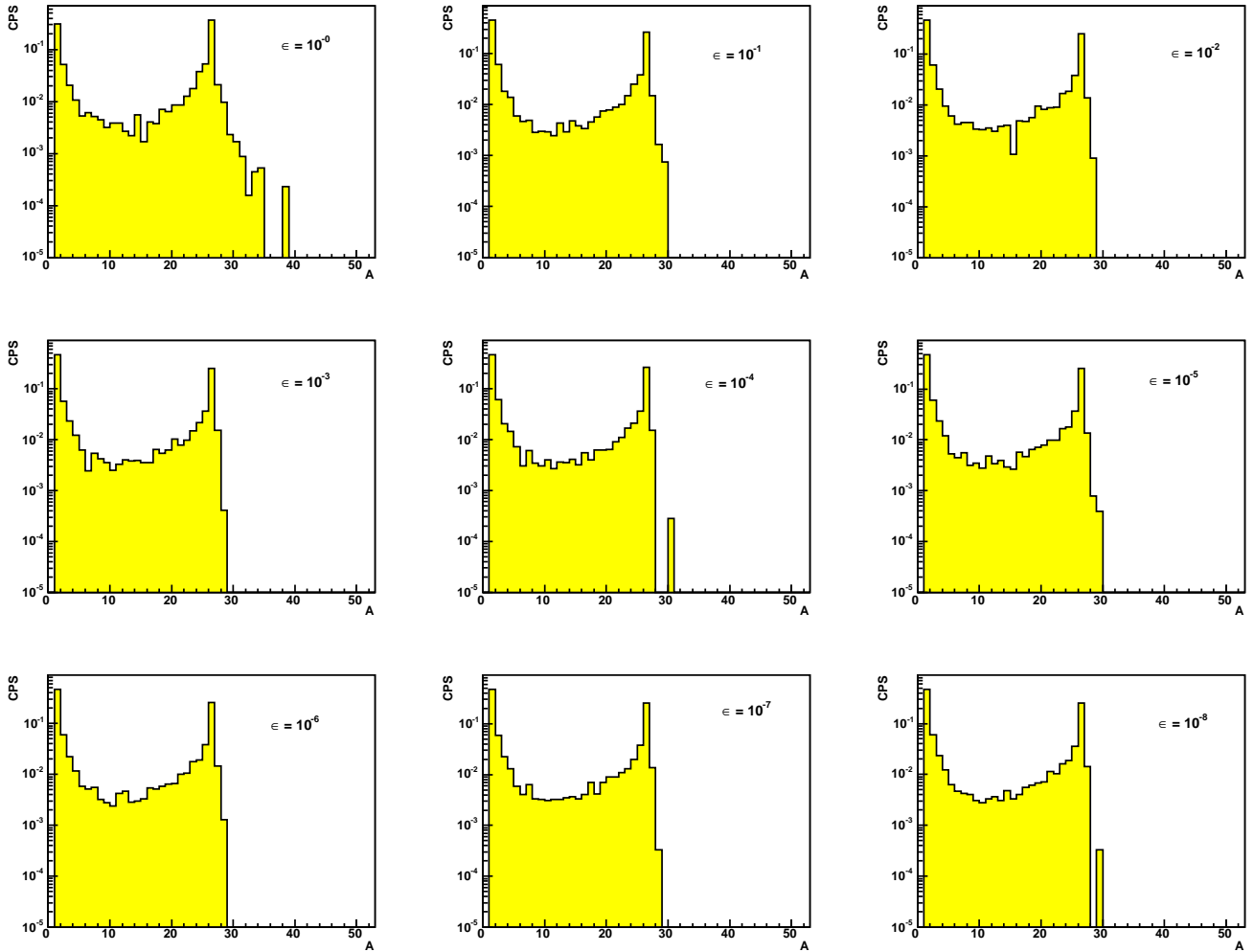


FIG. 5.35 – Distributions du nombre de constituants des fragments et particules légères du système $(26;0)$ sur $(26;0)$.

ϵ / ϵ	10^{-0}	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}
10^{-0}	100	17.6	14.9	10.2	11.3	15.4	16.6	15.6	10.6
10^{-1}	-	100	68.8	74.7	89.6	63.8	79.2	69.0	66.2
10^{-2}	-	-	100	95.9	84.0	99.1	89.0	97.5	95.3
10^{-3}	-	-	-	100	94.6	97.5	97.4	95.9	99.3
10^{-4}	-	-	-	-	100	85.5	99.3	95.0	92.2
10^{-5}	-	-	-	-	-	100	86.4	94.9	98.0
10^{-6}	-	-	-	-	-	-	100	97.5	94.4
10^{-7}	-	-	-	-	-	-	-	100	96.6
10^{-8}	-	-	-	-	-	-	-	-	100

TAB. 5.4 – Probabilité de correspondance avec la méthode de Kolmogorov des distributions des observables des 500 collisions symétriques (26;0) sur (26;0). L'énergie choisie est proche de l'énergie de liaison du système composé. Il s'agit de la valeur moyenne des probabilités associées à chaque observables présentées.

sont pas aussi proches des autres que ce que la vue des distributions laissait suggérer : la probabilité de correspondance avec une quelconque valeur plus petite de ϵ est d'environ 70 %.

D'autre part, et c'est le résultat important de cette petite étude, les courbes sont équivalentes à plus de 90% quelque soient les deux valeurs de ϵ inférieure à 10^{-1} choisies. Il est donc inutile de choisir par exemple la valeur 10^{-8} car on perd en temps de calcul et on ne gagne rien en précision. Nous avons dans un premier temps fixé la valeur de ϵ à 10^{-5} . Lorsque nous avons fait cette étude, nous avons changé sa valeur pour 10^{-3} . Nous n'avons pas pris 10^{-2} par sécurité. L'énergie et le système choisi pour l'étude sont a priori tels que l'influence de ϵ est la plus visible possible, mais tous les cas ne sont pris en couverts par cette étude.

En conclusion, les valeurs de ϵ inférieures à 0.1 ne changent pas de manière significative les résultats physiques. Pour $\epsilon=0.1$, les distributions commencent à se distinguer des distributions des valeurs plus petites de ϵ . Par contre, une analyse qualitative (à l'oeil nu) ou rigoureuse sur les valeurs moyennes des observables sont justifiées. Et cette valeur est la limite supérieure de ϵ pour avoir des résultats physiques exploitables.

Bibliographie

- [1] W.H.Press, B.P.Flannery, S.A.Teukolsky and W.T.Vetterling. *Numerical Recipes*. Cambridge University Press (1989).
- [2] Daniel Cussol *Equation d'état de la matière nucléaire, mythes et réalités*. Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, LPC de Caen, Caen, France (1999)
- [3] D.Cussol, Phys. Rev. **C65**, 054614 (2002).
- [4] D.Cussol, Phys. Rev. **C68**, 014602 (2003).
- [5] J.Konopka *et al.*, Phys. Rev. **C50**, 2085 (1994).
- [6] D. Durand, Nucl. Phys. **A541**, 266 (1992).
- [7] D.H.E. Gross, Phys. Rep. **53**, 605 (1990).
- [8] W.Friedman, Phys. Rev. **C42**, 667 (1990).
- [9] A.Bonasera *et al.*, Phys. Rep. **243**, 1 (1994).
- [10] P.Chomaz *et al.*, Phys.Rev.Lett. **73**, 3512 (1994).
- [11] A.Ono, Phys. Rev. **C48**, 2946 (1993).
- [12] J.Aichelin, Phys. Rep. **202**, 233 (1991).
- [13] H. Feldmeier, Nucl. Phys. **A 515**, 147 (1990).
- [14] S.Ayik et C.Grgoire, Nucl. Phys. **A513**, 187 (1990).
- [15] R.J. Lenk, T.J. Schlagel, and V.R. Pandharipande, Phys. Rev. **C42**, 372 (1990).
- [16] C.Grégoire *et al.*, Nucl. Phys. **A465**, 317 (1987).
- [17] G.Bertsch, H. Kruse et S. Das Gupta , Phys. Rev. **C29**, 673 (1984).
- [18] J. Bondorf *et al.*, Nucl. Phys. **A624**, 706 (1997).
- [19] V. Latora *et al.*, Nucl. Phys. **A572**, 477 (1994).
- [20] S. Pratt *et al.*, Nucl. Phys. **A566**, 103 (1994).
- [21] J. Randrup, Nucl. Phys. **A495**, 245 (1989).
- [22] C. Dorso and J. Randrup, Phys. Lett. **B215**, 611 (1988).
- [23] T.J. Schlagel et V.R.Pandharipande, Phys. Rev. **C36**, 162 (1987).
- [24] C. Dorso, S. Duarte and J. Randrup, Phys. Lett. **B188**, 287 (1987).

- [25] A.Strachan and C.Dorso, Phys. Rev. **C59**, 285 (1999).
- [26] X.Campi, H.Krivine, and N.Sator, Nuc. Phys. **A681**, 458 (2000).
- [27] C.Dorso and J.Randrup, Phys. Lett. **B301**, 328 (1993).
- [28] C.M.Mader, A.Chappars, J.B.Elliott, L.G.Moretto, L.Phair and G.J.Wozniak Phys. Rev. **C68**, 064601 (2003).
- [29] A.Strachan and C.Dorso, Phys. Rev. **C56**, 995 (1997).
- [30] B.Davin *et al.*, Phys. Rev. **C65**, 064614 (2002).
- [31] L.Beaulieu *et al.*, nucl-ex/9805003, *Presented in the 14th Winter Workshop on Nuclear Dynamics*, Snowbird, Utah, January 31- February 7, 1998
- [32] M.D'Agostino *et al.*, Phys. Lett. **B371**, 175 (1996).
- [33] R.Nebauer *et al.*, Nuc. Phys. **A658**, 67 (1999).
- [34] G.Sauer, H. Chandra and U.Mosel, Nuc. Phys. **A264**, 221 (1976).
- [35] H. Jaqaman, A.Z. Mekjian and L.Zamick, Phys. Rev. **C27**, 2782 (1983).
- [36] H. Muller and B.D. Serot, Phys. Rev. **C52**, 2072 (1995).
- [37] P.Chomaz, F.Gulminelli and V.Duflo, Phys. Rev. **E64**, 046114 (2001).
- [38] A. Chernomoretz, F. Gulminelli, M. J. Ison and C. O. Dorso, Phys. Rev. **C69**, 034610 (2004).
- [39] Y.G. Ma *et al.*, Phys. Rev. **C71**, 054606 (2005).
- [40] J.D. Frankland *et al.* (INDRA collaboration), Phys. Rev. **C71**, 034607 (2005).
- [41] M.Pichon, B.Tamain, R.Bougault, O.Lopez *et al.* (INDRA collaboration) Nuc. Phys. **A749**,93c (2005).
- [42] N.Bellaize *et al.*, Nucl. Phys. **A709**, 367 (2002).
- [43] B.Borderie, Nuc. Part. Phys. **R217**, 28 (2002).
- [44] P.Chomaz and F.Gulminelli, Nuc. Phys. **A647**, 153 (1999).
- [45] P.Chomaz, V.Duflo and F.Gulminelli, Phys. Rev. Lett. **85**, 3587 (2000).
- [46] M.D'Agostino *et al.*, Phys. Lett. **B473**, 219 (2000).
- [47] L.G.Moretto, J.B.Eliot, L.Phair, and G.J.Wozniak, Phys. Rev. **C66**, 041601 (2002).
- [48] S.P. Avdeyev *et al.*, Nuc. Phys. **A709**, 392 (2002).
- [49] V.A. Karnaukhov *et al.*, Nuc. Phys. **A749**, 65 (2005).
- [50] V.A. Karnaukhov *et al.*, Phys. Rev. **C67**, 011601 (2003).
- [51] J.B.Elliott *et al.*, Phys.Rev. **C67**, 024609 (2003).
- [52] M.D'Agostino *et al.*, Nucl. Phys. **A724**, 455 (2003).
- [53] J.B.Elliott *et al.*, Phys.Rev.Lett. **88**, 042701 (2002).

-
- [54] J. Pouthas *et al.* (INDRA collaboration), *Nuc. Inst. and Meth.* **A357**, 418 (1995).
- [55] Luc Valentin. *Noyaux et particules*. Hermann (1975).
- [56] D. Cussol, *proceedings of the International Workshop on Multifragmentation*, Caen (France), November 5-7, 2003.
- [57] J.Colin *et al.*, *Phys. Rev.* **C67**, 064603 (2003) and refs. therein.
- [58] C.K. Gelbke and D.H. Boal, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **19**, 33 (1987).
- [59] B. Borderie *et al.*, *Ann. Phys. (Paris)* **15**, 287 (1990).
- [60] D.R. Bowman *et al.*, *Phys. Rev.* **C46**, 1834 (1992).
- [61] L. Moretto and G. Wozniak, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** 379 (1993). *proceedings of the XXVII International Workshop on Gross Properties on Nuclei and Nuclear Excitations, Hirshegg, 1999*, edited by H. Feldmeier (GSI Darmstadt, 1999).
- [62] J. Randrup and S.E. Koonin, *Nuc. Phys.* **356**, 223 (1981).
- [63] J.Bondorf, A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N.Mishustin and K. Sneppen , *Phys. Rep.* **257**,133 (1995).
- [64] D.H.E. Gross, *Phys. Rep.* **279**, 119 (1997).
- [65] C.B.Das *et al.*, *Phys. Rep.* **406**, 1 (2005).
- [66] A. Le Fèvre *et al.* (INDRA collaboration), *Nuc. Phys.* **A735**, 219 (2004).
- [67] J.D.Frankland *et al.* (INDRA and ALADIN Collaborations),*proceedings of the XLth International Winter Meeting on Nuclear Physics*, Bormio (Italy), January 21-25 2002
- [68] V.Baran, M.Colonna and M.Di Toro, *Nuc. Phys.* **A730**, 329 (2004).
- [69] A.Mangiarotti *et al.*, *Phys. Lett.* **93**, 232701 (2004).
- [70] L.Gingras *et al.*, *Phys. Rev.* **C65**, 061604 (2002).
- [71] T.Lefort *et al.* (INDRA collaboration), *Nuc. Phys.* **A662**, 397 (2000).
- [72] D.Doré *et al.* (INDRA collaboration), *Phys. Lett.* **B491**, 15 (2000).
- [73] J. Cugnon and D. L'Hôte, *Nuc. Phys.* **A397**, 519 (1983).
- [74] R.Charity *et al.*, *Nucl. Phys.* **A511**, 59 (1990).
- [75] Al.H.Raduta, *Phys. Rev.* **C65**, 054610 (2002).
- [76] M.Pichon ,PhD Thesis, Université de Caen (2004).
- [77] M.D'Agostino *et al.*, *Nucl. Phys.* **A734**, 512 (2004).
- [78] Dietrich Stauffer and Amnon Aharony, *Introduction to percolation theory*. Taylor and Francis (1994).
- [79] Cyril Domb, *The Critical Point*. Taylor and Francis (1996).
- [80] M. D'Agostino *et al.*, *Nucl. Phys.* **A749**, 55 (2005).

- [81] M. D'Agostino *et al.*, Nucl. Phys. **A724**, 455 (2003).
- [82] F.Gulminelli, *Phase Coexistence in Nuclei*. Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, LPC de Caen, Caen, France (2003)
- [83] P.Chomaz, M.Colonna and J.Randrup, *Nuclear spinodal fragmentation*. Physics Report (2004)
- [84] P.Chomaz and F.Gulminelli, Physica **A330**, 451 (2003).
- [85] C.N.Yang and T.D.Lee, Phys. Rev. **87**, 404 ou 410 (1952).
- [86] M. D'Agostino *et al.*, Nucl. Phys. **A650**, 329 (1999).
- [87] M. D'Agostino *et al.*, Nucl. Phys. **A699**, 795 (2002).
- [88] S. Piantelli *et al.* (INDRA collaboration), Phys. Lett. **B627**, 18 (2005).
- [89] A. Van Lauwe, PhD Thesis, Université de Caen (2003).
- [90] O. Lopez, D.Lacroix and E. Vient, accepted to Phys. Rev. Lett. (2005).
- [91] N. Bellaïze *et al.* (INDRA collaboration), Nucl. Phys. **A709**, 367 (2002).
- [92] P. Lantesse *et al.* (INDRA collaboration), Phys. Rev. **C71**, 034602 (2005).
- [93] W.E. Burcham and M. Jobes *Nuclear and Particules Physics*. Longman scientific and Technical (1994).
- [94] K.H. Schmidt, M.V. Ricciardi, A. Botvina and T. Enqvist, .
- [95] J.B. Natowitz, R.Wada, T.Keutgen, A. Makeev, L. Qin, P. Smith and C. Hamilton, Phys. Rev. **C65**, 034618 (2002).
- [96] J.C. Steckmeyer *et al.* (INDRA collaboration), Nucl. Phys. **A686**, 537 (2001).
- [97] S. Hudan *et al.* (INDRA Collaboration), *proceedings of the XXXVIIIth International Winter Meeting on Nuclear Physics* Edited by I.Iori and A. Moroni (2000).
- [98] N. Marie *et al.* (INDRA collaboration), Phys. Rev. **C58**, 256 (1998).
- [99] Y.G. Ma *et al.* (INDRA collaboration), Phys. Lett. **B390**, 41 7(1998).
- [100] B. Borderie *et al.* (INDRA collaboration), Phys. Lett. **B388**, 224 (1996).
- [101] J. Galin and U.Jahnke, t.Phys.G : Nucl. Part. Phys. 20, 1105 (1994).
- [102] E. Vient *et al.*, Nucl. Phys. **A571**, 588 (1994).
- [103] D. Jiang *et al.*, Nucl. Phys. **503**, 560 (1989).
- [104] D.Doré *et al.* (INDRA collaboration), Phys. Rev. **C63**, 034612 (2001).
- [105] R. H. Dalitz.
- [106] V. Métivier, PhD Thesis, Université de Caen (1995).
- [107] J. Wilczynki, Phys. Lett. **B47**, 484 (1973).
- [108] J. Péter *et al.*, Nucl. Phys. **A593**, 95 (1995).

- [109] M.F. Rivet *et al.*, *proceedings of the XXXI th International Winter Meeting on Nuclear Physics* Edited by I.Iori and A. Moroni (2000).
- [110] V. Métivier, B. Tamain *et al.* (INDRA collaboration), Nucl. Phys. **A672**, 357 (2000).
- [111] E. Nelson, Phys. Rev. **150**, 1079 (1966).

Simulations de collisions entre systèmes classiques à N-corps en interactions

Le code Classical N-body Dynamics (CNBD) est dédié aux simulations de collisions entre systèmes classiques.

L'interaction à deux corps employée a les propriétés du potentiel de Van der Waals et dépend de peu de paramètres. Ce travail de thèse suit deux lignes directrices.

D'une part certaines approches théoriques supposent que les phénomènes observés lors des collisions d'ions lourds sont d'origine thermique. Pour notre cas classique, nous montrons qu'au contraire la voie d'entrée y joue un rôle important. De plus, les noyaux en collisions sont censés présenter une transition de phase de type liquide-gaz du premier ordre. Plusieurs signaux ont été proposés pour repérer cette transition. Nous en avons cherché deux dans nos simulations : la bimodalité de la variable d'asymétrie et la capacité calorifique négative. Nous les avons trouvés et en donnons une interprétation valable dans notre cas.

D'autre part, nous avons amélioré le potentiel d'interaction pour tenir compte qualitativement de la répulsion Coulombienne et de la plus forte liaison proton/neutron constatée dans les noyaux. Nous avons ensuite mis en évidence les relations qui existent entre les paramètres de l'interaction et les propriétés des systèmes. Ces études nous ont finalement permis d'ajuster les propriétés des systèmes sur celles des noyaux. Les premiers résultats sur ce rapprochement entre systèmes classiques et systèmes nucléaires sont détaillés dans ce mémoire.

Mots-clés :

Simulation par ordinateur, Problème des N corps, Transition de phases; Interactions d'ions lourds, Equilibre thermodynamique

Simulations of collisions between N-body classical systems in interaction

The Classical N-body Dynamics (CNBD) is dedicated to the simulation of collisions between classical systems. The 2-body interaction used here has the properties of the Van der Waals potential and depends on just a few parameters. This work has two main goals.

First, some theoretical approaches assume that the dynamical stage of the collisions plays an important role. Moreover, colliding nuclei are supposed to present a 1st order liquid-gaz phase transition. Several signals have been introduced to show this transition. We have searched for two of them : the bimodality of the mass asymmetry and negative heat capacity. We have found them and we give an explanation of their presence in our calculations.

Second, we have improved the interaction by adding a Coulomb like potential and by taking into account the stronger proton-neutron interaction in nuclei. Then we have figured out the relations that exist between the parameters of the 2-body interaction and the properties of the systems. These studies allow us to fit the properties of the classical systems to those of the nuclei. In this manuscript is shown the first results of this fit.

Key words :

Computer simulation, Many body problem, Phase transition (statistics physics), Heavy ion collisions, Thermodynamic equilibrium

Discipline : Physique Nucléaire