



**HAL**  
open science

# Determination of the excitation energy and angular momentum of quasi-projectiles produced in Xe + Sn heavy ion collisions

E. Genouin-Duhamel

► **To cite this version:**

E. Genouin-Duhamel. Determination of the excitation energy and angular momentum of quasi-projectiles produced in Xe + Sn heavy ion collisions. Nuclear Experiment [nucl-ex]. Université de Caen, 1999. English. NNT: . in2p3-00018126

**HAL Id: in2p3-00018126**

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00018126v1>

Submitted on 23 Mar 2021

**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.

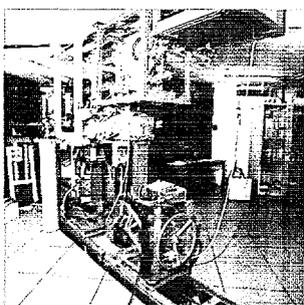
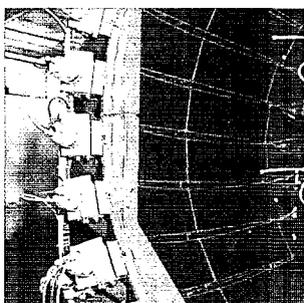
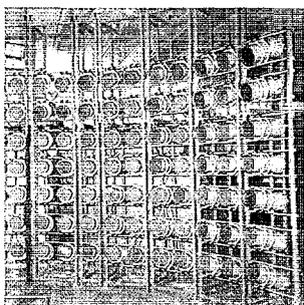
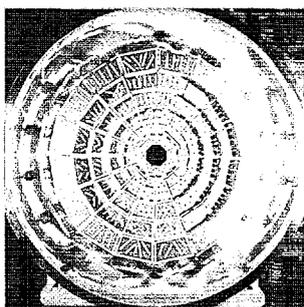
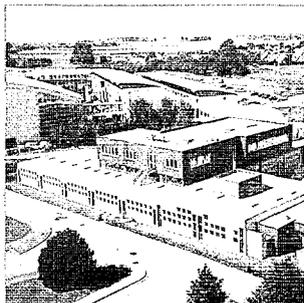
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

Gestion INIS

Doc. Enreg. le ..24/8/99

N° TRN .....



THESE  
présentée à l'UFR de Sciences de l'Université de Caen pour  
obtenir le titre de  
Docteur de l'Université de Caen  
spécialité  
Constituants élémentaires  
par  
Emmanuel GENOUIN-DUHAMEL

Détermination de l'énergie d'excitation et du moment  
angulaire des quasi-projectiles produits dans les  
collisions d'ions lourds Xe + Sn

Avril 1999

LPCC T 99-01

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

INSTITUT NATIONAL  
DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES

INSTITUT DES SCIENCES DE LA MATIÈRE ET DU RAYONNEMENT

30 - 45

UNIVERSITÉ DE CAEN

- U.M.R.6534 -

ISMRA - 6, Boulevard Maréchal Juin - 14050 CAEN CEDEX - FRANCE

Téléphone : 02 31 45 25 00 - Télécopie : 02 31 45 25 49

Internet : <http://caeinfo.in2p3.fr>



FR9903416

1

---

## THESE

présentée à l'UFR de science de l'Université de CAEN  
pour obtenir le titre de  
Docteur de l'Université de CAEN  
(arrêté du 30 mars 1992)  
spécialité: Constituants élémentaires  
par

**Emmanuel GENOUIN-DUHAMEL**

### DETERMINATION DE L'ENERGIE D'EXCITATION ET DU MOMENT ANGULAIRE DES QUASI-PROJECTILES PRODUITS DANS LES COLLISIONS D'IONS LOURDS $\text{Xe}+\text{Sn}$

Soutenue le 8 Avril 1999  
devant le jury composé de :

Monsieur **Roland Dayras**  
Monsieur **Alessandro Olmi**  
Monsieur **Jean Péter**  
Monsieur **Laurent Tassan-Got**  
Monsieur **Jean Colin**  
Monsieur **Jean-Claude Steckmeyer**

Rapporteur  
Rapporteur

Directeur de thèse

A Camille,

A Laurence et Antoine.

## Remerciements

Je remercie Messieurs Christian Le Brun et Bernard Tamain pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen.

Je tiens à remercier Messieurs Alessandro Olmi, Roland Dayras, Jean Péter, Laurent Tassan-Got, Jean Colin d'avoir bien voulu participer au jury de cette thèse et d'avoir apporté leur regard critique sur ce mémoire.

Je veux exprimer ma profonde reconnaissance à Emmanuel Vient pour toute sa gentillesse, sa disponibilité, ses discussions très enrichissantes, ainsi que pour toute l'attention qu'il a porté à ce mémoire au cours de ces trois années. Amitiés sincères.

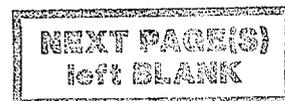
Ma gratitude va également à Jean-Claude Steckmeyer, mon directeur de thèse, qui a su me prodiguer de précieux conseils et toute sa rigueur de travail. Les discussions furent parfois très animées...

Je n'oublierai pas de remercier Dominique Durand (un jour, une idée, un papier) pour m'avoir fourni une simulation très réaliste, Olivier Lopez (le maître des kumacs), Daniel Cussol (statistique ou dynamique?), Jean Colin (mon pédagogue) pour les nombreuses discussions que nous avons eues et leurs conseils avisés. Je n'oublierai pas non plus René Brou pour son aide à la calibration du multidétecteur Indra. Merci à Jean-Claude Angélique pour son remake du film "Taxi", aux techniciens et secrétaires qui m'ont aidé à la mise en œuvre de ce travail (en particulier, mille excuses à mon ange gardien de nuit).

Je remercie également tous les membres de la collaboration Indra pour leurs nombreuses discussions sur les analyses physiques.

Merci à tous les participants de la folle nuit mexicaine, ils se reconnaîtront. Bien entendu, merci à la sympathique ambiance que l'ensemble des thésards ont su faire régner dans le laboratoire.

Je remercie pour finir ma Mère, Daniel et Laurence, sans qui je n'aurais pu mener à bien ce travail.



# Table des matières

Introduction	9
<b>I Dispositif expérimental</b>	<b>15</b>
<b>A Aire expérimentale</b>	<b>15</b>
A.1 L'accélérateur GANIL	15
A.2 Le multidétecteur INDRA	16
A.2.1 Introduction	16
A.2.2 Description	17
<b>B Identifier et étalonner en énergie</b>	<b>19</b>
B.1 Les différents détecteurs d'INDRA	19
B.1.1 Les phoswichs	19
B.1.2 Les chambres d'ionisation	20
B.1.3 Les siliciums	22
B.1.4 Les scintillateurs	23
B.2 Calibration des détecteurs	23
B.2.1 Identification en charge des particules	23
B.2.2 Etalonnage en énergie des détecteurs	25
<b>II Calibration en énergie des CsI des couronnes 10-17</b>	<b>27</b>
<b>A Calibration des modules d'étalonnage.</b>	<b>27</b>
A.1 Les télescopes d'étalonnage.	27
A.2 Identification des particules dans les télescopes d'étalonnage	28
A.3 Calibration des télescopes d'étalonnage	29
A.3.1 Les silicium 80 $\mu\text{m}$ .	29
A.3.2 Les détecteurs silicium 2 mm.	32
<b>B Relation Lumière - Energie pour les CsI</b>	<b>33</b>
B.1 Extraction de la quantité de lumière en fonction des signaux bruts.	33
B.2 Le Quenching des scintillateurs.	34
<b>C Etirement des spectres des couronnes 10-17.</b>	<b>38</b>
<b>D Conclusions.</b>	<b>39</b>

<b>III</b>	<b>Analyses globales des données expérimentales.</b>	<b>41</b>
<b>A</b>	<b>Caractéristiques générales des événements mesurés.</b>	<b>41</b>
A.1	Caractéristiques de tous les événements.	41
A.2	Caractéristiques des événements sélectionnés.	43
A.3	Evaluation de la violence de la collision.	44
<b>B</b>	<b>Caractéristiques cinématiques de la réaction.</b>	<b>47</b>
B.1	Corrélation $Z_{max} - V_{//zmax}$ .	47
B.2	Particules légères associées.	48
B.3	Quelques interprétations sur l'origine des particules au voisinage de la "mi-rapidité".	49
<b>C</b>	<b>Conclusions.</b>	<b>51</b>
<b>IV</b>	<b>Charge, masse et énergie d'excitation du Q.P</b>	<b>53</b>
<b>A</b>	<b>Reconstruction des caractéristiques du Q.P et validation à l'aide d'une simulation.</b>	<b>54</b>
A.1	Détermination de la vitesse de la source.	54
A.2	Distribution angulaire par rapport à la direction de recul de la source.	56
A.3	Evaluation de la taille de la source.	61
A.4	Détermination de l'énergie d'excitation	63
A.5	Evolution des caractéristiques du Q.P en fonction de l'énergie faisceau.	67
<b>B</b>	<b>Comparaison des différentes méthodes d'évaluation des caractéristiques du QP.</b>	<b>69</b>
B.1	Méthode basée sur le plus gros fragment.	69
B.1.1	Influence du choix des IMF dans la reconstruction des caractéristiques du Q.P	69
B.1.2	Influence du choix des particules légères sur la reconstruction des caractéristiques du Q.P	72
B.2	Méthode dite "de l'estoc".	74
B.2.1	Reconstruction de la vitesse de la source.	74
B.2.2	Détermination de l'énergie dissipée.	76
B.3	Comparaisons des différentes méthodes.	77
B.3.1	Comparaisons des valeurs moyennes.	77
B.3.2	Distributions en énergie d'excitation et corrélation entre les différentes méthodes.	79
<b>C</b>	<b>Conclusions.</b>	<b>81</b>
<b>V</b>	<b>Mesure du moment angulaire.</b>	<b>83</b>
<b>A</b>	<b>Distribution angulaire théorique des particules légères.</b>	<b>84</b>
A.1	Définition des angles.	84
A.2	Distributions angulaires théoriques.	85
<b>B</b>	<b>Distributions angulaires expérimentales des particules légères.</b>	<b>88</b>
B.1	Distributions angulaires hors-plan des particules.	88
B.2	Distributions angulaires dans le plan de réaction.	91

C	<b>Simulations.</b> . . . . .	91
C.1	Validation de la reconstruction des distributions angulaires . . . . .	91
C.2	Une simulation plus simple. . . . .	93
C.2.1	Ingrédients. . . . .	93
C.2.2	Comparaison avec les données sur un exemple. . . . .	94
D	<b>Extraction du moment angulaire en fonction de <math>E_{\perp}</math>.</b> . . . . .	98
D.1	A partir des distributions angulaires des particules légères. . . . .	98
D.2	Incertitudes de mesure. . . . .	100
D.3	A partir des énergies cinétiques des LCP . . . . .	101
E	<b>Extraction du moment angulaire en fonction de la charge du résidu.</b> 105	
E.1	Distribution angulaire hors-plan de réaction. . . . .	105
E.1.1	Système Xe+Sn à 50 MeV/u. . . . .	105
E.1.2	Validation de la reconstruction des distributions angulaires hors-plan. . . . .	106
E.1.3	Evolution en fonction de l'énergie incidente. . . . .	107
E.2	Distribution en énergie cinétique des particules émises hors-plan de réaction. . . . .	109
E.2.1	Système Xe+Sn à 50 MeV/u. . . . .	109
E.2.2	Evolution en fonction de l'énergie incidente. . . . .	110
E.3	Evolution du moment angulaire $J_z$ en fonction de la charge du résidu. 111	
F	<b>Conclusions.</b> . . . . .	112
<b>VI Comparaisons des résultats avec des prédictions de modèles de transport.</b> 115		
A	<b>Présentation des modèles.</b> . . . . .	115
A.1	Le modèle NET. . . . .	115
A.1.1	Equations du mouvement. . . . .	115
A.1.2	Résultats du modèle. . . . .	117
A.2	Le modèle SIMON. . . . .	119
A.2.1	La voie d'entrée du modèle. . . . .	119
A.2.2	Phase de désexcitation des noyaux. . . . .	119
A.2.3	Influence de certains facteurs sur la détermination du moment angulaire du noyau. . . . .	120
A.2.4	Hiérarchie d'émission des particules. . . . .	123
B	<b>Comparaison des modèles avec les données.</b> . . . . .	124
B.1	Evolution du moment angulaire en fonction de l'énergie transverse des particules légères. . . . .	124
B.2	Evolution du moment angulaire en fonction de la charge du résidu. 126	
C	<b>Conclusions.</b> . . . . .	127
<b>Conclusion</b>		<b>129</b>
<b>A Tenseur caractéristique de l'événement</b>		<b>133</b>

# Introduction

Depuis près de cinquante ans, l'étude de la matière nucléaire se résumait principalement aux analyses des propriétés des noyaux froids au voisinage de l'état d'équilibre (état fondamental). La plupart de ces propriétés sont bien décrites par le modèle de la goutte liquide (Energie de liaison, structure en couches,...). Avec l'avènement de nombreux accélérateurs (Berkeley, GANIL, GSI,...), un nouveau champ d'investigation s'est ouvert à la physique nucléaire: l'étude des noyaux très excités dits "chauds". Ces noyaux, obtenus par collisions d'ions lourds, atteignent des conditions extrêmes de température ( $10^5$  fois la température du cœur du soleil), de densité ( $10^9$  tonnes dans un dé à coudre) et de rotation ( $10^{20}$  tours par seconde). Il est donc possible de créer, à l'échelle du laboratoire, des conditions proches de celles existantes au cœur des étoiles à neutrons ou des supernovae et présentant ainsi un axe commun de recherche avec l'astrophysique.

L'un des objectifs fondamentaux de la physique nucléaire est de déduire une équation d'état décrivant ses propriétés thermodynamiques [SURAUD90]. Cette équation d'état reflète le comportement de la force nucléaire, attractive à longue portée et répulsive à courte portée dans la matière nucléaire. L'analogie entre l'interaction nucléon-nucléon dans les noyaux et les forces de Van der Waals (forces intermoléculaires) dans les fluides macroscopiques suggère l'existence d'une transition de phase liquide-gaz dans les noyaux. Cette coexistence liquide-gaz de la matière nucléaire a été activement recherchée ces dernières années tant sur le plan expérimental que théorique.

Cependant, l'application des concepts de la thermodynamique aux noyaux très excités est très délicate, outre les aspects de taille finie des noyaux (limite thermodynamique?), il convient d'isoler correctement l'ensemble statistique choisi. Il est donc indispensable de connaître les mécanismes de formation de ce noyau et les modes de désexcitation des noyaux formés. Les mécanismes de réaction présents dans les collisions entre ions lourds dépendent principalement de l'énergie incidente du projectile et du paramètre d'impact:

- Aux basses énergies incidentes ( $\leq 10$  MeV/u), les réactions sont dominées par les effets collectifs où chaque nucléon subit le champ moyen des N-1 autres nucléons. Les mécanismes de réaction dominants sont la fusion des noyaux projectiles et cibles (collisions centrales) et les transferts très inélastiques (collisions semi-périphériques) [LEFORT78]. Les transferts très inélastiques sont caractérisés par la formation de deux noyaux faiblement excités qui gardent une certaine mémoire (charges, vitesses,...) du système de la voie d'entrée. Il a été observé que la fusion devenait de plus en plus incomplète (limite de transfert du moment linéaire du projectile) pour des énergies

incidentes croissantes. Des particules sont émises au début de la collision (émission de prééquilibre) et ne participent pas à la fusion.

- Aux énergies relativistes ( $\geq 100$  MeV/u), les mécanismes prédominants font intervenir les collisions nucléon-nucléon. Ils sont bien décrits par le modèle participant-spectateur [WESTFALL76], [DAYRAS86] pour lequel seuls les nucléons situés dans la région de recouvrement géométrique entre les deux noyaux interagissent. Les nucléons de cette région ("participants") forment une source globalement équilibrée, les restes de la matière "spectateurs" de la cible et du projectile très peu excités continuent leur trajectoire avec une vitesse peu modifiée.

Notre étude se situe dans le domaine des énergies intermédiaires où l'on s'attend à une transition entre une description des collisions noyau-noyau en terme de champ moyen (dissipation à un corps) et celle faisant intervenir des collisions nucléon-nucléon (dissipation à 2 corps). De nombreuses études expérimentales, parmi lesquelles [LUKASIK97], [DAYRAS86], cherchent à caractériser l'évolution de ces mécanismes de réaction.

Aux énergies intermédiaires, il a été observé que les collisions, pour la plus grande partie de la section efficace totale de réaction, sont principalement binaires accompagnés d'une production importante de particules localisée entre les deux partenaires de la collision (région de mi-rapidité) [LYNCH95], [LECOLLEY95], [LEFORT97]. C'est le cas aussi pour des systèmes légers tels que Ar+Al de 55 à 95 MeV/u [PÉTER95], Zn+Ti de 35 à 79 MeV/u [STECKMEYER96], Ar+Ag de 50 à 70 MeV/u [VIENT94], Ar+Kcl de 32 à 74 MeV/u [METIVIER95]. Des mécanismes de fusion incomplète sont observés pour les collisions les plus centrales et disparaissent pour des énergies incidentes au delà de 50 MeV/u [MARIE95], [BISQUER96].

La voie de désexcitation d'un noyau chaud dépend principalement de son énergie d'excitation, et dans une moindre mesure de son moment angulaire:

- A basse énergie d'excitation ( $\epsilon^* \leq 3$  MeV/u), les noyaux se désexcitent par évaporation séquentielle de neutrons, de photons, de particules légères chargées ( $Z \leq 2$ ) et des fragments de masse intermédiaire ( $Z \geq 3$ ). En fin de chaîne de désexcitation, on observe un résidu d'évaporation. Ces processus évaporatifs sont très bien décrits par des modèles statistiques [WEISSKOPF37] et le modèle de l'état transitoire [KRAMERS40], [BOHR39]. Lorsque le noyau formé est suffisamment lourd, la fission entre en compétition avec ce mode de désexcitation.
- A des énergies d'excitation entre 3 et 12 MeV/u, la multifragmentation, processus de désintégration d'un noyau chaud en plusieurs fragments de masse intermédiaire ( $Z \geq 3$ ), a été clairement mis en évidence expérimentalement [MORETTO93], [LOPEZ93]. Il a été observé l'existence d'un seuil en énergie d'excitation autour de

3 MeV/u pour le passage de la fission à la multifragmentation dans la désintégration d'un noyau massif [BIZARD93]. Cependant, l'origine de ce mécanisme est encore fortement débattue. Certaines approches théoriques relient la multifragmentation à un passage du système dans une région de basse densité. Cette région serait atteinte lors d'une phase d'expansion induite, soit par pression thermique [FRIEDMAN90], soit à la suite d'une phase de compression dans les premiers instants de la collision [BERTSCH83]. Dans cette dernière approche, la zone de basse densité est mécaniquement instable (zone spinodale), c'est-à-dire la moindre perturbation de la densité dans la matière nucléaire y est amplifiée alors qu'elle aurait pu être amortie si la densité avait été normale. D'autres modèles théoriques prédisent la formation des fragments très tôt dans la phase de compression (région de haute densité) du système [AICHELIN91]. En ce qui concerne les temps d'émission de ces fragments, ils ont été déterminés comme étant très courts ( $\leq 100$  fm/c) et le processus de la désintégration de la source multifragmentant a été caractérisée de "simultanée" [LOPEZ93].

La multifragmentation est souvent associée à une transition du premier ordre entre les phases liquide et gazeuse de la matière nucléaire. Pour mettre en évidence cette transition, différentes approches ont été réalisées. Certaines expériences ont recherché cette transition de phase à partir de la distribution de masse des fragments. Cette distribution de masse est prédite avec une forme en loi de puissance ( $A^{-\tau}$ ,  $\tau = 2.5$ ) au voisinage du point critique. D'autres expériences tentent de caractériser une transition de phase du premier ordre liée à une discontinuité de la capacité calorifique du noyau ("courbe calorifique"). Cette quantité est reliée à une mesure de l'énergie d'excitation par des méthodes calorimétriques avec la température nucléaire. Les modèles statistiques [BONDORF95] montrent qu'un plateau, interprété comme une signature de la transition de phase, est attendu pour des températures de l'ordre de 5 MeV dans une région en énergie d'excitation de 3 à 7 MeV/u. Toutefois, sur le plan expérimental, les méthodes d'analyses pour extraire cette corrélation entre la température et l'énergie d'excitation du noyau font l'objet de nombreuses discussions [POCHODZALLA95], [MA97].

- Aux hautes énergies d'excitation ( $\epsilon^* \geq 12$ ), les noyaux se désintègrent complètement sous forme de particules légères ( $Z \leq 2$ ). Ce mode de désexcitation est appelé "vaporisation". Le seuil d'apparition de ce "gaz de nucléon" a été mis en évidence aux alentours de 10 à 12 MeV/u d'énergie d'excitation pour un noyau de masse 36 [BACRI95]. L'observation de ces événements de vaporisation semble montrer, que même des "noyaux" très excités, peuvent atteindre l'équilibre thermodynamique [BORDERIE96], [RIVET96].

Sur le plan expérimental, pour caractériser les mécanismes et les propriétés des noyaux chauds, il est impératif de disposer d'un multidétecteur capable de recueillir le maximum d'information (multiplicité, charge, masse, vitesse des particules) sur les produits de réac-

tion. Il faut donc utiliser un dispositif expérimental avec une grande ouverture angulaire (proche de  $4\pi$  stéradian), des seuils de détection faibles et une granularité importante. Le multidétecteur INDRA, implanté au GANIL, a été conçu dans le but de répondre à ces exigences expérimentales.

Cette thèse est consacrée à l'étude des propriétés des noyaux très chauds formés lors de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Les données utilisées dans ce mémoire ont été recueillies lors de la première campagne de mesure du multidétecteur INDRA, réalisée au GANIL en 1993. Ce dispositif expérimental sera décrit, ainsi que les techniques d'identification et d'étalonnages des produits de la réaction dans le chapitre I. En particulier, la méthode de calibration des scintillateurs D'INDRA sera développée dans le chapitre II.

Nous nous focaliserons sur le système  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  à différentes énergies incidentes. Les caractéristiques générales de cette réaction seront présentées dans le chapitre III. Une attention particulière sera portée sur la sélection des événements utilisés dans l'analyse et au classement des collisions en fonction de leur degré de centralité.

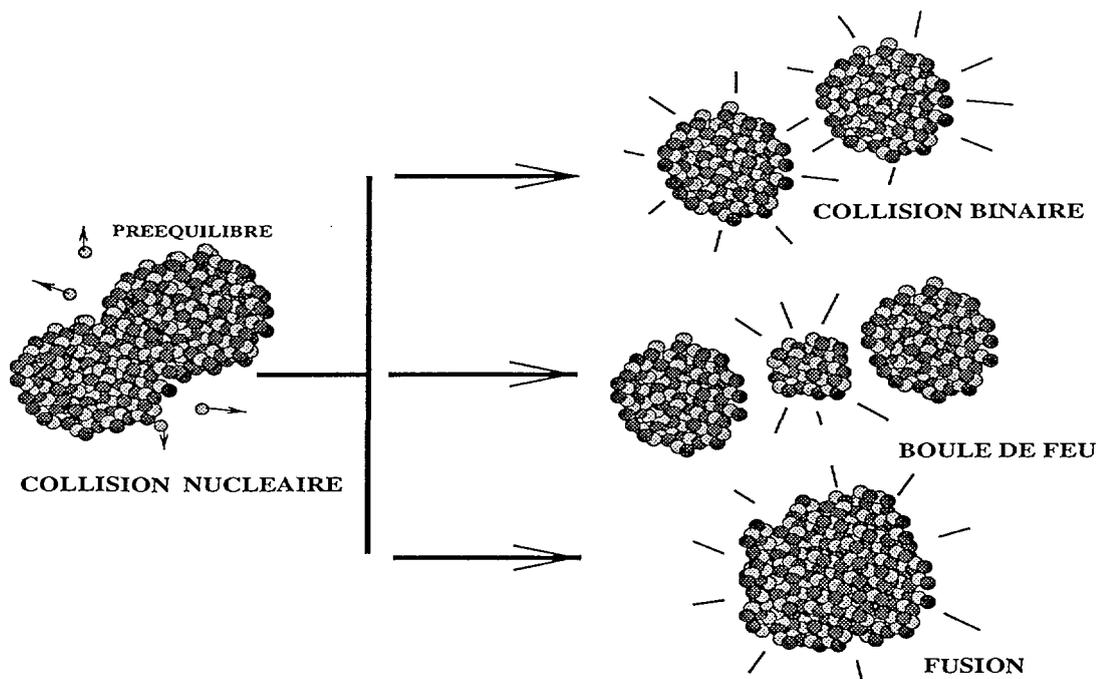
Le chapitre IV sera voué à la reconstruction du quasi-projectile (charge, masse et énergie d'excitation) à partir des caractéristiques cinématiques de ses produits de désexcitation. Différentes méthodes de reconstruction seront développées, puis comparées.

Parmi les différents modes de stockage d'énergie d'excitation dans les noyaux, nous nous sommes intéressés aux effets de rotation (chapitre V). Très peu de mesures sur le moment angulaire du noyau ont été réalisées aux énergies intermédiaires et elles devraient apporter des informations importantes sur les transferts de moments angulaires en spins intrinsèques des noyaux.

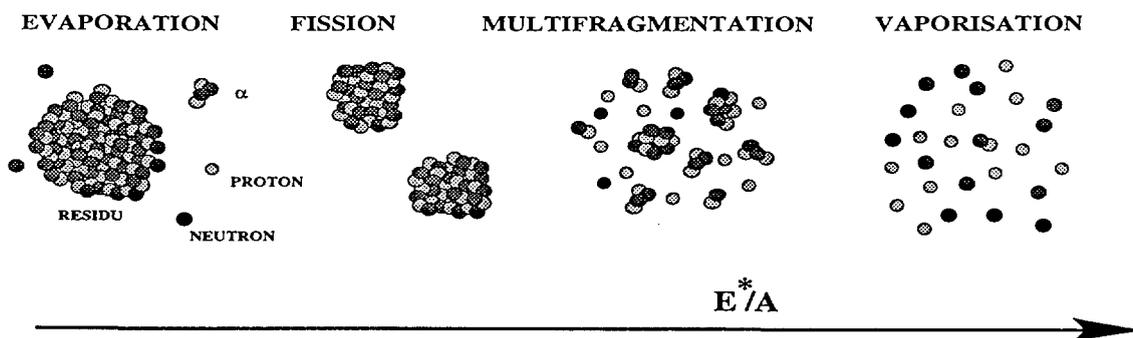
L'analyse des distributions angulaires hors-plan et des distributions en énergie cinétique des particules légères (p, d, t,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ) du quasi-projectile permettront de déterminer le moment angulaire du noyau. L'évolution du moment angulaire du quasi-projectile sera étudiée en fonction de la violence de collision et de la charge du résidu du projectile. Une hiérarchie d'émission dans le processus d'évaporation des particules légères, obtenue à partir de la mesure du moment angulaire, y sera discutée.

Enfin, nous comparerons dans le chapitre VI, les résultats expérimentaux obtenus sur le moment angulaire du quasi-projectile à quelques prédictions de modèles de transport (NET, SIMON). Cette comparaison devrait permettre d'améliorer notre compréhension sur les propriétés de transport et de viscosité de la matière nucléaire.

MECANISMES DE REACTION  
AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES ?



MODES DE DESEXCITATION DES NOYAUX ?



NEXT PAGE(S)  
NOT BLANK

# Chapitre I

## Dispositif expérimental

Ce chapitre a pour but de décrire brièvement le multidétecteur INDRA, le mode de fonctionnement des divers détecteurs, et les différentes méthodes d'identification et de calibrations des détecteurs.

### A Aire expérimentale

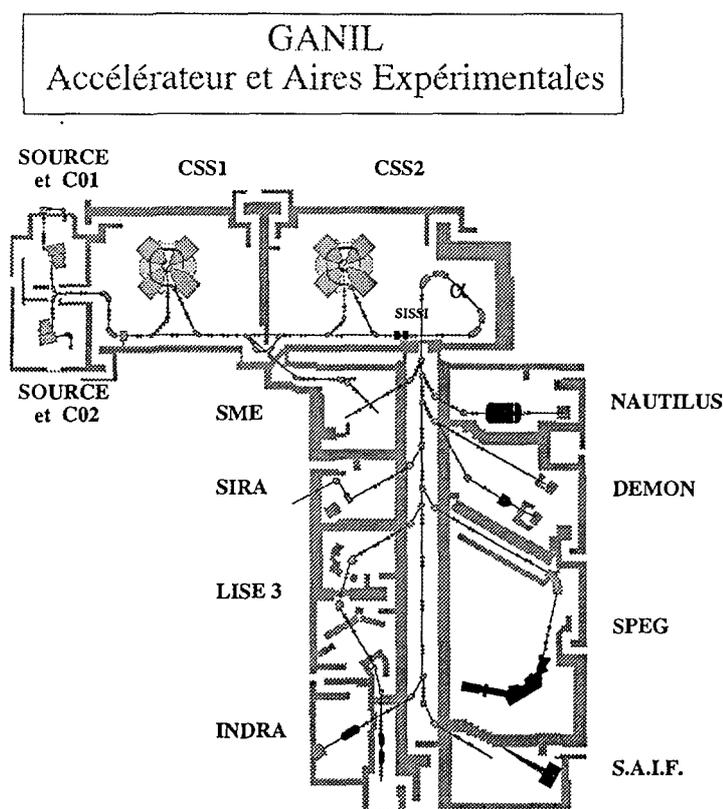
#### A.1 L'accélérateur GANIL

Le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds de Caen accélère une large gamme d'ions allant du carbone à l'uranium sur un grand domaine en énergie. Les valeurs maximales des énergies faisceaux disponibles varient selon la nature du projectile. Elles peuvent atteindre 25 MeV/u pour les ions les plus lourds et jusqu'à 95 MeV/u pour les ions les plus légers ( $A \leq 40$ ).

Les ions issus du plasma d'une source ECR (Résonance Cyclotronique des Électrons), sont pré-accélérés dans un petit cyclotron injecteur circulaire (CO1 ou CO2), jusqu'à la vitesse requise pour pouvoir être injectés au centre du premier cyclotron à secteurs séparés (CSS1). L'énergie en sortie du cyclotron est proportionnelle au carré du rayon maximum du cyclotron. Une feuille mince de carbone intercalée entre le premier et le second cyclotron permet de porter les ions à des états de charges plus élevées par épluchage. Ces ions sont ensuite réaccélérés dans le second cyclotron afin d'augmenter leur énergie. A la sortie du CSS2, les impulsions  $P$  des ions de charge  $Q$  sont sélectionnées à l'aide d'un spectromètre de haute résolution, en " $\alpha$ ", par le réglage de la rigidité magnétique  $B\rho=P/Q$ . La précision du réglage des  $B\rho$  est de l'ordre de  $10^{-5}$  en relatif. L'énergie du faisceau est alors fixée à  $5 \cdot 10^{-4}$  près.

Pour un même projectile, il est souvent intéressant d'avoir une excursion en énergie incidente pour réaliser une étude systématique d'un phénomène physique. Une méthode préconisée et utilisée pour faire varier l'énergie du faisceau, sans changer les valeurs de  $B\rho$ ,

est d'interposer entre le CSS2 et le spectromètre  $\alpha$  une cible épaisse: le faisceau est ainsi ralenti en la traversant. Par contre, les intensités du faisceau deviennent plus faibles: d'une part par le changement de l'état de charge de l'ion mais aussi par les dispersions angulaires et en énergie engendrées lors de la traversée de la cible.



## A.2 Le multidétecteur INDRA

### A.2.1 Introduction

Dans les collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires, un grand nombre de particules légères et de fragments lourds sont émis dans tout l'espace. Afin d'étudier et de signer les différents mécanismes de réaction, il est nécessaire d'avoir une détection la plus complète possible, des produits de réaction. Le détecteur doit être capable d'obtenir une complète description, événement par événement, de la cinématique de la collision. Dans cette optique, INDRA, multidétecteur de seconde génération a été construit au début des années 90. Il succède aux détecteurs de première génération (AMPHORA à SARA (Grenoble), Nautilus à GANIL (Caen)...) qui souffraient de certaines limites expérimentales

quant à l'identification des particules et à la couverture angulaire du détecteur. INDRA est un ensemble de détection de particules légères et de fragments, d'une efficacité géométrique de 90% de l'espace total ( $4\pi$ ). Il possède une très bonne granularité, des seuils de détection faibles (1 à 1.5 MeV/nucléon) et une bonne identification sur une large gamme en énergie (de quelques MeV jusqu'à 5 GeV) et en charge (du proton jusqu'à  $Z=54$ ).

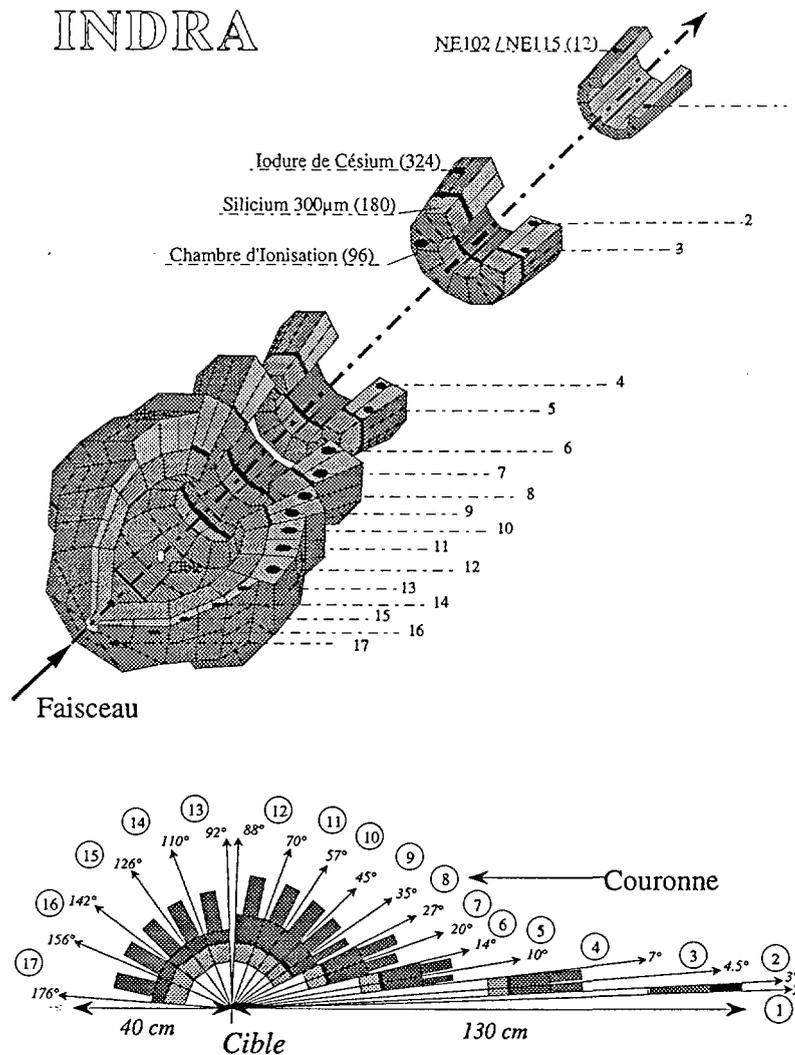


Figure I.1: *Le multidétecteur INDRA.*

### A.2.2 Description

Le multidétecteur INDRA est composé de 17 couronnes, fonctionnant sous vide, ayant comme axe de révolution l'axe du faisceau. Chacune de ces couronnes est constituée par un nombre variable de modules (8,12,16,24). La configuration géométrique d'INDRA a été

N°	Phoswich NE102 - NE115								
	Nb	$\theta_{min}$	$\theta_{max}$	$\Delta_\varphi$	$\varphi_D$	$\Delta\Omega$	$e_{NE102}$	$e_{NE115}$	d
couronne	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	(mm)	(mm)
1	12	2.00	3.00	30.00	30.00	0.37	0.50	250	1300

N°	Chambres d'ionisation							
	Nb	$\theta_{min}$	$\theta_{max}$	$\Delta_\varphi$	$\varphi_D$	$\Delta\Omega$	d	Nb
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	CsI
2-3	12	3.13	6.98	28.84	30.00	2.98	655	3
4-5	12	7.21	13.83	29.10	30.00	10.71	385	4
6-7	12	14.21	26.74	29.28	30.00	39.01	250	4
8-9	12	27.84	44.67	29.03	30.00	87.70	120	4
10-11	12	45.23	69.29	29.33	30.00	182.83	120	4
12	12	70.25	87.60	29.44	30.00	152.11	120	2
13	8	92.40	109.76	44.44	45.00	229.74	120	3
14-15	8	110.31	141.80	44.26	45.00	338.93	120	4
16-17	8	142.38	174.77	41.54	45.00	147.73	120	2

N°	CsI							Si
	Nb	$\theta_{min}$	$\theta_{max}$	$\Delta_\varphi$	$\varphi_D$	$\Delta\Omega$	e	e
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	(mm)
2	12	3.06	4.46	27.51	30.00	0.77	138	0.30
3	24	4.48	6.96	14.15	22.50	1.06	138	0.30
4	24	7.16	9.95	14.01	22.50	1.77	138	0.30
5	24	9.99	13.72	14.29	22.50	3.33	138	0.30
6	24	14.23	19.93	14.29	22.50	7.28	97	0.30
7	24	19.98	26.61	14.48	22.50	11.55	97	0.30
8	24	27.62	34.87	14.18	22.50	16.20	90	0.30
9	24	34.96	44.61	14.32	22.50	26.90	90	0.30
10	24	45.25	56.90	14.44	22.50	39.78	76	
11	24	56.99	69.69	14.52	22.50	50.08	76	
12	24	70.28	88.59	14.56	22.50	79.49	48	
13	24	91.72	109.65	14.64	30.00	78.23	60	
14	16	110.44	126.03	22.08	33.75	92.10	50	
15	16	126.12	141.69	21.98	33.75	74.88	50	
16	8	142.50	157.08	43.65	45.00	97.28	50	
17	8	157.17	175.70	39.99	45.00	52.71	50	

TAB. I.1 - Configuration géométrique des couronnes d'INDRA.

 $\theta$ : angle polaire $\Delta_\varphi$ : couverture azimutale

e: épaisseur du détecteur

d: distance à la cible

$\varphi_D$  : angle azimutal moyen

$\Delta\Omega$  : angle solide du détecteur.

conçue de façon à avoir un taux de comptage du même ordre de grandeur suivant l'angle par rapport à l'axe du faisceau et des tailles raisonnables pour les détecteurs [POUTHAS95]. Les éléments constitutifs de ces modules ont été choisis en fonction des caractéristiques très variées des particules (masse et énergie) et de leurs nombres attendus dans le domaine angulaire considéré. Dans cette optique, le multidétecteur a été divisé essentiellement en trois secteurs angulaires :

- Entre  $2^\circ$  et  $3^\circ$  , la couronne 1, la plus proche de l'axe du faisceau, est composée de 12 détecteurs phoswichs. Chacun d'eux est constitué de 2 scintillateurs plastiques respectivement NE102/NE115, suivi d'un photomultiplicateur.
- Entre  $3^\circ$  et  $45^\circ$  , les couronnes 2 à 9 , la détection est assurée par des modules à 3 étages. Ils sont composés de chambres d'ionisation (ChIo), de détecteurs semi-conducteurs Si d'épaisseur  $300 \mu\text{m}$  et de scintillateurs CsI(Tl). Ces détecteurs permettent de couvrir une grande dynamique en énergie et en charge allant de protons de 1 MeV jusqu'à des fragments lourds de 4 GeV.
- Entre  $45^\circ$  et  $176^\circ$  , les couronnes 10 à 17 sont composées de chambres d'ionisation et de scintillateurs CsI(Tl). En plus, chacune de ces couronnes est dotée d'un télescope de calibration composé d'un silicium à barrière de surface d'épaisseur  $80 \mu\text{m}$  et d'un silicium-lithium d'épaisseur 2 mm, intercalé entre les deux précédents. Ce télescope permet l'étalonnage en énergie des CsI. La présence des siliciums des couronnes avant n'est plus nécessaire en raison des énergies plus faibles des produits chargés émis dans ce domaine angulaire.

Le nombre de détecteurs composant INDRA, a été calculé de façon à ce que le taux de double comptage soit inférieur à 5%. Sachant que les multiplicités maximales attendues à GANIL (par des simulations) avec un faisceau d'ions lourds (faisceau allant du carbone à l'uranium, avec des énergies incidentes entre 5 et 95 MeV/u) sont approximativement 40 particules légères et 10 fragments lourds, il faut environ 320 détecteurs pour les particules légères et 80 pour les fragments. Il a été décidé qu'INDRA comporterait 336 cellules de détection pour les particules. Ce nombre élevé de détecteurs fournit une granularité importante au multidétecteur INDRA.

## B Identifier et étalonner en énergie

### B.1 Les différents détecteurs d'INDRA

#### B.1.1 Les phoswichs

De très forts taux de comptage de particules (essentiellement dûs à la diffusion élastique) sont attendus aux angles très faibles par rapport à l'axe du faisceau (plusieurs

millions de coups par seconde). Il a ainsi été décidé que la première couronne de détection d'INDRA comporterait 12 phoswichs. Ils sont formés par l'assemblage de deux scintillateurs plastiques, l'un rapide (NE102) d'épaisseur  $500 \mu\text{m}$ , et l'autre plus lent (NE115) de  $25 \text{ cm}$  d'épaisseur (figure I.2). La détermination des épaisseurs des phoswichs résulte d'un compromis entre une bonne identification en charge et des seuils de détection aussi bas que possible. Par construction, ils ont l'avantage de ne pas présenter de zones mortes nuisibles à la détection des particules.

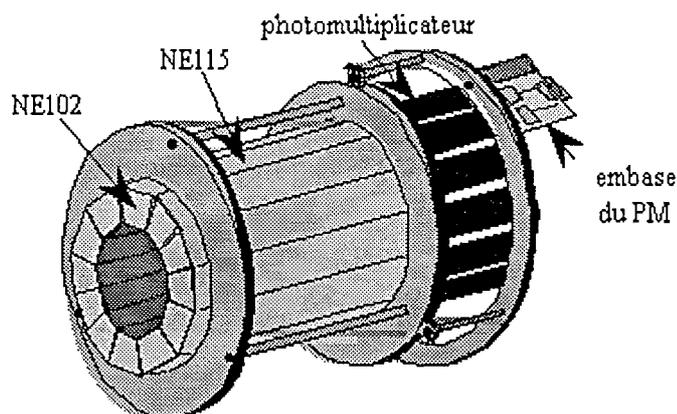


Figure I.2: *Phoswich*.

La traversée d'une particule chargée à l'intérieur d'un scintillateur provoque l'excitation de niveaux moléculaires. Les molécules du scintillateur se désexcitent par émission de lumière. Cette désexcitation est caractérisée par une décroissance exponentielle de constante de temps caractéristique du matériau, et d'amplitude fonction de l'énergie déposée par la particule. Les scintillateurs NE102 et NE115 sont caractérisées par des constantes de temps de décroissance respectivement de l'ordre de  $2,4 \text{ ns}$  et de  $320 \text{ ns}$ . Le signal lumineux est converti en signal électrique par le photomultiplicateur, juste situé derrière le NE115. Le scintillateur NE115 étant transparent à la lumière du NE102. Ce signal total est ensuite intégré en charge sur des intervalles de temps court et long. La représentation du signal rapide en fonction du signal total, permet d'identifier les particules chargées [STECKMEYER91].

Ces détecteurs permettent d'avoir une identification en charge jusqu'à  $Z \simeq 40$ , sur des gammes en énergie allant de  $6 \text{ MeV}$  pour les protons jusqu'à des ions de  $5 \text{ GeV}$ . Néanmoins, la résolution en énergie ( $\sim 10\%$ ) est moins bonne que pour les autres détecteurs d'INDRA et les seuils en identification sont plus élevés.

### B.1.2 Les chambres d'ionisation

Le premier étage des couronnes d'INDRA, exceptée la couronne des phoswichs, est constitué de chambres d'ionisation (ChIo). Les 96 ChIo couvrent le domaine angulaire

compris entre 3 et 176 degrés. Elles sont regroupées sur 5 structures mécaniques indépendantes (2-3,4-5,6-7,8-12,13-17). Chaque couronne est pourvue de 8 ou 12 chambres d'ionisation. Il a été décidé de placer une seule ChIo devant 2,3,4 détecteurs Si pour les couronnes 2-9 ou CsI pour les couronnes 10-17. Cette configuration optimise l'efficacité géométrique en minimisant les zones mortes entre ces détecteurs. Les chambres d'ionisation sont remplies d'un gaz ( $C_3F_8$  ou  $CF_4$ ) circulant entre deux feuilles de mylar aluminisées de  $2,5 \mu\text{m}$  (figure I.3). L'épaisseur des chambres d'ionisation est approximativement de 5 cm. Elles fonctionnent à basse pression de gaz (50 mbar pour les couronnes 2-7 et 30 mbar pour les couronnes 8-17). Ceci permet d'utiliser les détecteurs avec de faibles seuils d'identification, de l'ordre de 1 MeV par nucléon. Pour ne pas perturber le bon fonctionnement des chambres, une haute tension (H.T) de l'ordre de 30 kV appliquée sur la cible, permet de capturer les électrons émis au passage du faisceau. Des préamplificateurs se trouvent à proximité des ChIo (qq cm) et les signaux électriques sont traités par des amplificateurs hors de la chambre à vide.

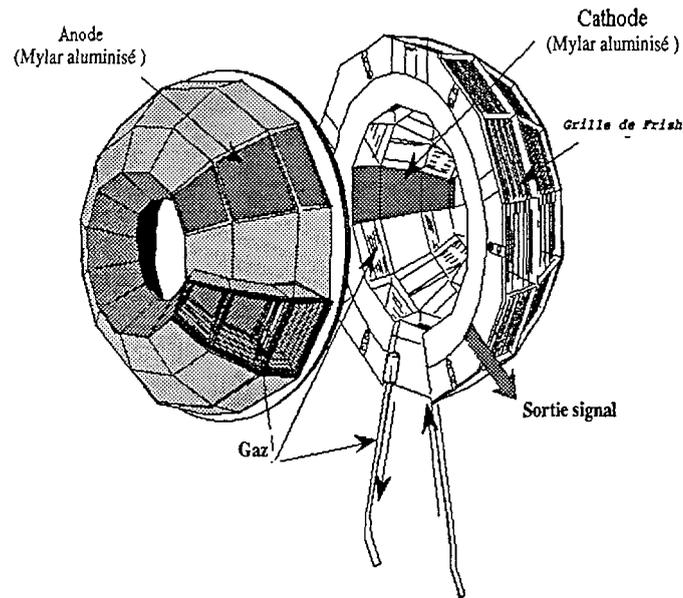


Figure I.3: *Chambre d'ionisation.*

Pour couvrir la grande dynamique en énergie des particules et afin d'avoir la séparation isotopique des particules légères, le codage en charge a été utilisé avec deux gains différents : petit gain avec une résolution de 1 MeV/canal et grand gain avec une résolution de 60 KeV/canal. Le codage en charge a été choisi au lieu du codage en amplitude pour un meilleur rapport signal sur bruit.

Ces détecteurs permettent de détecter des fragments lourds et lents avec des seuils très bas en énergie.

### B.1.3 Les siliciums

Les 180 détecteurs silicium d'INDRA, d'épaisseur  $300 \mu\text{m}$ , forment le deuxième étage des télescopes des couronnes 2 à 9 d'INDRA (3 à 45 degrés). C'est dans ce domaine angulaire qu'est attendue la détection majoritaire des fragments les plus lourds lors des collisions nucléaires. La réalisation des siliciums est issue de la technologie PLANAR. Cette technologie permet, avec une grande précision, de réaliser 4 détecteurs silicium sur un même substrat (figure I.4), réduisant ainsi les zones mortes. De plus, ces siliciums épousent les dimensions de la ChIo placée devant. La détermination des épaisseurs, donnée essentielle pour la calibration en énergie des détecteurs, est connue par cette technologie avec une grande précision [ECOMARD95]. Elle permet aussi d'avoir des signaux de bonne qualité (faible bruit, faible courant de fuite).

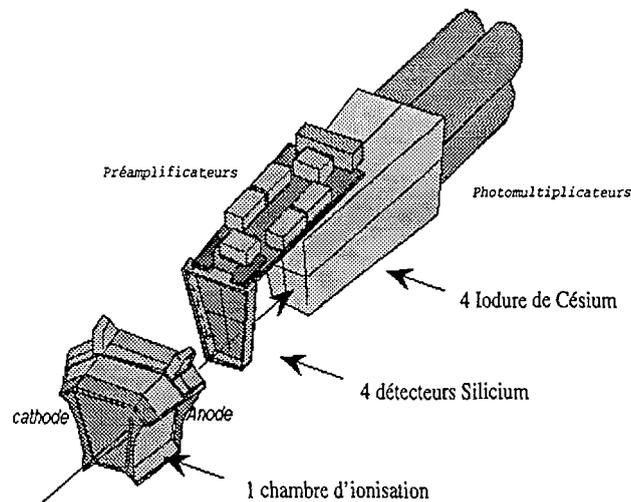


Figure I.4: *Module d'INDRA.*

Pour tenir compte d'une éventuelle non linéarité de la chaîne électronique, chaque détecteur Si et ChIo possède sur l'entrée des préamplificateurs de générateurs d'impulsions. Ces générateurs, délivrant des impulsions d'amplitude croissantes sur toute la gamme du codeur, permettent de contrôler la stabilité des détecteurs mais aussi d'extraire une relation entre les volts et les canaux [NALPAS97]. Comme pour les chambres d'ionisation, il existe deux gammes de codeurs (grand gain et petit gain) pour les silicium.

En conclusion, les détecteurs siliciums fournissent une bonne identification en charge et une bonne résolution en énergie pour les fragments les plus lourds. En association avec les ChIos, les siliciums permettent l'identification des fragments les plus lourds s'ils s'arrêtent dans le silicium. En association avec les scintillateurs, ils fournissent l'identification des fragments les plus rapides.

### B.1.4 Les scintillateurs

Les cristaux d'iodure de césium, dopés au thallium, ont été utilisés pour leur capacité à identifier les particules légères (les isotopes de l'hydrogène et les isotopes de l'hélium). Ces 324 détecteurs constituent le dernier étage des télescopes d'INDRA et sont utilisés juste après les détecteurs silicium ou les chambres d'ionisation. Leur épaisseur a été déterminée, à l'aide de simulations, pour stopper les protons les plus énergétiques. Ce sont les protons qui ont le plus grand parcours dans les scintillateurs. Ces épaisseurs varient en fonction du domaine angulaire allant de 5 cm dans les couronnes 14-17 (129 MeV pour l'énergie maximum des protons) à 13.5 cm dans les couronnes 2-5 (237 MeV pour l'énergie maximum des protons). A chaque scintillateur est juxtaposé un photomultiplicateur chargé de collecter la lumière créée par les particules chargées lors des interactions dans les cristaux CsI.

La réponse des cristaux est surveillée à l'aide d'un générateur d'impulsion laser, permettant de contrôler la stabilité des détecteurs et des chaînes électroniques. Ces cristaux sont généralement sensibles aux variations de température.

Nous expliquerons dans le prochain chapitre comment il est possible à partir d'un signal lumineux généré dans un cristal de remonter à l'information charge et énergie d'une particule chargée.

## B.2 Calibration des détecteurs

### B.2.1 Identification en charge des particules

La première phase de l'analyse des données d'INDRA consiste à identifier les produits chargés détectés lors de l'expérience. Ce travail de longue haleine, vu le grand nombre de détecteurs, a été réparti au sein des laboratoires (DAPNIA-Saclay, GANIL-Caen, IPN-Orsay, LPC-Caen) formant la collaboration INDRA. Plusieurs procédures ont été développées en fonction du type de détecteur. En général, les méthodes d'identification en charge associées aux différents détecteurs sont de deux types :

- La méthode dite  $\Delta E - E$ , est bien appropriée pour les couples de détecteurs (ChI<sub>o</sub>,Si), (ChI<sub>o</sub>,CsI), (Si,CsI) et les phoswichs (NE102,NE115). La particule qui traverse le premier étage de détection dépose dans celui-ci une quantité d'énergie  $\Delta E$  et si elle s'arrête dans l'étage suivant, elle y laisse une énergie résiduelle  $E$ . La représentation en un diagramme  $\Delta E - E$  permet d'observer une succession d'hyperboles, chaque hyperbole correspond au numéro atomique d'un fragment. Si la particule traverse le deuxième étage, il faut considérer le couple de détecteurs suivants, s'il existe bien sûr.
- La méthode basée sur la discrimination en forme des signaux, pour les détecteurs CsI. Elle s'appuie sur les représentations des composantes rapides en fonction des composantes lentes de chaque détecteur, ou inversement.

Ces méthodes consistent en la création de matrices de signaux bruts, en général 5 types de matrices : (ChIo,Si), (Si,CsI), (ChIo,CsI), (R,L) pour les scintillateurs CsI et (R,R+L) pour les phoswichs. Ces matrices mettent en évidence des lignes de charges (ou ligne de Z). Des fonctionnelles ad-hoc permettent de reproduire ces lignes de charges (figure I.5) et par résolution analytique d'attribuer la charge correspondante à un couple de signaux bruts.

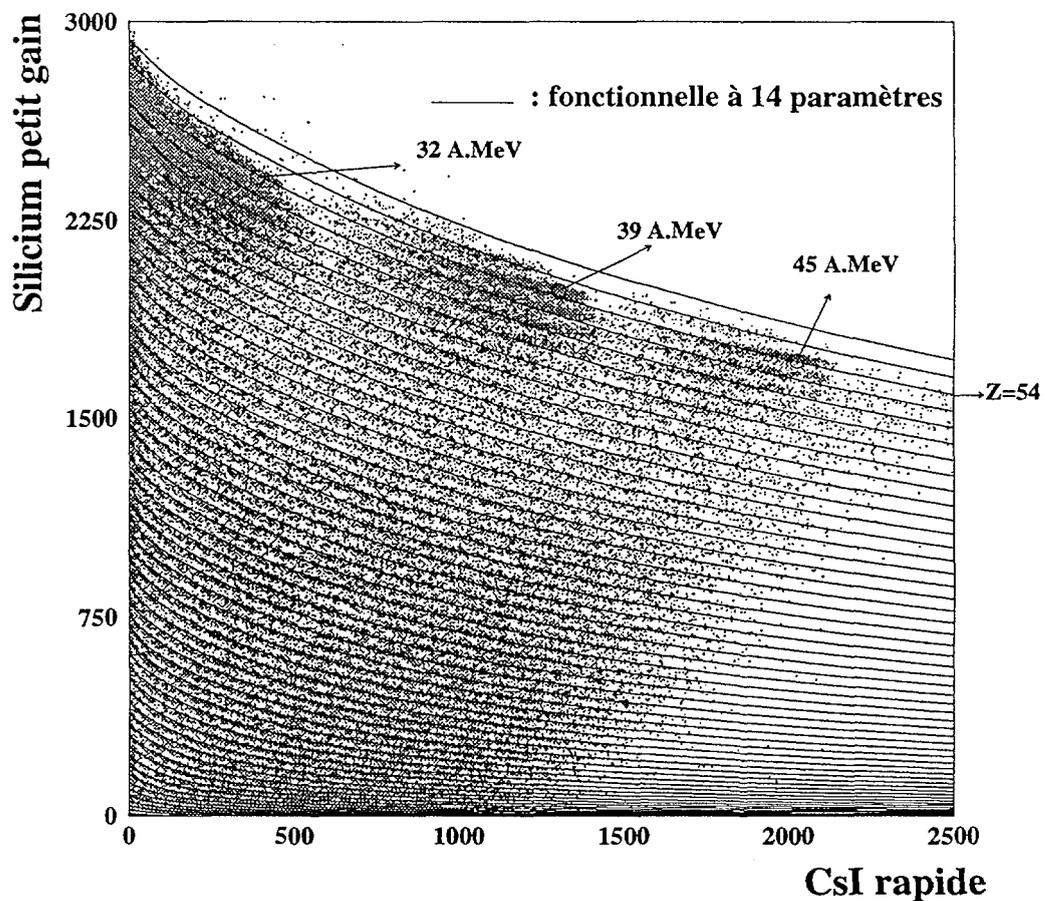


Figure I.5: *Matrice CsI-Si.*

Les matrices (R,L) permettent la séparation en charge et en masse des particules jusqu'au beryllium (figure I.6). Les matrices (R+k\*Si,L) pour les couronnes 2 à 9 permettent de séparer les isotopes les plus légers de basse énergie (figure I.7).

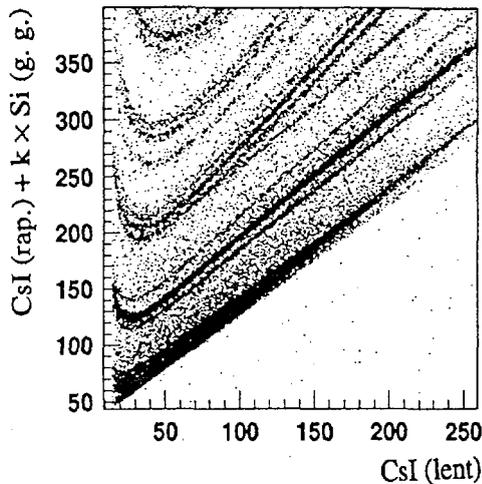


FIG. I.6 - Identification des fragments rapides et particules légères dans les CsI et Si.

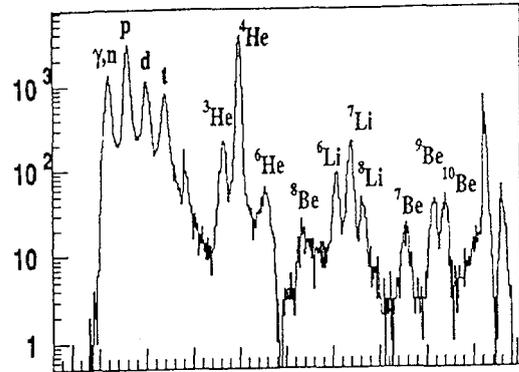


FIG. I.7 - Séparation isotopique des particules légères.

### B.2.2 Etalonnage en énergie des détecteurs

Après avoir identifié les particules, la deuxième phase de l'analyse des données d'INDRA consiste à déterminer leur énergie. L'étalonnage des détecteurs est réalisé à partir de la mesure des particules d'énergies connues dans les diverses matrices de signaux bruts. En raison de la réponse non linéaire de certains détecteurs, il est nécessaire d'avoir des points de référence sur une large gamme en énergie. Plusieurs prises de données (runs d'étalonnages) ont été ainsi réalisées pendant l'expérience :

- Les faisceaux secondaires: des particules et fragments légers sont produits par fragmentation d'un faisceau d' $^{16}\text{O}$  de 95 MeV/u sur une cible épaisse de carbone. Ces particules ( $p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}, {}^6\text{Li}..$ ) sont sélectionnées par le spectromètre  $\alpha$  du GANIL qui fixe leur énergie cinétique (en fonction de la nature de ces fragments) et diffusées sur des cibles de carbone, tantale et or à l'intérieur de la chambre INDRA. Des calculs cinématiques et de pertes d'énergie permettent alors de déterminer l'énergie résiduelle des particules dans les différents détecteurs considérés. Ce sont généralement des points de référence de basse énergie. Ils permettent de calibrer en énergie les phoswichs et les CsI.

- La diffusion élastique de faisceaux de basse énergie (faisceaux d'Ar, Ni et Xe d'énergie incidente 7 à 9 MeV/u) sur une cible lourde (Au) est observée jusqu'à des angles de 40-50 degrés et permet la calibration en énergie de tous les silicium 300  $\mu\text{m}$ . Ces mesures permettent également de déterminer les défauts de collection de ces détecteurs [ECOMARD95]. Ces faisceaux sont délivrés par le premier cyclotron

CSS1 du GANIL. La diffusion élastique des faisceaux primaires de grande énergie apportent des points de calibration supplémentaires (phoswichs).

- Une source de thoron ( $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$ ) émettrice de particules  $\alpha$  d'énergies bien connues a été aussi utilisée pour la calibration des détecteurs. Cette source est placée en position cible d'INDRA à intervalles de temps régulier durant la campagne de mesures. Elle est indispensable à la réalisation de l'étalonnage des couronnes 10-17.

Quant à l'étalonnage des chambres d'ionisation, elle a été réalisée pour deux prises de données au cours de l'expérience: l'une lorsque les ChIo étaient remplies de gaz, l'autre à vide sans gaz. L'énergie résiduelle laissée dans la ChIo permet donc, via les siliciums, une calibration immédiate de ces détecteurs. La mesure de la diffusion élastique des faisceaux d'ions lourds de basse énergie apportent des points supplémentaires pour l'étalonnage des ChIo.

Enfin, la calibration des CsI s'est faite en deux étapes du fait de la non-linéarité de la réponse des détecteurs. Ils ne sont linéaires ni en charge, ni en énergie. Connaissant les pertes d'énergies des fragments dans le silicium  $300\ \mu\text{m}$  et leurs charges, leurs énergies résiduelles laissées dans le CsI sont déduites à l'aide des tables de pertes d'énergies. Pour les particules légères, à cause de leurs faibles dépôts d'énergie dans le silicium, la calibration de ces particules a été réalisée à partir des faisceaux secondaires [MARIE95].

La calibration des scintillateurs des couronnes 10-17 fera l'objet du prochain chapitre.

## Chapitre II

# Calibration en énergie des CsI des couronnes 10-17

Ce chapitre a pour but d'exposer la méthode de calibration en énergie des détecteurs scintillateurs CsI(Tl) des couronnes 10-17. Cette calibration a été effectuée pour les données de la seconde campagne d'expérience réalisée en 1994. La démarche suivie est la même que pour la première campagne [PARLOG81].

La difficulté de la calibration de ces détecteurs provient de leur réponse: Elle n'est linéaire ni en énergie, ni en charge. La méthode utilisée pour les couronnes avant 2-9 n'est pas applicable aux couronnes arrières 10-17: Elle est basée sur la mesure de la diffusion élastique et inélastique de particules issues des faisceaux secondaires. Ces particules sont trop peu nombreuses aux angles arrière et possèdent de faibles énergies. La technique utilisée dans le multidétecteur INDRA consiste à intercaler entre la chambre d'ionisation et un scintillateur situé derrière, un télescope silicium dont la calibration en énergie est plus aisée (cf I.B.3.2). A partir des énergies mesurées à l'aide de ce télescope, il est possible de calibrer le CsI.

La méthode se résume en deux grandes étapes. Il faut tout d'abord étalonner le télescope et le CsI situé juste derrière. Ensuite, les spectres en énergie des autres CsI sont ajustés par étirement sur le spectre calibré du CsI situé derrière le télescope Si-Si(Li) de la même couronne et pour un même type de particule.

## A Calibration des modules d'étalonnage.

### A.1 Les télescopes d'étalonnage.

Ils sont constitués de deux détecteurs silicium circulaires, d'environ 2.5 cm de diamètre: Ils ne recouvrent donc pas la totalité de la surface du CsI devant lequel ils sont placés, mais seulement de l'ordre de 40 % de la surface du CsI. Le premier détecteur, placé juste

derrière la chambre d'ionisation est un détecteur à barrière de surface, d'épaisseur environ  $80 \mu\text{m}$ . Le détecteur suivant est un détecteur silicium dopé au lithium Si(Li) dont l'épaisseur est voisine de 2 mm. Ces deux détecteurs possèdent de faibles zones mortes mais qui ne sont pas négligeables. En effet, les particules déposent dans ces zones de l'énergie qui n'est pas collectée. Pour évaluer correctement l'énergie à l'entrée du détecteur suivant, il faut donc déterminer ces zones mortes pour chacun des détecteurs silicium des 8 couronnes.

Le tableau rappelle où se situent les télescopes d'étalonnage dans INDRA :

couronne	10	11	12	13	14	15	16	17
module	2	2	2	4	3	3	2	2

## A.2 Identification des particules dans les télescopes d'étalonnage

Ce premier travail consiste à identifier en charge les produits de réaction détectés dans les différents couples de détecteurs : ChIo-Si80, Si80-Si(Li), Si(Li)-CsI. Dans ces différentes paires de détecteurs, les particules et les fragments sont identifiés par la méthode  $\Delta E - E$  (paragraphe I.B.3.1). Dans ces matrices, nous obtenons des fragments qui se répartissent sur des lignes de charges dont l'allure typique est une forme hyperbolique (figure II.1).

On peut ainsi ajuster ces lignes de charge à l'aide de fonctionnelle ad-hoc [LE FÈVRE97] et identifier les particules correspondantes à un couple de signaux bruts par simple résolution analytique (dichotomie). Les distributions en charge (figures II.1.b et II.1.d) ont été obtenues pour les systèmes Ni+Au à des énergies incidentes de 32, 52, 63 MeV/u. Des particules de charge  $Z \simeq 26$  dans les matrices ChIo-Si80 et des particules de charge  $Z \simeq 14$  dans les matrices Si80-Si(Li) sont ainsi identifiées.

Dans cet ensemble de matrices, on peut constater que la plupart des fragments n'atteignent pas le détecteur CsI après traversée du télescope d'étalonnage (figure II.1.f). C'est donc à partir des informations obtenues sur les particules légères que nous avons calibré les détecteurs CsI placés derrière les télescopes d'étalonnage. Afin d'obtenir l'identification isotopique des particules légères, nous avons développé une fonctionnelle qui rend compte à la fois de la charge et la masse de la particule. Elle est de la forme :

$$Y = \alpha + \frac{\beta}{X - \gamma} + \frac{\omega}{(X - \gamma)^2}$$

Pour chacune des matrices  $\Delta E - E$  associée à un module d'étalonnage, un jeu de paramètre  $(\alpha, \beta, \gamma, \omega)$  par particule est ainsi défini pour reproduire les lignes de crêtes ou lignes de charge des particules légères ( $Z \leq 2$ ).

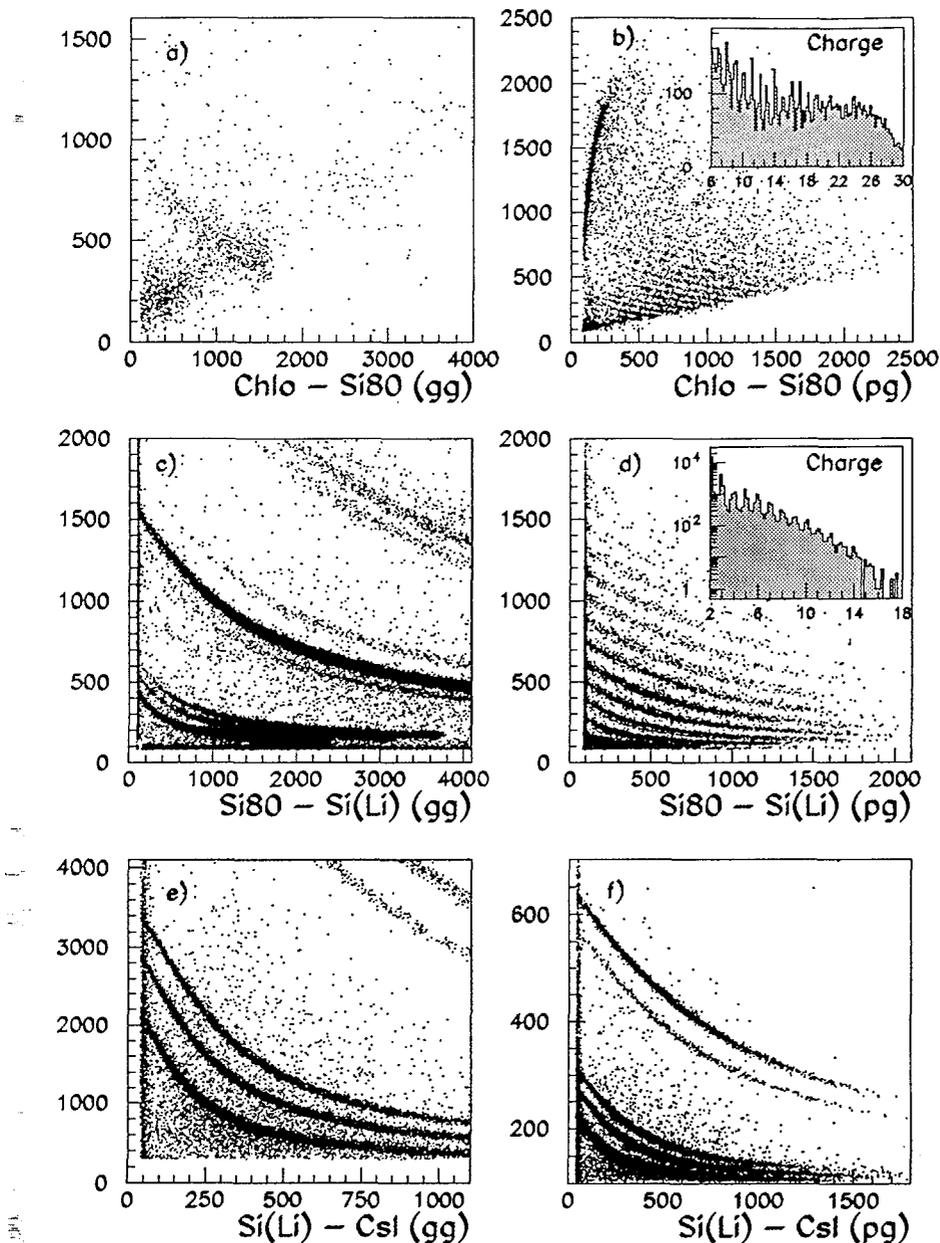


Figure II.1: Identification des particules dans le télescope d'étalonnage de la couronne 10 par la méthode  $\Delta E - E$ . Dans ces matrices, les particules sont arrêtées dans le second étage du télescope  $\Delta E - E$ .

### A.3 Calibration des télescopes d'étalonnage

#### A.3.1 Les silicium 80 $\mu\text{m}$ .

La calibration en énergie des silicium 80  $\mu\text{m}$  est réalisée à l'aide de particules  $\alpha$ , émises par une source de thoron ( $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$ ), d'énergies bien connues (6.062 MeV et 8.785 MeV).

Ces particules  $\alpha$  sont arrêtées dans le détecteur silicium. En toute rigueur la première raie  $\alpha$  est un doublet, mais les caractéristiques de ces détecteurs ne permettent pas de le résoudre et, l'énergie indiquée ici correspond au centroïde des deux pics confondus. Des mesures ont été effectuées avec gaz et sans gaz dans les chambres d'ionisation. Elles permettent de calibrer les silicium  $80\mu\text{m}$  et les chambres d'ionisation (Cf I.B.3.2). Quatre valeurs de l'énergie des particules  $\alpha$  ont ainsi été obtenues, et ont permis d'étalonner le silicium  $80\mu\text{m}$ . les valeurs des énergies ( $E_{res}$ ) des particules  $\alpha$  sont consignées dans le tableau II.1.

$E_\alpha$	$\Delta E$ My1	$\Delta E$ gaz	$\Delta E$ My2	$E_{res}$
6.062 P=0	0.250	0.	0.258	5.55
8.785 P=0	0.193	0.	0.202	8.39
6.062 P=30 mbar	0.250	0.73	0.282	4.80
8.785 P=30 mbar	0.193	0.555	0.206	7.83

Table II.1: Energies (en MeV) des pics  $\alpha$  d'une source de Thoron, après traversée des feuilles de mylar seules (P=0) ou du mylar+gaz.

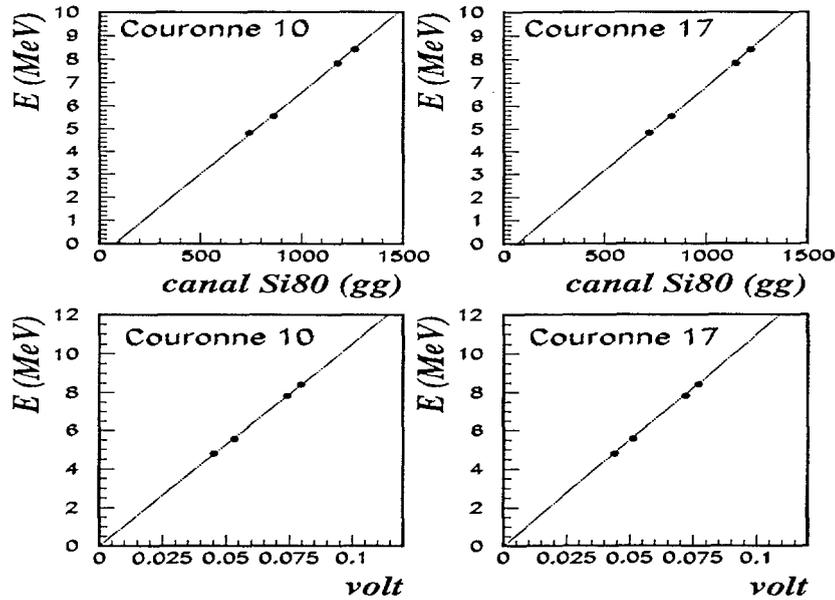


Figure II.2: Calibration en énergie des détecteurs silicium  $80\mu\text{m}$ .

La chaîne électronique des silicium des couronnes 10-17 a été étalonnée à l'aide d'un générateur d'impulsions. Les canaux bruts sont ainsi convertis en amplitude électrique (Volt). Les valeurs des énergies des particules  $\alpha$  de la source de thoron sont ensuite couplées avec les données des générateurs d'impulsions (figure II.2). Ceci permet de connaître les coefficients  $\beta$  de la relation linéaire  $E = \beta V$ . A titre de comparaison avec les données de la

première campagne, nous avons dressé un tableau récapitulatif II.2 des coefficients d'étalonnage MeV/volt des silicium 80  $\mu\text{m}$ . A moins de 2 % près, les coefficients sont équivalents.

$\beta$	C10	C11	C12	C13	C14	C15	C16	C17
Campagne 2	105.1	108.8	107.1	106.3	108.8	108.1	111	109.9
Campagne 1	108.1	105.2	116	112.6	110.5	110.4	110	110

TAB. II.2 - Comparaison des coefficients d'étalonnage MeV/volt des deux premières campagnes de mesures d'INDRA pour chaque couronne.

Pour déterminer l'épaisseur active du Si80, il est possible de procéder de deux façons différentes:

- Soit en utilisant les particules  $\alpha$  (issues de faisceaux secondaires) diffusées avec une énergie supérieure à 10.5 MeV qui atteignent le Si(Li)(figure II.3). Une simulation [CHARTIER93] permet de calculer l'énergie des particules diffusées sur une cible placée au centre d'INDRA. Elle tient compte des pertes déposées dans la cible de diffusion et de la géométrie du multidétecteur. Connaissant la perte d'énergie des  $\alpha$  dans le silicium 80  $\mu\text{m}$ , l'épaisseur active  $e$  est déduite facilement de la formule de Bethe  $f(E, \Delta E, z, A, e) = 0$ . Nous n'avons pas utilisé les protons car leurs pertes d'énergie dans le silicium 80  $\mu\text{m}$  n'étaient pas suffisantes pour avoir une bonne précision sur l'épaisseur.

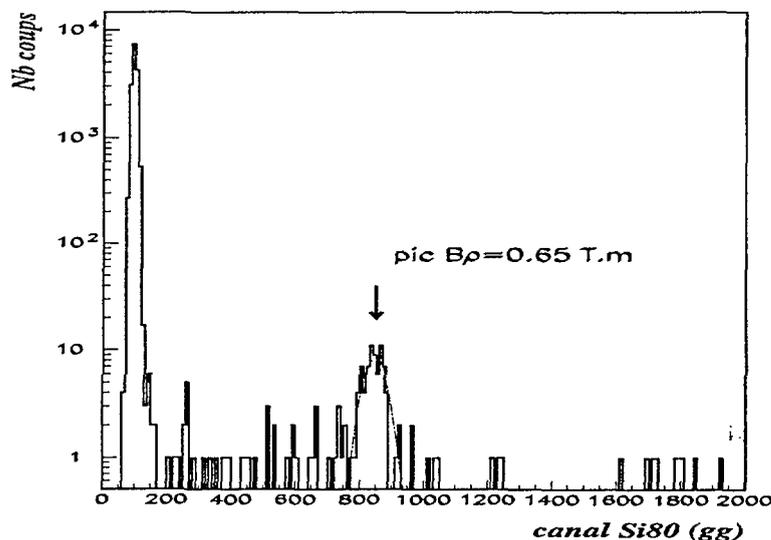


Figure II.3: Le pic correspond à la diffusion de particules  $\alpha$  sur une cible de tantale détectées dans la couronne 11, à un  $B\rho = 0.65T.m$ .

- Soit en utilisant les points de rebroussement ( $E = \Delta E$ ) des particules  $\alpha$  (figure II.1.a) qui fournissent la perte d'énergie maximale dans le milieu considéré. En réalité, les matrices ChIo-Si80 ne permettent pas l'identification isotopique des particules légères. Néanmoins, pour la ligne de charge  $Z=2$ , ce sont majoritairement des particules  $\alpha$  (figure II.1.c). De la même façon que précédemment, l'épaisseur active du silicium peut être déduite par itération avec la formule de perte d'énergie.

Ces méthodes donnent des résultats très semblables et permettent d'estimer des corrections d'épaisseur de l'ordre de  $5\mu\text{m}$  environ, voir tableau II.3.

couronne	10	11	12	13	14	15	16	17
épaisseur( $\mu\text{m}$ )	78	82	83	86	78	77	75	76

TAB. II.3 - Estimation des épaisseurs actives pour chacun des détecteurs silicium 80.

### A.3.2 Les détecteurs silicium 2 mm.

Connaissant la nature des particules par les matrices d'identification Si80-Si(Li), les  $\Delta E$  correspondants et l'épaisseur active des Si80, l'énergie résiduelle  $E$  déposée dans le Si(Li) des particules est calculée à l'aide de la formule de Bethe. Les coefficients d'étalonnage  $\beta$  des détecteurs silicium 2 mm sont ensuite obtenus à partir de la relation linéaire entre l'énergie  $E$  et les volts:  $E=\beta V$ . Les particules secondaires diffusées, qui s'arrêtent dans ces détecteurs, permettent de vérifier les coefficients d'étalonnage  $\beta$ .

Sur la fenêtre arrière des semi-conducteurs Si(Li), il existe une zone morte. Il faut donc mesurer l'épaisseur active et la zone morte du détecteur silicium-lithium pour pouvoir calculer correctement l'énergie résiduelle des particules dans le CsI. Pour la mesure de l'épaisseur active [NGUYEN98], elle est déterminée à partir du point de rebroussement des protons ou des  $\alpha$  dans les cartes Si80-Si(Li). Pour la mesure des épaisseurs des zones mortes, il faut extraire l'énergie résiduelle déposée dans le scintillateur à partir du signal Rapide du CsI, d'une part avec les événements physiques (utilisation des pertes d'énergies des particules dans le Si(Li) avec une épaisseur nulle pour la zone morte), et d'autre part avec les particules  $\alpha$  du thoron, des faisceaux secondaires qui n'ont pas traversé le télescope. La détermination de la zone morte s'obtient alors par itération jusqu'à ce que les énergies des particules obtenues dans les deux cas ci-dessus, pour une même valeur du canal rapide CsI, soient les mêmes. Les valeurs de ces zones mortes ne représentent qu'un ou deux pourcent de l'épaisseur active. Connaissant ses valeurs et les épaisseurs actives, nous avons calibré les scintillateurs CsI des modules d'étalonnage à partir des pertes d'énergie des particules dans les détecteurs Si(Li).

## B Relation Lumière - Energie pour les CsI

### B.1 Extraction de la quantité de lumière en fonction des signaux bruts.

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans un cristal CsI(Tl), elle excite les niveaux atomiques du réseau cristallin. Les atomes excités, pour retourner à leur état fondamental émettent de la lumière. La décroissance de l'intensité du rayonnement lumineux au cours du temps est donnée par :

$$I(t) = I_1 * e^{-\left(\frac{t}{\tau_1}\right)} + I_2 * e^{-\left(\frac{t}{\tau_2}\right)}$$

Elle est caractérisée par un temps de montée très bref de l'ordre de la nanoseconde et une redescente décrite par la somme de deux fonctions exponentielles associées aux composantes courte et longue du signal.  $I_1$  et  $I_2$  dépendent de l'énergie et de la charge de la particule. La constante de temps  $\tau_1$  (de l'ordre de 0.4 à 0.7  $\mu s$ ) associée à la composante rapide du signal varie fortement avec la masse, la charge et l'énergie de la particule. La constante de temps  $\tau_2$  a pour valeur 7  $\mu s$ .

Les photomultiplicateurs placés derrière les CsI permettent de collecter et convertir le signal lumineux en signal électrique (figure II.4). La variation en fonction du temps du signal de sortie d'un PM couplé à un scintillateur peut s'écrire [KNOLL89] sous la forme :

$$\frac{dq(t)}{dt} = \frac{h}{\tau_o - \tau} * (e^{-\left(\frac{t}{\tau_o}\right)} - e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)}) \quad (II.1)$$

où  $h$  est l'intégrale du signal,  $\tau$  et  $\tau_o$  sont les constantes de temps de montée et de redescente du signal.  $\tau$  dépend essentiellement des composantes électroniques de l'embase du PM ( $\tau = rc$ ). Elle a pour valeur 60 ns dans les couronnes 11-16, et 20 ns pour les couronnes 10 et 17. Les paramètres  $\tau_o$  et  $h$  sont des variables qui dépendent du type et de l'énergie de la particule qui s'arrête dans le cristal.

Le signal électrique est intégré sur deux intervalles en temps, différents et décalés de 1,6  $\mu s$ , un intervalle rapide (400 ns) et un intervalle lente (1,5  $\mu s$ ). Ces deux signaux représentés l'un en fonction de l'autre permettent d'obtenir l'identification isotopique des particules légères (paragraphe I.B2).

$$R = \frac{h}{\tau_o - \tau} * [\tau_o * (1 - e^{-\left(\frac{T_1}{\tau_o}\right)}) - \tau * (1 - e^{-\left(\frac{T_1}{\tau}\right)})] \quad (II.2)$$

$$L \simeq \frac{h * \tau_o}{\tau_o - \tau} * (e^{-\left(\frac{T_2}{\tau_o}\right)} - e^{-\left(\frac{T_2}{\tau}\right)}) \quad (II.3)$$

Il est donc possible, à partir de ces deux expressions d'extraire pour chaque type de particule, la valeur de  $\tau_o$  en résolvant analytiquement l'équation suivante :

$$C * \left(\frac{L}{R}\right)_{mes} = \left(\frac{L}{R}\right)_{calc} \quad (II.4)$$

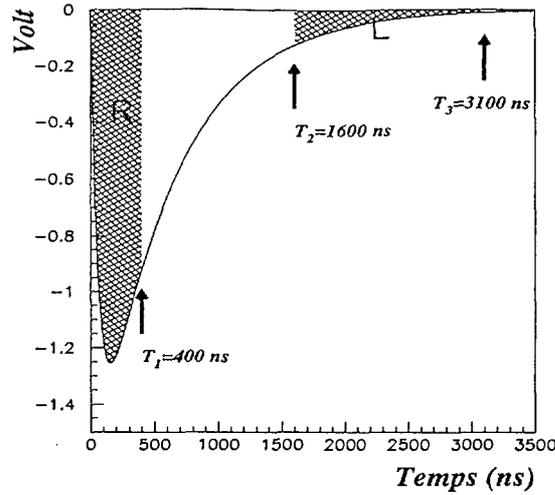


Figure II.4: *Forme du signal délivré par un tube photomultiplicateur couplé à un cristal de CsI(Tl), les composantes rapide et lente sont obtenues par intégration des zones hachurées.*

$L_{mes}$  et  $R_{mes}$  sont les valeurs des canaux des codeurs auxquelles les valeurs des pieds-taux sont soustraits. Le piedestal est la valeur du canal correspondant à une valeur d'énergie de particule nulle. La constante C tient compte du rapport des capacités des intégrateurs R et L sur la carte VXI des CsI. Connaissant  $\tau_0$  à partir des expressions ci-dessus, la lumière totale est alors déduite par l'équation (II.2).

## B.2 Le Quenching des scintillateurs.

L'efficacité d'un scintillateur est définie comme étant la fraction de l'énergie totale d'une particule qui a été converti en lumière. Malheureusement, il y a plusieurs modes de désexcitation pour les molécules, elles n'émettent pas que de la lumière. Par exemple, un des modes de désexcitation se fait sous forme de vibrations (chaleur). Tous les processus de désexcitation non-radiatives sont regroupés en terme de "quenching".

La réponse en lumière des scintillateurs organiques et inorganiques à l'impact d'une particule chargée dépend donc de leur efficacité. Utilisant un modèle semi-empirique, Birks proposa la réponse lumineuse différentielle suivante :

$$\frac{dh}{dx} = \frac{S * (dE/dx)}{1 + [kB * (dE/dx)]} \quad (\text{II.5})$$

où S est l'efficacité de scintillation et kB est le facteur de "quenching" (la constante de Birks). En utilisant l'approximation de la formule de Bethe pour les énergies au-dessus de

quelques MeV par nucléon,  $dE/dx \cong c * AZ^2/E$ , l'intégration analytique de l'équation II.5 sur tout le parcours de la particule donne:

$$h(E, A, Z) = a_0 + a_1 * (E - a_2 * AZ^2 * \ln(1 + \frac{E}{a_2 * AZ^2})) \quad (II.6)$$

avec  $a_1 = g * S$  ( $g$  est un gain électronique), et  $a_2 = c * kB$ . Lorsque l'énergie devient très grande ( $E \gg a_2 * AZ^2$ ), le terme linéaire devient prédominant devant le logarithme népérien. Le terme  $a_0$  rend compte de la valeur du piedestal.

A partir de ces formules semi-empiriques, nous allons extraire les paramètres  $a_0, a_1, a_2$  pour les CsI situés derrière les télescopes d'étalonnage puisque chaque particule légère, traversant ce télescope possède dorénavant une énergie résiduelle CsI connue et une quantité de lumière déterminée par les signaux bruts mesurés.

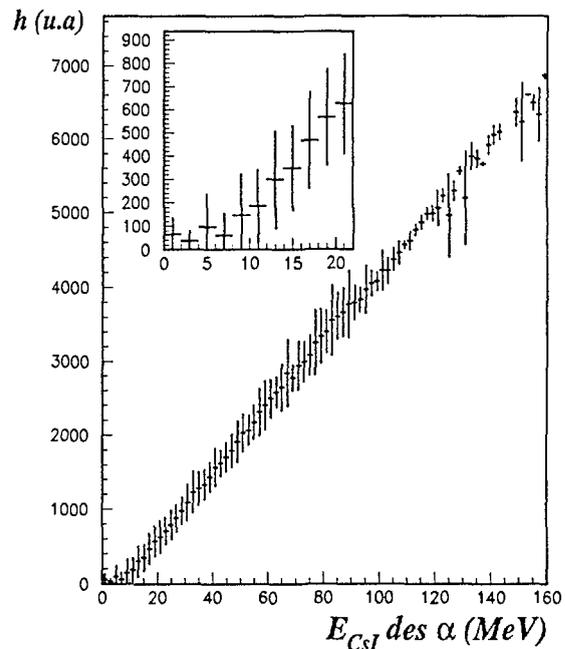
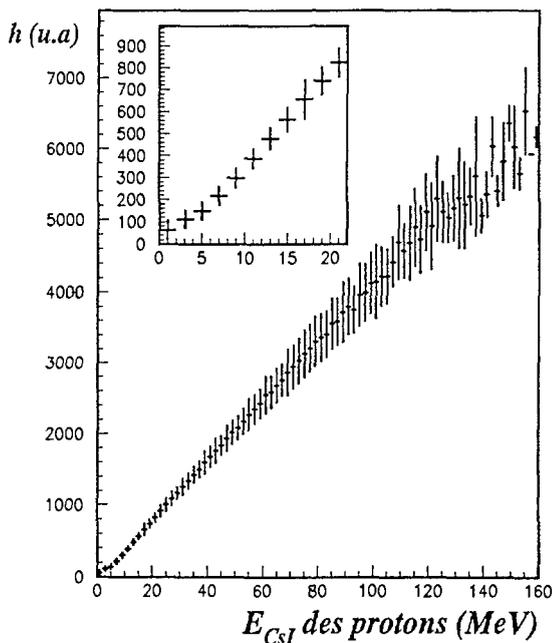


Figure II.5: Relation  $h=f(E)$  pour les protons de la couronne 10 traversant le module étalon.

Figure II.6: Relation  $h=f(E)$  pour les  $\alpha$  de la couronne 10 traversant le module étalon.

Sur les figures II.5 et II.6, nous avons tracé pour exemple, les valeurs moyennes de la quantité de la lumière en fonction de l'énergie laissée dans les CsI par les protons et les  $\alpha$ . Les autres isotopes de ces particules ont le même comportement avec une statistique plus faible. Pour  $E=0$ , la valeur de  $h$  est proche de zéro comme il est attendu, si les valeurs des

pedestaux sont correctement évaluées. Pour les isotopes de l'hydrogène, le coefficient  $a_2$  du terme non linéaire de l'équation II.6 est presque toujours nul. Par contre, une meilleure détermination du  $a_2$  est possible à partir de la relation  $h=f(E)$  pour les particules  $\alpha$ . Pour ces raisons, nous avons adopté deux jeux de paramètres  $a_i$  pour les 8 modules CsI. Un pour les isotopes de l'hydrogène, l'autre pour toutes les particules de charge  $Z \geq 2$ . Nous présentons sur les figures II.7, les valeurs des coefficients  $a_i$  de la fonctionnelle  $h=f(E)$  pour les télescopes d'étalonnage et les particules  $\alpha$ . Les coefficients  $a_1$  évoluent avec les tensions des photomultiplicateurs de chaque couronne. Ils croissent régulièrement avec le numéro de couronne. Par contre, les termes  $a_2$  demeurent pratiquement constants.

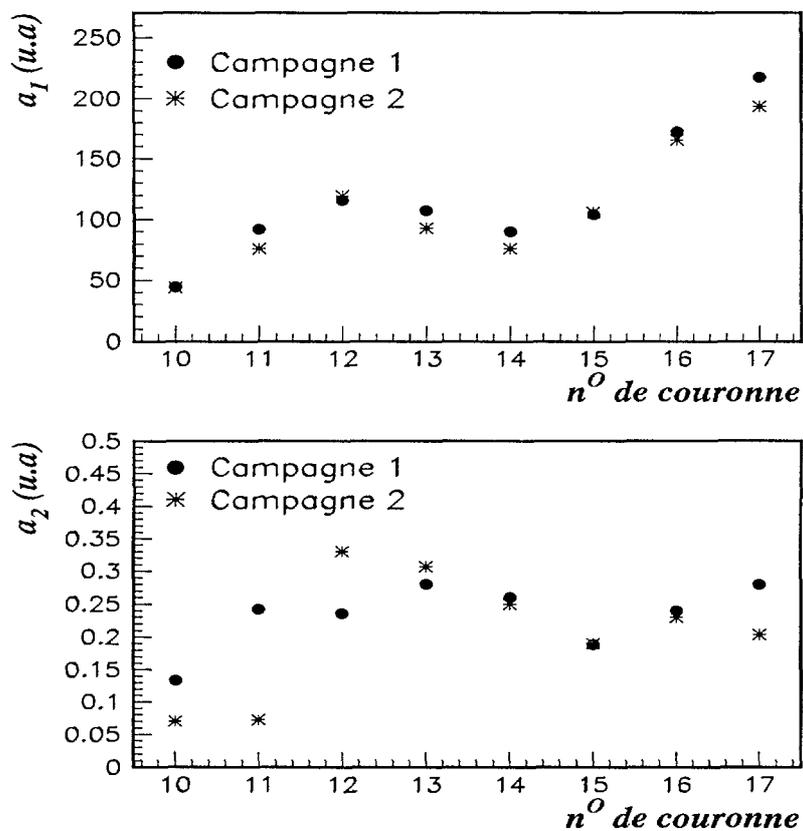


Figure II.7: Comparaison du jeu de paramètres obtenus sur les modules d'étalonnage pour les particules  $\alpha$  et pour les deux premières campagnes d'INDRA.

Nous avons pu vérifier l'exactitude de ces courbes d'étalonnages  $h=f(E)$  à partir des couples de valeurs obtenus par les particules  $\alpha$  du thoron (figure II.8). Une partie de ces particules passent à côté du télescope d'étalonnage et atteignent le CsI. Par conséquent, leur énergie déposée dans le scintillateur, ainsi que leur quantité de lumière ( $h_\alpha = f(R, L)$ ) sont connues.

Nous avons appliqué cette méthode pour déterminer les paramètres  $a_i$  de la fonctionnelle  $h=f(E)$  des modules CsI d'étalonnage des couronnes 14-17. Dans ce domaine angulaire, il n'y a plus de particules  $\alpha$  détectées dans le scintillateur ayant traversé le télescope d'étalonnage. Des calculs de pertes d'énergies estiment à 72 MeV minimum l'énergie qu'il faut à une particule  $\alpha$  (19 MeV pour un proton) pour traverser le télescope Si80-Si(Li).

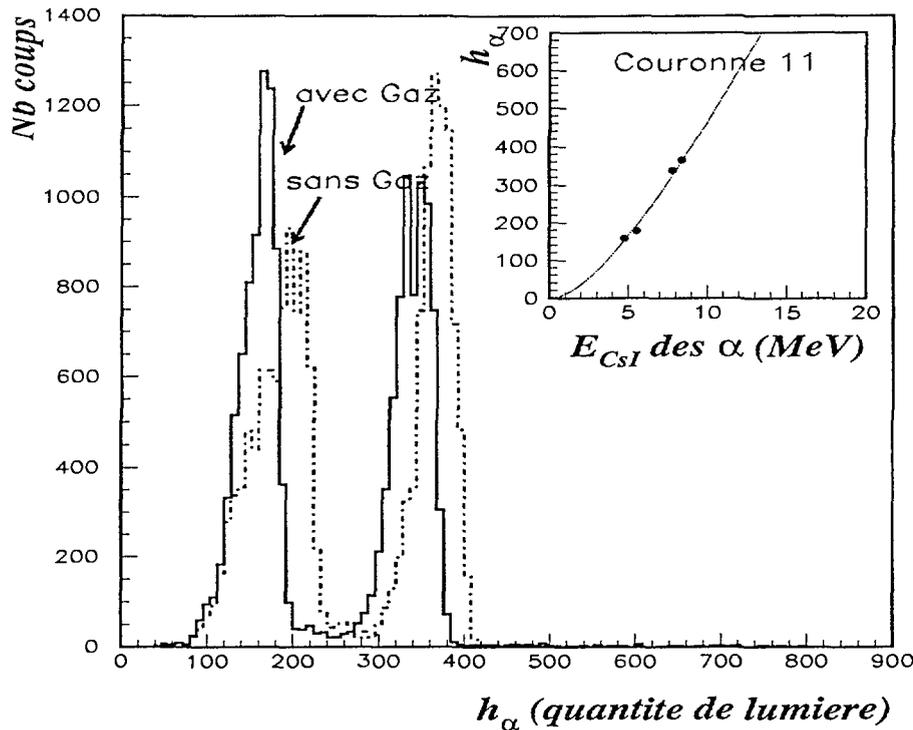


Figure II.8: Exemple de vérification de l'ajustement de la fonctionnelle  $h=f(E)$  obtenue à partir des événements physiques, avec la mesure de la quantité de lumière  $h_\alpha = f(R, L)$  des particules  $\alpha$  émises par la source de thoron.

Pour finir sur la calibration des détecteurs CsI d'étalonnage, nous pouvons aussi comparer les spectres en énergie des particules qui ne traversent pas le télescope étalon ( $E = f^{-1}(h)$  avec les  $a_i$ ) avec les spectres des particules qui ont traversé le télescope ( $E_{TOT} = \Delta E_{Si80} + \Delta E_{Si(Li)} + E_{CsI}$ ) pour un même détecteur CsI. Cette comparaison se fait sans tenir compte de la perte d'énergie dans les ChIo qui est la même dans les deux situations. Les deux spectres se superposent relativement bien (figure II.9) et attestent de la bonne paramétrisation de la fonctionnelle  $h=f(E)$  à basse énergie (domaine de faibles statistiques). Il est à noter les ruptures de spectres pour les isotopes de l'hydrogène vers 20 MeV et ceux des particules  $\alpha$  vers 72 MeV. Elles correspondent au passage des détecteurs silicium-lithium vers les scintillateurs CsI.

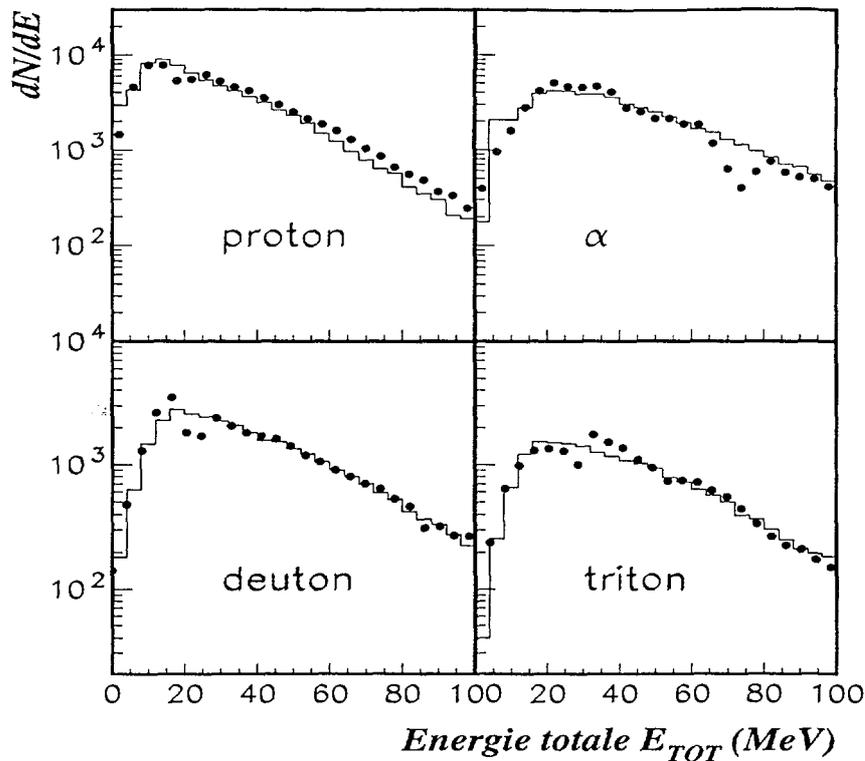


Figure II.9: Spectres en énergie des particules légères détectées dans le module d'étalonnage de la couronne 11. Moyennant un facteur de normalisation constant ( $\times 1.6$ ) d'un spectre à l'autre, on superpose bien les spectres, que les particules aient (ronds noirs) ou non (histogramme) traversé le télescope.

## C Etirement des spectres des couronnes 10-17.

Au cours de la seconde campagne, le type de déclenchement utilisé (multiplicité de particules) conservait la symétrie axiale du multidétecteur. Tous les spectres en énergie d'une même couronne doivent être identiques en forme. Connaissant le spectre en énergie (dit de référence) des particules traversant à côté du télescope d'étalonnage, il suffit d'ajuster la forme des spectres de tous les autres CsI avec celui de référence. La procédure d'ajustement est simple: il suffit de réaliser pour chaque module d'une couronne donnée et pour un type de particule déterminée, le spectre en lumière totale. Un spectre en énergie est obtenu avec un premier jeu de coefficients  $a_i$ , celui du module étalon. Le spectre ainsi créé, est ensuite comparé avec celui de référence énergie par énergie et pour chaque type de particule. La recherche des paramètres  $a_i$  s'effectue par minimisation à l'aide du logiciel MINUIT du CERN jusqu'à la superposition complète des deux spectres en énergie. Par cette méthode, les formes et amplitudes deviennent superposables pour n'importe quel module d'une même couronne. C'est ce qui est présenté sur la figure II.10 où nous avons choisi aléatoirement

un module que nous avons comparé à trois autres pour différentes particules.

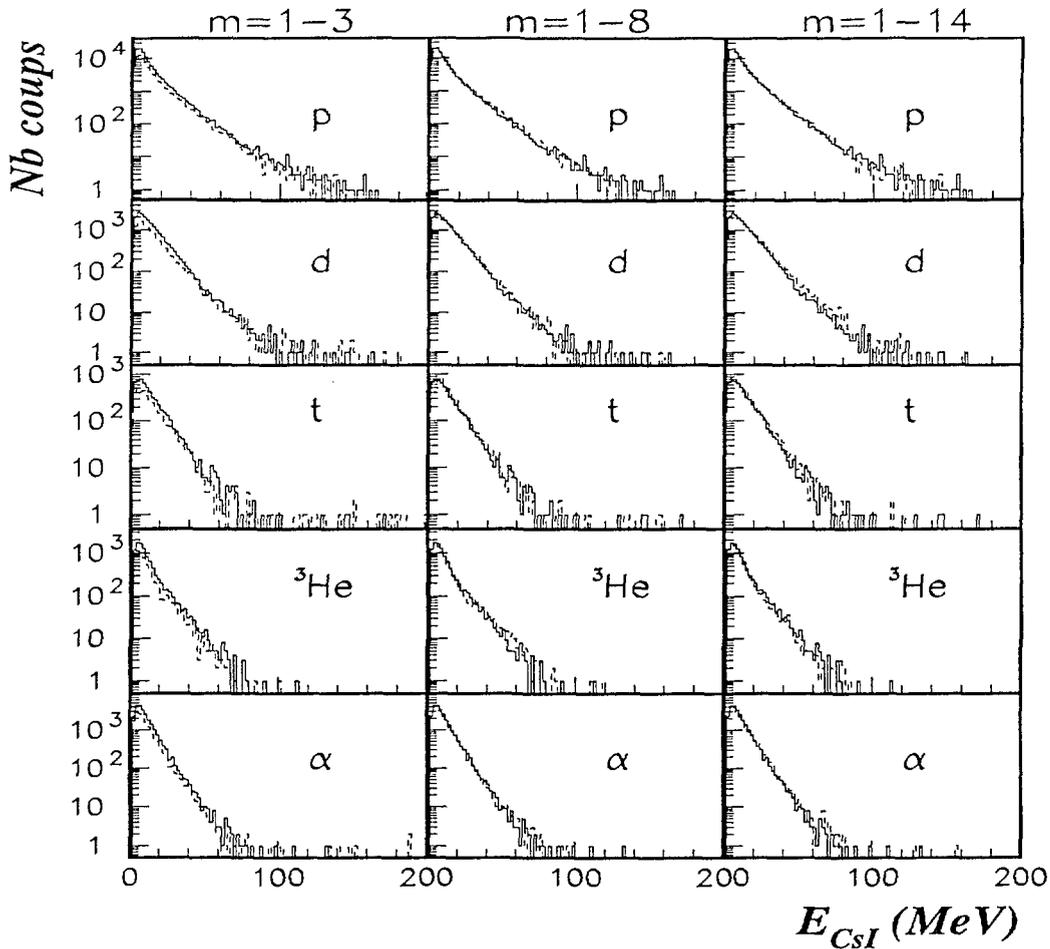


Figure II.10: Exemples de spectres ajustés pour des particules légères  $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  de la couronne 15. Le spectre du module choisi arbitrairement est représenté par une ligne continue, celui des modules à comparer par une ligne discontinue (modules 3-8-14).

Si la comparaison est juste en forme pour le module 1 avec le module 3 (module d'étalonnage), il n'en est pas de même en ce qui concerne l'amplitude des deux spectres. En effet, une partie du détecteur CsI est obscurcie par la présence des détecteurs silicium. Le rapport des amplitudes est directement lié au rapport des surfaces (indépendant de l'énergie et du type de la particule).

## D Conclusions.

Au cours de ce chapitre, nous avons vu comment calibrer les 144 détecteurs CsI des couronnes arrières 10-17. Ce travail est essentiellement basé sur l'identification isotopique

des particules légères et leur calibration en énergie. Pour les particules un peu plus lourdes, leur énergie est déduite par inversion de l'équation II.6.

Des études récentes montrent que la détermination de l'énergie avec  $E=f(h)$  ne serait pas adaptée pour des fragments de charge supérieure à 10. Des corrections sur la quantité de lumière sont effectuées par la prise en compte de la production des électrons  $\delta$  lors du passage d'une particule chargée dans le scintillateur. Elle est faible pour les particules légères mais devient significative pour les fragments lourds.

## Chapitre III

# Analyses globales des données expérimentales.

Les données que nous allons étudier font partie de la première campagne d'expériences réalisées au G.A.N.I.L avec le multidétecteur INDRA. Ces données sont issues de réactions obtenues avec les systèmes Xe+Sn, Gd+U, Ar+Ni (ou Kcl) aux énergies intermédiaires (20-100 MeV/u). Ces différents systèmes ont été choisis pour étudier l'influence des facteurs tels que la taille, l'asymétrie, l'isospin, l'énergie disponible de la voie d'entrée, qui interviennent dans la multifragmentation des noyaux chauds.

De nombreux articles et mémoires de thèse ([SALOU97], [NALPAS97], [MARIE95], [NGUYEN98], [ECOMARD95], [METIVIER95], [LE FÈVRE97]) présentent l'ensemble de ces réactions. Nous nous focaliserons essentiellement sur Xe+Sn à 50 MeV/u pour rappeler brièvement au lecteur quelques caractéristiques générales sur les données expérimentales. Ce système fait l'objet d'une étude plus approfondie dans les chapitres suivants. Le critère de sélection des données pour le système Xe+Sn était d'avoir au moins 4 cellules de détections touchées pour qu'un événement soit enregistré.

## A Caractéristiques générales des événements mesurés.

### A.1 Caractéristiques de tous les événements.

Le détecteur INDRA possède de très bonnes qualités de détection. Néanmoins, en raison des seuils en énergie, des zones mortes (parois des détecteurs) et des zones vides de détecteurs, le dispositif expérimental, aussi performant soit-il, peut détecter certains événements physiques de façon incomplète. Il est donc instructif de voir dans quelle mesure le détecteur conserve des grandeurs fondamentales telles que l'impulsion et la charge totale du système. Ne détectant que des particules chargées, on vérifie la conservation de l'impulsion, par abus de langage, en calculant la somme des produits de la charge par la

vitesse pour toutes les particules. Nous présentons pour Xe+Sn à 50 MeV/u, la somme des charges de tous les produits de la réaction en fonction de l'impulsion totale parallèle à l'axe du faisceau (dans le repère du laboratoire) événement par événement (figure III.1). Ces deux grandeurs sont normalisées par rapport aux valeurs initiales de la voie d'entrée. Nous avons représenté aussi la charge totale détectée en fonction de la multiplicité totale de particules chargées (figure III.2). Dans les deux cas, on peut distinguer trois zones sur les deux cartes:

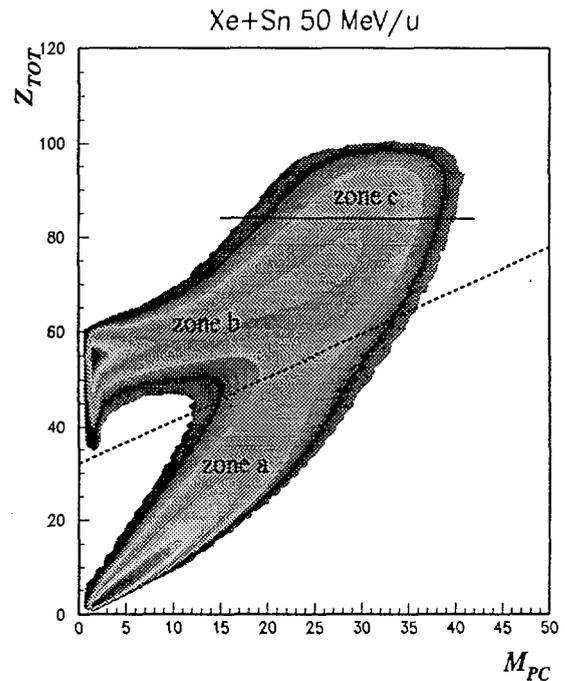
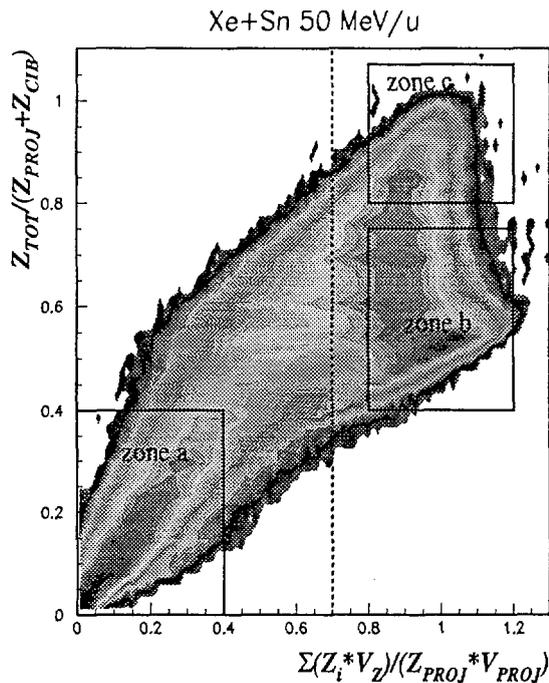


Figure III.1: *Corrélation impulsion totale-charge totale.*

Figure III.2: *Corrélation multiplicité totale-charge totale.*

- La région a) est associée aux événements dont la charge totale et l'impulsion totale détectées sont faibles ( $Z_{tot} \leq 40$ ). Ces événements présentent aussi de faibles valeurs de la multiplicité ( $M_{pc} \leq 20$ ). Ce sont les collisions les plus périphériques où le résidu du projectile a été diffusé, soit avec un petit angle ( $\theta_{lab} \leq 2^\circ$ ) correspondant à l'ouverture angulaire nécessaire à la sortie du faisceau, ou soit vers une zone morte entre les détecteurs. En outre, le résidu de la cible n'a pas une vitesse de recul suffisante pour franchir les seuils de détection ( $\sim 1 \text{ MeV/u}$ ). Cette classe d'événements ne contient donc que la charge et l'impulsion totale détectée des particules émises au cours de la collision.
- La zone b) est peuplée par des événements pour lesquels l'impulsion parallèle est conservée avec une valeur de charge totale collectée au voisinage de la charge du projectile ( $Z_{tot} \sim 54$ ). Ces événements sont accompagnés de faibles multiplicités de par-

ticules ( $M_{pc} \leq 20$ ). Ce sont des collisions périphériques ou des collisions à paramètre d'impact intermédiaire, où le quasi-projectile emporte toute l'impulsion parallèle, mais au cours desquelles la quasi-cible n'est pas détectée (Seuils de détections).

- la région c) correspond à des événements où l'on collecte la majeure partie de l'information que ce soit en charge ou en impulsion totale du système. Ce sont les collisions les plus dissipatives dans lesquelles de nombreuses particules sont émises ( $M_{pc} \geq 25$ ). Ces événements, pour lesquels au moins 80% de la charge totale et de l'impulsion parallèle totale sont détectés, sont appelés "événements complets".

Pour résumer, INDRA est un multidétecteur possédant une efficacité maximale pour les collisions les plus dissipatives. En outre, même si l'information recueillie sur la réaction est quelquefois partielle (voir zone b sur la figure III.2), les performances d'INDRA permettent d'entreprendre une étude sur les caractéristiques du quasi-projectile sur une large gamme de paramètres d'impact. Pour réaliser cette étude, nous avons choisi de retenir les événements possédant au moins 70% de l'impulsion totale du projectile incident. Nous appellerons ces événements "événements semi-complets".

## A.2 Caractéristiques des événements sélectionnés.

Les multiplicités de particules permettent d'avoir une première indication de la centralité de la collision. En effet, l'argument intuitif est que: lorsque le paramètre d'impact diminue, l'énergie déposée dans le(s) système(s) augmente, et par conséquent davantage de particules sont émises.

Nous allons regarder, dans le paragraphe suivant, dans quelles mesures la sélection des événements complets ou semi-complets influence l'information obtenue à travers des distributions de multiplicité de particules associées aux collisions Xe+Sn à 50 MeV/u.

Sur la figure III.3 sont représentées diverses distributions de multiplicité (particules légères, particules de charge  $3 \leq Z < 8$ , fragments de charge  $Z \geq 8$ ) pour tous les événements, les événements semi-complets et complets.

- La sélection des événements complets élimine essentiellement les événements de basse multiplicité. Elle conserve des collisions dans lesquelles un grand nombre de particules légères et fragments est émis. Les valeurs de multiplicités peuvent atteindre jusqu'à 40 particules légères et 7 fragments. Ces événements correspondent à des réactions très violentes où une grande quantité d'énergie est dissipée.
- La sélection des événements semi-complets permet de conserver des événements sur toute la gamme de multiplicité. Elle permet aussi d'accéder aux collisions périphériques où seules quelques particules et le résidu du quasi-projectile ont été détectés.

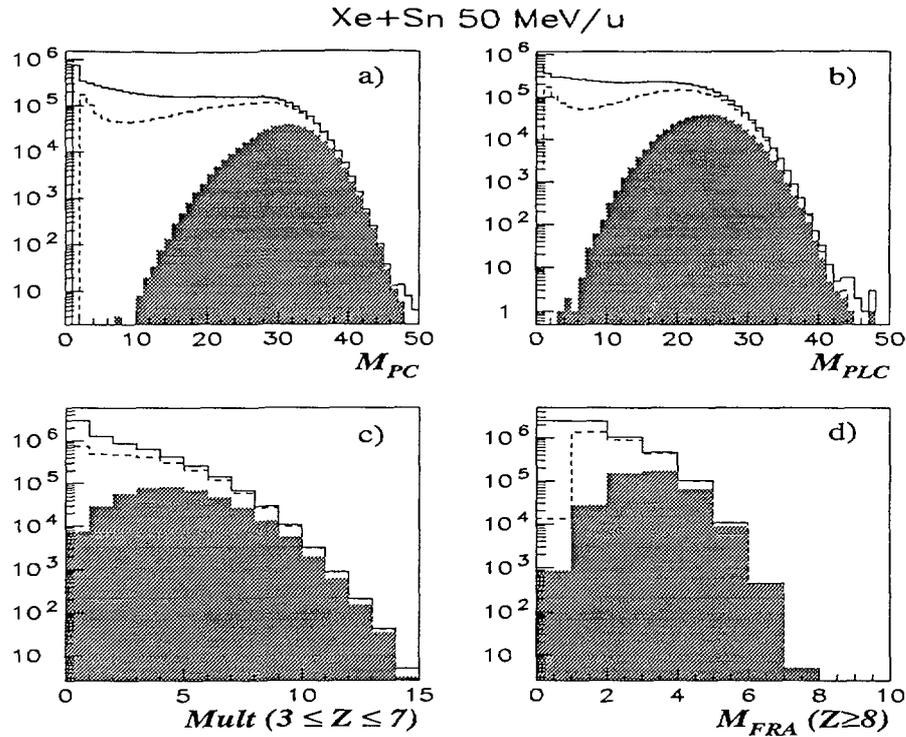


FIG. III.3 - Distributions de multiplicité de toutes les particules chargées  $M_{pc}$  (a), des particules légères de charge inférieure ou égale à 2  $M_{plc}$  (b), des particules de charge  $3 \leq Z < 8$  (c), et des fragments de charge  $Z \geq 8$   $M_{FRA}$  (d). Chaque histogramme a été construit à partir des sélections en événements semi-complets (ligne pointillée), complets (partie grisée) ou aucune sélection (ligne pleine).

### A.3 Evaluation de la violence de la collision.

Nous allons maintenant classer ces collisions selon leur degré de centralité. Les méthodes de tri reposent sur le choix de variables globales permettant en principe, d'isoler des classes d'événements dans lesquelles les noyaux chauds sont formés dans de mêmes conditions initiales.

Les variables globales utilisées pour trier les événements en fonction de la violence de collision dépendent du domaine d'énergie étudié et du multidétecteur (à savoir, de sa qualité de détection). Il existe de nombreuses variables globales dans la littérature pour classer les événements. Citons par exemple, à basse énergie: la charge du plus gros fragment ( $Z_{max}$ ), la multiplicité totale de particules, aux plus hautes énergies: la directivité [ALARD92] (variable cinématique construite à partir des impulsions transverses des particules) et le  $Z_{bound}$  [HUBELE91] (somme de toutes les charges des particules supérieures à 2). Des études systématiques sont menées afin de trouver, parmi les variables mesurées, celle qui est la plus corrélée au paramètre d'impact [PÉTER90].

Nous avons retenu l'énergie transverse totale des particules légères  $E_{\perp}$ . Cette variable reflète la dissipation de l'énergie incidente du système dans la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau. Elle présente l'avantage d'utiliser des particules pour lesquelles l'efficacité d'INDRA est très grande sur toute la gamme de paramètres d'impact. Ce qui n'est pas forcément le cas pour les fragments dont les pertes sont plus probables dans les collisions périphériques.

La variable globale  $E_{\perp}$  utilisée a pour expression :

$$E_{\perp} = \sum_i^{M_{plc}} E_i \sin^2 \theta_i$$

$E_i, \theta_i$  désignent respectivement l'énergie cinétique de la particule  $i$  et l'angle polaire (par rapport à l'axe du faisceau dans le centre de masse théorique de la réaction) auquel elle est détectée .

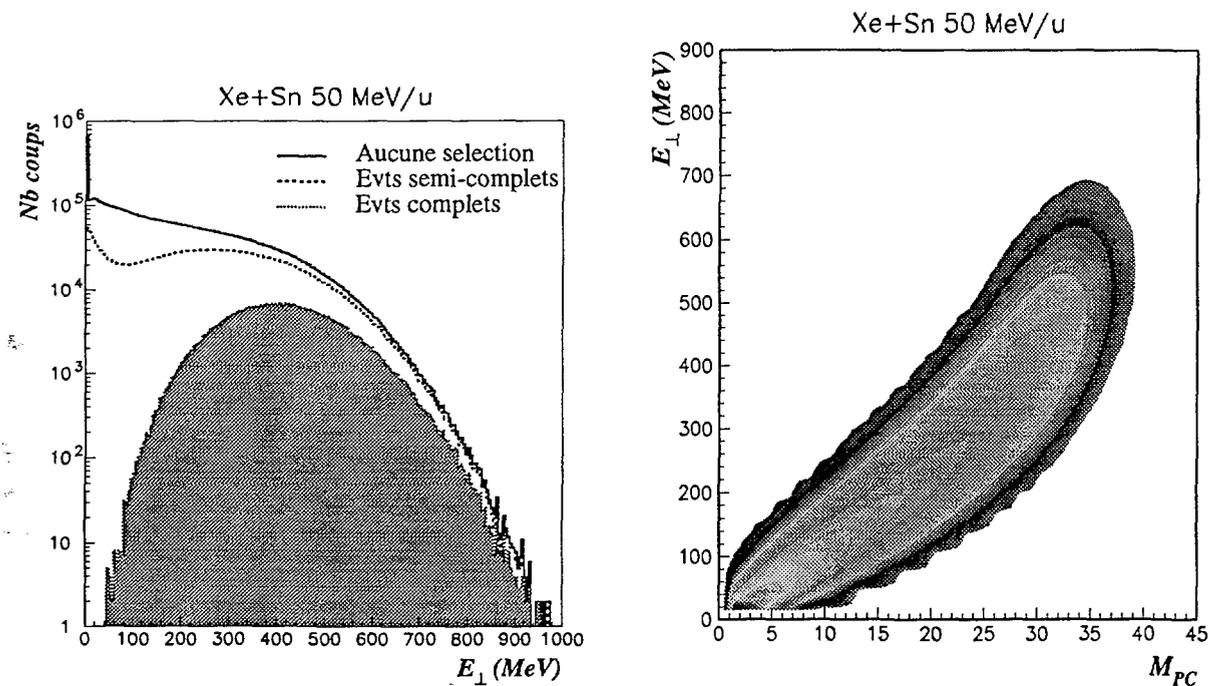


FIG. III.4 - Distribution d'énergie transverse totale  $E_{\perp}$  des particules légères.

FIG. III.5 - Corrélation entre la multiplicité de particules chargées ( $M_{pc}$ ) et l'énergie transverse totale des particules légères chargées ( $E_{\perp}$ ).

La sommation est étendue à la multiplicité de particules légères (charge  $Z \leq 2$ ) chargées  $M_{plc}$ . Le résultat du calcul est présenté sur la figure III.4 pour les différentes sélections en événements: événements complets, semi-complets et la totalité des événements enregistrés. La figure III.5 montre la corrélation entre l'énergie transverse et la multiplicité

totale de particules détectées pour l'ensemble des événements mesurés. Ces deux variables sont corrélées sur un large domaine de multiplicité, mais cette corrélation est large. Pour des valeurs de multiplicité inférieures à 30, l'énergie transverse croît linéairement avec la multiplicité. Pour des valeurs supérieures, la multiplicité tend vers la saturation alors que l'énergie transverse continue de croître. La variable globale  $E_{\perp}$  possède donc un pouvoir plus discriminant que la multiplicité totale de particules pour classer les collisions selon leur degré de violence.

Nous avons testé le pouvoir discriminant de cette variable à partir d'une simulation dans laquelle nous connaissons le vrai paramètre d'impact. Nous avons réalisé cette simulation avec le générateur d'événements SIMON [DURAND92]. Ce code génère des collisions d'ions lourds dans le domaine des énergies de Fermi. Nous n'avons pris en considération aucune forme de prééquilibre lors de la collision et nous n'avons pas conservé les événements de fusion. La quantité d'énergie déposée au cours de la réaction est alors intégralement répartie en énergie d'excitation entre les deux sources formées. Nous avons supposé une équipartition de l'énergie d'excitation entre ces deux sources. La phase de désexcitation des noyaux est décrite par un modèle statistique de type binaire séquentiel. Enfin, les trajectoires des particules émises sont calculées en tenant compte des interactions coulombiennes. Ce générateur d'événements a l'avantage de fournir des données qui peuvent être "analysées" à l'aide d'un logiciel simulant le dispositif expérimental (filtre expérimental). Ce programme informatique rend compte de toutes les phases expérimentales intervenant lorsque l'on détecte les produits d'une réaction nucléaire (détection, identification en charge, calibration en énergie).

La figure III.6 montre la corrélation entre l'énergie transverse et le paramètre d'impact pour la simulation SIMON. Que les événements soient filtrés ou non, l'énergie transverse reste linéairement dépendante du paramètre d'impact. Ce qui n'est pas le cas pour la multiplicité de particules chargées, elle semble même saturée pour les plus faibles paramètres d'impact. A chaque valeur de l'énergie transverse, il correspond une gamme de paramètres d'impact. Elle est assez large pour les collisions centrales, mais reste toutefois raisonnable pour les collisions périphériques (dispersion de l'ordre de 1 fermi). Des conclusions similaires ont été obtenues à partir de simulations de modèle dynamique, QMD [NEBAUER99], [AICHELIN91].

Dans la suite de ce mémoire, on se référera souvent à cette variable globale  $E_{\perp}$  pour classer les collisions selon leur degré de violence. Les faibles valeurs de  $E_{\perp}$  seront associées aux collisions les plus périphériques alors que les fortes correspondront aux collisions les plus centrales.

Xe+Sn 50 MeV/u – Simulation Simon –

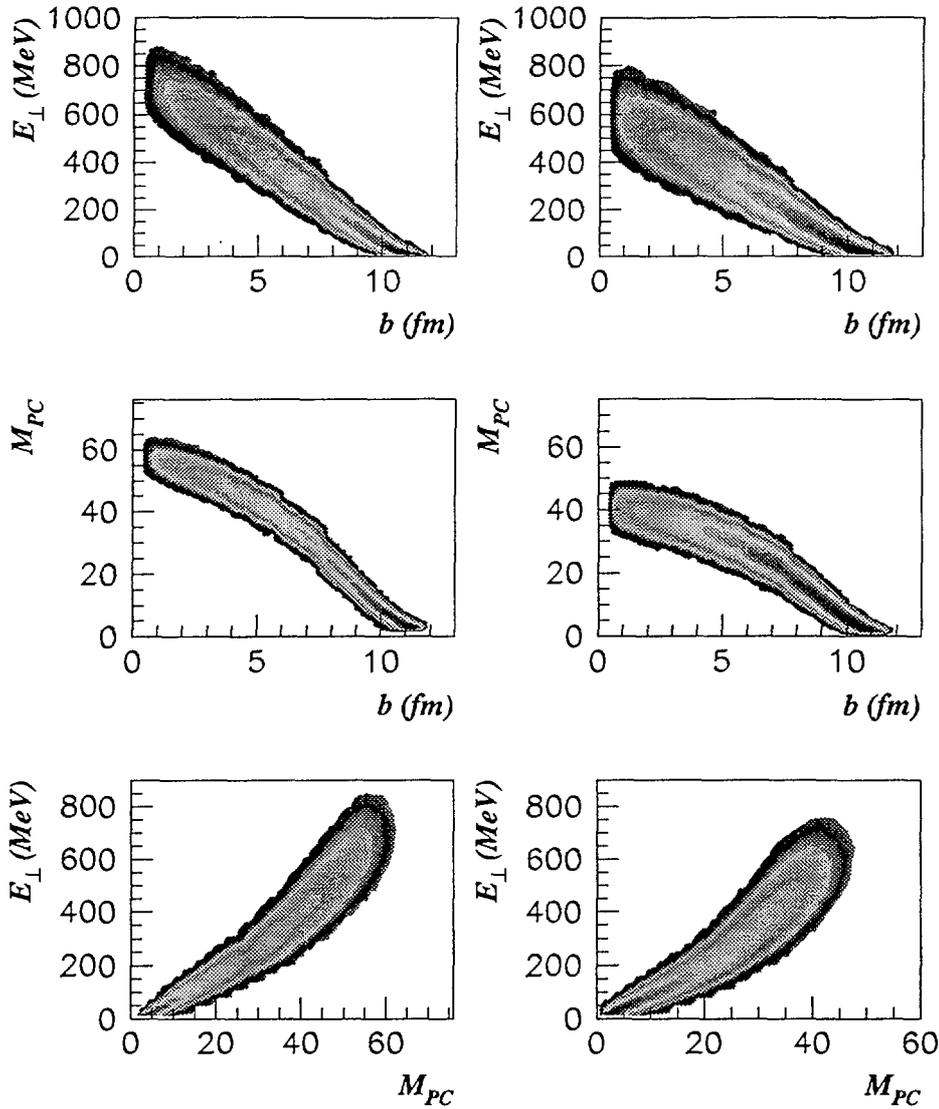


Figure III.6: *Colonne de gauche: corrélations simulées entre le paramètre d'impact  $b$  et l'énergie transverse totale des particules légères  $E_{\perp}$ , entre le paramètre d'impact  $b$  et la multiplicité totale de particules chargées  $M_{PC}$ , entre la multiplicité totale de particules chargées et l'énergie transverse totale des particules légères. La colonne de droite représente ces corrélations filtrées par le dispositif expérimental INDRA.*

## B Caractéristiques cinématiques de la réaction.

### B.1 Corrélation $Z_{max} - V_{//zmax}$ .

Une approche, pour mettre en évidence les différents mécanismes de réaction, est de présenter la valeur de la charge du plus gros fragment détecté ( $Z_{max}$ ) en fonction de sa

vitesse parallèle (figure III.7). La vitesse proposée est la composante parallèle à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire.

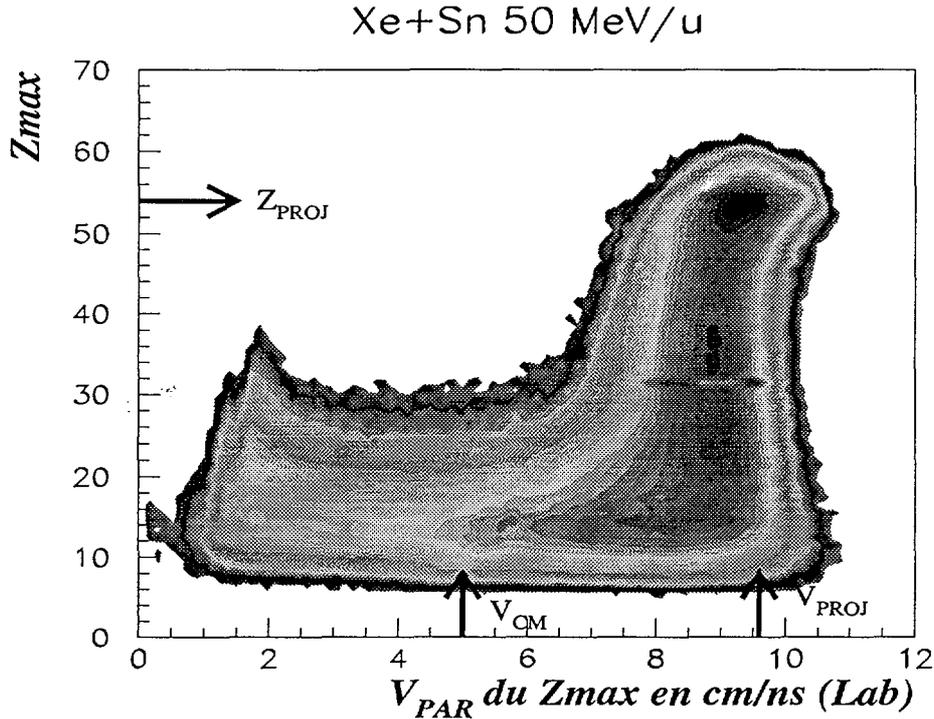


Figure III.7: Corrélation entre la charge du plus gros fragment et sa vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire.

Cette figure montre, que pour la majeure partie de la section efficace, on détecte un résidu qui se déplace à une vitesse proche de celle du projectile. En outre, la diminution de la charge du plus gros fragment témoigne du caractère dissipatif de la collision. Le système étant quasi-symétrique, on s'attendrait à retrouver le même comportement pour la quasi-cible. Malheureusement, le résidu de la quasi-cible n'est détecté que pour les collisions les plus dissipatives en raison des seuils de détection (valeur la plus élevée du résidu de la quasi-cible:  $Z_{max} = 32$ ). Les fragments de charge  $Z_{max} \leq 15$  se déplaçant à une vitesse proche du centre de masse de la réaction, peuvent provenir d'une source de fusion. La corrélation  $Z_{max} - V_{z_{max}}$  montre donc la persistance d'une mémoire de la voie d'entrée avec la présence de fragments lourds se déplaçant à des vitesses voisines du projectile et de la cible.

## B.2 Particules légères associées.

Pour mettre en évidence les sources d'émission de particules, nous avons tracé sur la figure III.8, les contours de sections efficaces invariantes  $\frac{d^2\sigma}{V_{per}dV_{per}dV_{par}}$  des diagrammes bi-dimensionnels  $V_{par} - V_{per}$ . Ces matrices  $V_{par} - V_{per}$  permettent d'avoir une vue générale sur

les propriétés cinématiques des particules émises au cours de la réaction.

Ces diagrammes sont construits avec les vitesses parallèles et perpendiculaires à l'axe du faisceau dans le repère du centre de masse pour différents types de particules (de haut en bas: p, d, t,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ). Les trois colonnes représentent différentes sélections en  $E_{\perp}$  (de gauche à droite:  $E_{\perp}=0-50$ , 200-250, au delà de 600 MeV).

Pour les collisions périphériques et semi-périphériques (colonnes I et II), ces corrélations montrent clairement, quel que soit le type de particule, deux sources d'émission bien séparées: une composante rapide associée au quasi-projectile et une lente associée à la quasi-cible. Ces deux composantes sont nettement observées pour les particules  $\alpha$  où les cercles coulombiens sont bien marqués. On constate aussi une troisième composante entre les deux partenaires de la collision. Cette composante d'émission se trouve localisée au voisinage du centre de masse, dans la région dite de "mi-rapacité". Elle est particulièrement claire pour les tritons où elle apparaît même comme émission majoritaire.

Pour les collisions centrales (colonne III), la situation n'est pas claire. L'interprétation de ces corrélations de vitesses des particules peut conduire soit à deux sources très rapprochées, soit à une source de fusion. Dans les deux cas, la forme des événements semble très compacte.

Les différentes zones où aucune particule n'a été détectée correspondent aux zones mortes d'INDRA. La zone la plus à l'avant correspond à la zone morte réservée au passage du faisceau. Les seuils en énergie empêchent de détecter les particules émises avec de faibles vitesses. Enfin, une zone est réservée pour le passage du porte-cible.

### B.3 Quelques interprétations sur l'origine des particules au voisinage de la "mi-rapacité".

De nombreuses études plus approfondies sur le système Xe+Sn ont permis de mettre en évidence le caractère principalement binaire de ces collisions dissipatives [METIVIER95], [BENLLIURE92] entre 25 et 50 MeV/u d'énergie incidente. Ce processus correspond à une partie importante de la section efficace totale de réaction. Ce mécanisme rappelle les transferts très inélastiques étudiés à basse énergie ( $\leq 10\text{MeV}/u$ ). Cependant, ces collisions ne sont pas uniquement des réactions à deux corps, elles sont généralement accompagnées d'une production importante de particules localisée entre les deux partenaires de la collision. Différentes origines peuvent expliquer ces particules.

Pour les particules les plus légères, une des origines possibles correspond aux particules issues de collisions nucléon-nucléon qui ne sont pas piégées dans les noyaux finaux. Ces particules émises très tôt dans la réaction concernent essentiellement les protons [GERMAIN97] et les neutrons. Des particules légères formées par la coalescence de nucléons directs, pré-

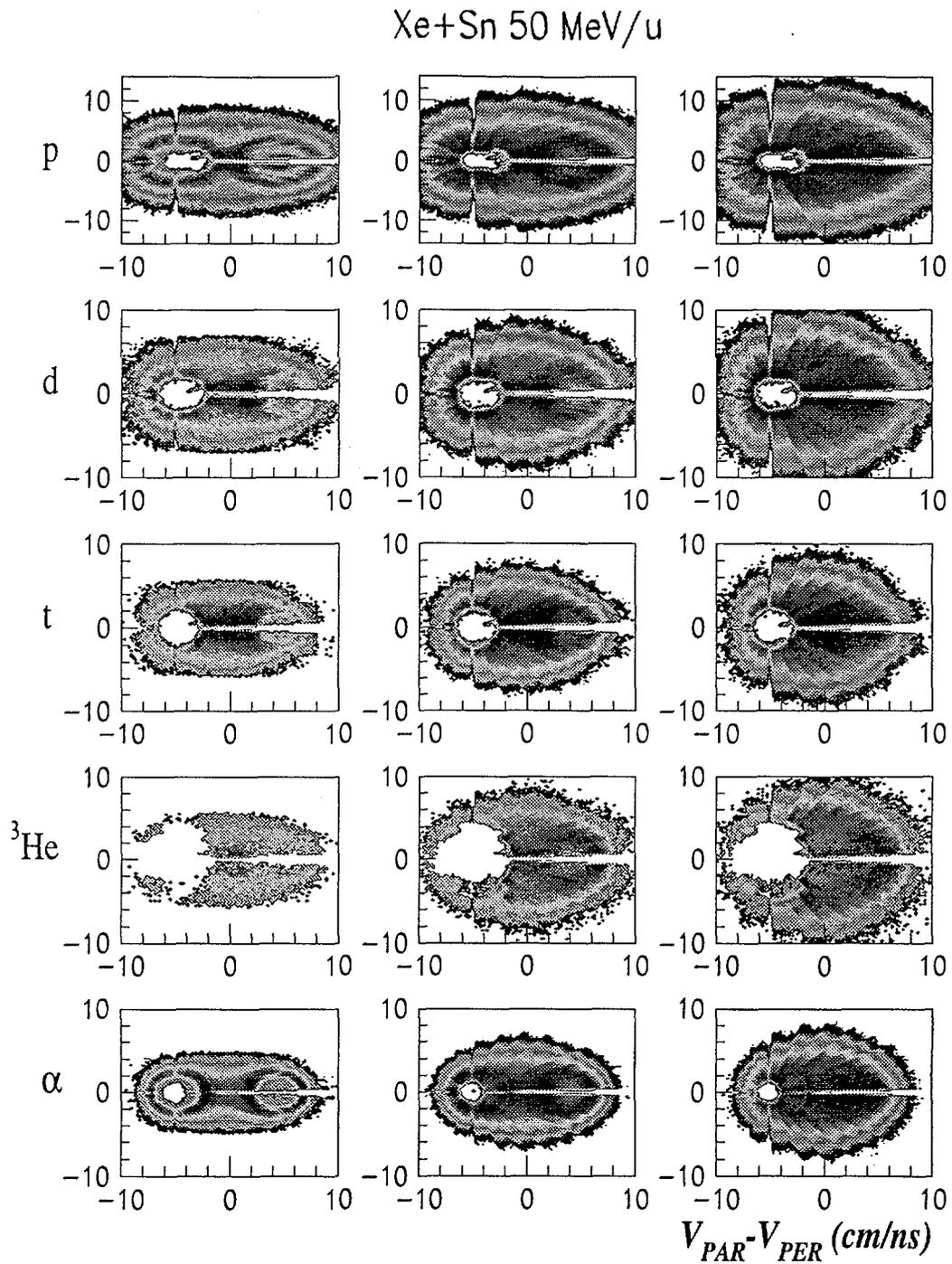


Figure III.8: Sections efficaces invariantes  $V_{par} - V_{per}$  dans le repère du centre de masse de la réaction pour différents types de particules:  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  $\alpha$  pour des valeurs de l'énergie transverse  $E_{\perp}=0-50$  (colonne I),  $200-250$  (colonne II),  $500-600$  MeV (colonne III).

dite avec le modèle AMD, peuvent aussi appartenir à cette catégorie d'émission.

Pour les particules un peu plus lourdes, cette émission proviendrait d'un col de matière nucléaire formé dans la zone de recouvrement entre les deux noyaux incidents [LUKASIK97]. Diverses interprétations peuvent être envisagées et dépendent essentiellement du temps d'interaction mis en jeu dans la réaction. Ce scénario pourrait être interprété comme soit l'émission de particules venant d'une zone participante très chaude comme dans le modèle "participant-spectateur" aux énergies incidentes relativistes dans le cas des temps d'interaction assez longs. Cette formation de col, dépendant du paramètre d'impact, donnerait lieu à une troisième source chaude. Soit, si les temps d'interaction sont courts, cette émission peut être vue aussi comme une émission de particules d'un quasi-projectile (ou quasi-cible) déformé le long de l'axe qui relie les deux partenaires de la réaction. Ce quasi-projectile (ou quasi-cible) fissionnerait dynamiquement avant l'équilibre de tous ses degrés de liberté [METIVIER98], [BOCAGE98]. Cependant, ce scénario garde un caractère binaire. De tels phénomènes sont observés dans les calculs microscopiques basés sur les équations de transport [HADDAD96], [COLONNA92].

Pour ce qui concerne les collisions les plus centrales, des travaux ont été réalisés pour mettre en évidence une source unique de fusion [MARIE95]. Cette source très excitée se désintègre simultanément en de nombreux fragments de masse intermédiaire et particules légères. Les propriétés de cette source multifragmentant ont été largement étudiées dans de nombreux mémoires [SALOU97], [LE FÈVRE97], [NGUYEN98], [LE NEINDRE99]. La section efficace de production d'une telle source de fusion est estimée à 1 % de la section efficace totale de la réaction.

## C Conclusions.

Nous avons vu, ou rappelé, la grande efficacité de détection d'INDRA à travers quelques observables de physique, à savoir l'impulsion et la charge totale détectée. Le multidétecteur INDRA recueille le maximum d'information pour les collisions centrales où un grand nombre de particules et fragments est émis. Cependant, même si dans les collisions les plus périphériques, l'information reste partielle, il est possible de suivre l'évolution des caractéristiques de désexcitation du quasi-projectile sur une large gamme en paramètre d'impact. Ses produits de désintégration ont des vitesses bien au dessus des seuils de détection et de séparation isotopique.

Nous avons rappelé aussi que le processus dominant aux énergies intermédiaires est la formation d'un quasi-projectile (Q.P) et d'une quasi-cible (Q.C) accompagné d'émissions dynamiques autour de la région de mi-rapidité (collisions nucléon-nucléon, émission au col, fission dynamique).

NEXT PAGE(S)  
left BLANK

## Chapitre IV

# Charge, masse et énergie d'excitation du Q.P

Dans ce chapitre, nous allons caractériser en charge, masse et énergie d'excitation l'un des partenaires de la réaction: le quasi-projectile. La méthode de reconstruction des noyaux chauds est basée sur les caractéristiques cinématiques de leurs produits de désexcitation. Elle consiste à développer des algorithmes pour déterminer l'origine d'émission des particules. Cependant la tâche est difficile, les réactions nucléaires ne forment pas uniquement deux noyaux chauds qui se dés excitent, mais provoquent aussi des émissions émanant de processus différents (collision nucléon-nucléon, émission à mi-rapidité,..voir chapitre III.B.3). Nous essayerons de prendre en compte cet aspect de la collision pour reconstruire les caractéristiques du quasi-projectile.

L'objectif de ce chapitre est de déterminer l'énergie d'excitation du quasi-projectile par différentes méthodes et de les comparer. Cette énergie d'excitation est une fraction de l'énergie disponible en voie d'entrée, qui est déposée dans le noyau lors de la collision. Elle est une donnée importante pour la compréhension des propriétés fondamentales de la matière nucléaire. La mesure de l'énergie d'excitation permet de déterminer quand et comment s'effectuent les transitions d'un mode de désexcitation vers un autre (évaporation, fission, multifragmentation, vaporisation) [BIZARD93], [BACRI93]. La corrélation entre cette variable et la température (dite "courbe calorique") du noyau peut, d'après les modèles statistiques, signer une transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire [MA97]. Enfin, la mesure de cette observable est aussi un paramètre essentiel pour contraindre les modèles statistiques [GROSS93].

Le protocole expérimental type pour déterminer cette énergie d'excitation est le suivant: Il faut déterminer la vitesse de la source considérée et lui attribuer tous ses produits de désexcitation. Le calcul de l'énergie d'excitation se déduit ensuite par un bilan en énergie et en masse sur tous les produits de désexcitation de la source.

Les événements sélectionnés pour cette étude sont, sauf indication contraire, les événe-

ments semi-complets pour le système Xe+Sn.

## A Reconstruction des caractéristiques du Q.P et validation à l'aide d'une simulation.

### A.1 Détermination de la vitesse de la source.

La première phase consiste à retrouver la vitesse du Q.P formé lors de la collision. Pour atteindre cet objectif, nous considérons tous les IMF (particules de charge supérieure ou égale à 3) situés dans la partie avant du repère de l'ellipsoïde. Nous avons choisi de sélectionner les IMF dans l'hémisphère avant de l'ellipsoïde au détriment de celui du centre de masse pour tenir compte de la rotation du système. L'ellipsoïde a été construit avec le tenseur en impulsions des IMF calculé dans le repère du centre de masse (Cf Annexe A). Pour le calcul du tenseur, ainsi que pour la reconstruction de la vitesse de la source, les particules légères ( $Z \leq 2$ ) ne sont pas retenues dans la mesure où un grand nombre d'entre elles ne proviennent pas de la désintégration du quasi-projectile ou de la quasi-cible. Cette contribution de mi-rapidité est clairement observée sur les diagrammes de sections efficaces invariantes  $V_{par} - V_{per}$  (chapitre III.B.2).

Nous montrons sur la figure IV.1,a), le nombre d'IMF utilisé par événement pour le calcul de la vitesse de source, en fonction de l'énergie transverse. Les valeurs de cette multiplicité croissent en fonction de  $E_{\perp}$ , atteignent une valeur environ de 3,5 pour des énergies transverses de l'ordre de 400 MeV, et décroissent légèrement pour les plus grandes énergies transverses. Cette diminution correspond à des collisions de plus en plus violentes où les IMF deviennent des particules légères. Dans les collisions les plus périphériques, l'unique IMF détecté est le résidu du Q.P. Sur cette même figure IV.1,c et d), sont représentées la vitesse parallèle de la source et l'évolution de ses composantes en fonction de  $E_{\perp}$ , définies dans le repère du centre de masse. Nous avons ajouté, à titre de comparaison (figure IV.1,b et c), la composante parallèle de la vitesse du plus gros fragment ( $Z_{max}$ ) et son évolution en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$ .

Plusieurs observations peuvent être faites. La vitesse parallèle de la source reconstruite à partir des IMF décroît avec la violence de la collision. Ceci traduit la dissipation de l'énergie cinétique de la voie d'entrée et souligne le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire. Le spectre de vitesse a une valeur la plus probable proche de la vitesse du projectile ( $V_{proj} = 5.04$  cm/ns) et présente une traîne avec des valeurs décroissantes qui correspondent aux collisions de plus en plus dissipatives. Les composantes du vecteur vitesse de la source, perpendiculaires à l'axe du faisceau  $V_x$  et  $V_y$ , sont en moyenne nulles. Une très légère déviation systématique de ces composantes perpendiculaires est observée et semble être liée à un désalignement du faisceau de xénon lors de l'expérience.

La comparaison (figure IV.1,b)) entre la vitesse parallèle de la source et celle du plus gros fragment montre une différence: le plus gros fragment semble légèrement plus rapide.

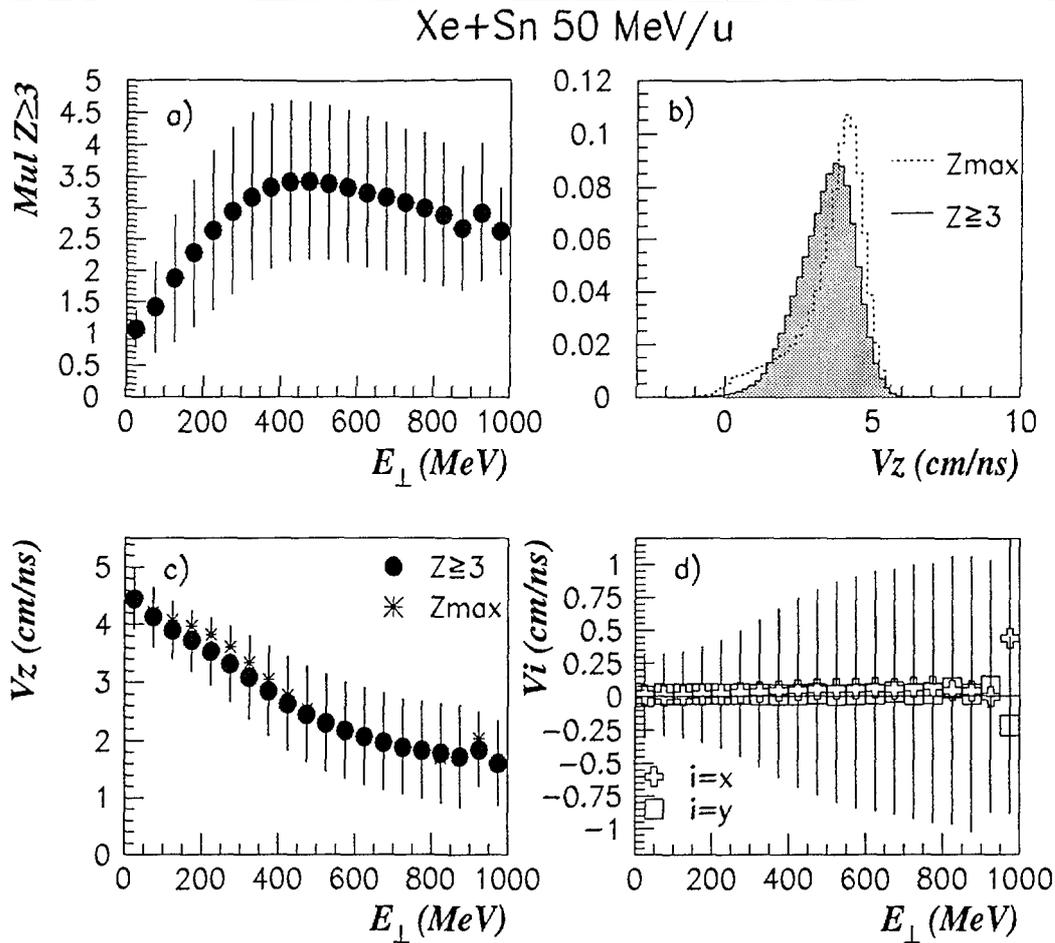


Figure IV.1: a) Evolution de la multiplicité d'IMF en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$  des particules légères, b) distribution de vitesse parallèle de la source et du plus gros fragment dans le repère du centre de masse de la réaction, c et d) évolution des composantes des vecteurs vitesses en fonction de  $E_{\perp}$ .

Elle montre ainsi que l'hypothèse qui consiste à admettre que tous les fragments de charge  $Z \geq 3$  sont émis par le quasi-projectile n'est pas sûre. Une fraction de ces IMF peut provenir d'une émission à mi-rapacité [LUKASIK97]. Nous la conservons malgré tout comme hypothèse de travail.

### Validation de la méthode de reconstruction de la source

Il semble indispensable d'utiliser un générateur d'événements pour pouvoir juger de la robustesse et de la justesse de cette méthode de reconstruction et étudier l'influence du dispositif expérimental sur nos résultats. Nous avons utilisé le générateur d'événements SIMON pour simuler l'évaporation statistique de noyaux chauds dans un scénario de collision binaire (2 sources). Ces événements simulés sont ensuite filtrés (passage par le filtre

expérimental), puis sélectionnés avec les mêmes critères que ceux utilisés pour les données expérimentales.

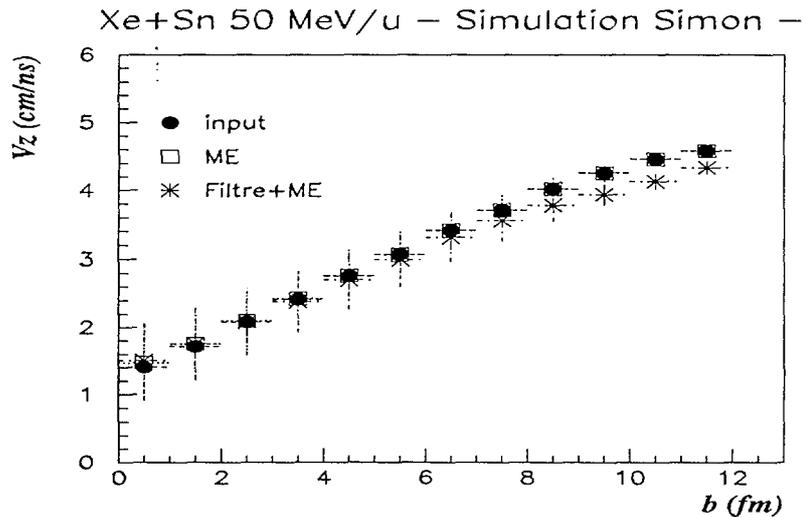


Figure IV.2: *Evolution de la vitesse parallèle de la source en fonction du paramètre d'impact. Les points noirs représentent la vitesse parallèle initiale du calcul; les carrés indiquent la valeur moyenne de la vitesse parallèle reconstruite par la méthode expérimentale dans le cas d'une détection parfaite; les astérisques, cette même valeur moyenne lorsqu'est pris en compte le filtre expérimental.*

Nous avons appliqué notre méthode (ME) de reconstruction de la source sur les données simulées dans le cadre d'une détection parfaite (filtre parfait). Il est ainsi possible, en moyenne, de reconstruire correctement la vitesse initiale d'entrée du calcul (figure IV.2). Le filtre a pour effet d'élargir les distributions de vitesse et d'éliminer les collisions les plus périphériques pour lesquelles le Q.P est diffusé dans la direction de la zone réservée au passage du faisceau. L'élimination de ces collisions périphériques a pour incidence de diminuer la vitesse parallèle de la source.

## A.2 Distribution angulaire par rapport à la direction de recul de la source.

Si nous faisons l'hypothèse que le Q.P est en équilibre thermodynamique, ses produits de désexcitation doivent donc être émis isotropiquement dans le référentiel de l'émetteur, voire émis de façon symétrique avant-arrière si le noyau possède du moment angulaire. Une

indication, quant à la thermalisation du Q.P, est donnée en regardant la distribution angulaire polaire pour chaque produit dans le repère de l'émetteur. L'angle polaire d'émission  $\theta$  d'une particule est défini par rapport à l'axe de recul du noyau émetteur (figure IV.3). Pour une émission isotrope, la distribution angulaire en  $\cos(\theta)$  est plate, quel que soit le type de particule. Si, le noyau émetteur possède un moment angulaire, alors l'émission de particules sera favorisée à  $0^\circ$  et  $180^\circ$ , c'est-à-dire dans le plan de réaction.

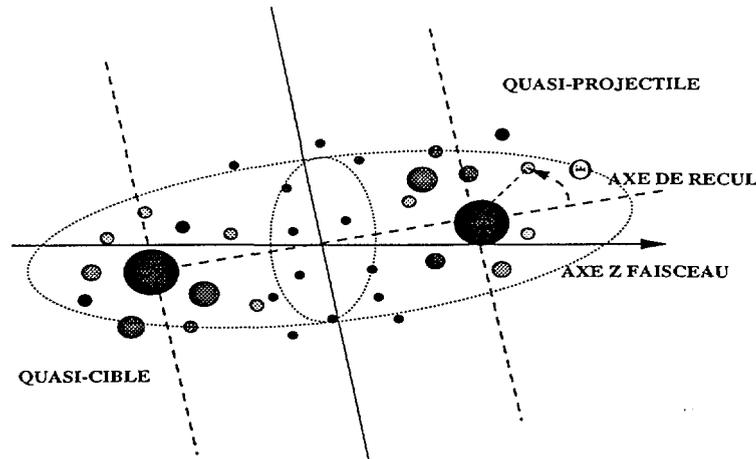


Figure IV.3: Représentation schématique de l'interaction entre le quasi-projectile et la quasi-cible. Pour des raisons de présentation sur le schéma, le grand axe de l'ellipsoïde est confondu avec l'axe de recul des sources.

Nous avons tracé pour différents types de particules les distributions angulaires  $\frac{dN}{d\cos\theta}$  dans le repère de la source, pour des énergies transverses  $E_{\perp} \leq 50$  MeV (figure IV.4). Ces distributions présentent une forte anisotropie avant-arrière. Toutefois, la distribution angulaire dans l'hémisphère avant de la source ( $\cos\theta \geq 0$ ) peut-être considérée comme plate, la remontée aux angles voisins de  $0^\circ$  pouvant être attribuée à un effet de moment angulaire. Cette observation est valable quel que soit le type de particule étudié. La diminution vers  $\cos\theta \sim 1$  est causée par l'ouverture angulaire nécessaire à la sortie du faisceau. Nous voyons clairement une diminution du nombre de protons aux angles les plus à l'arrière ( $\cos\theta \leq -0.6$ ) de la source rapide. Cette diminution est due à notre méthode de sélection en vitesse dans le repère de l'ellipsoïde, les particules ayant une vitesse parallèle positive sur le grand axe sont attribuées au Q.P, celles ayant des vitesses négatives au Q.C (figure IV.3). Ce biais de la méthode est beaucoup plus marqué dans le cas des distributions de protons pour lesquels les vitesses d'émission sont plus importantes.

Dans le cas de collisions plus violentes, la sélection en vitesse faite dans le repère de l'ellipsoïde affecte également les distributions angulaires des autres types de particules dans la mesure où la vitesse de source diminue. L'évolution de ces distributions en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$  est présentée sur la figure IV.5 pour les particules  $\alpha$ . Elle montre le caractère isotrope de l'émission des particules  $\alpha$  dans l'hémisphère avant du quasi-projectile. Pour les collisions les plus centrales où le signal semble moins marqué,

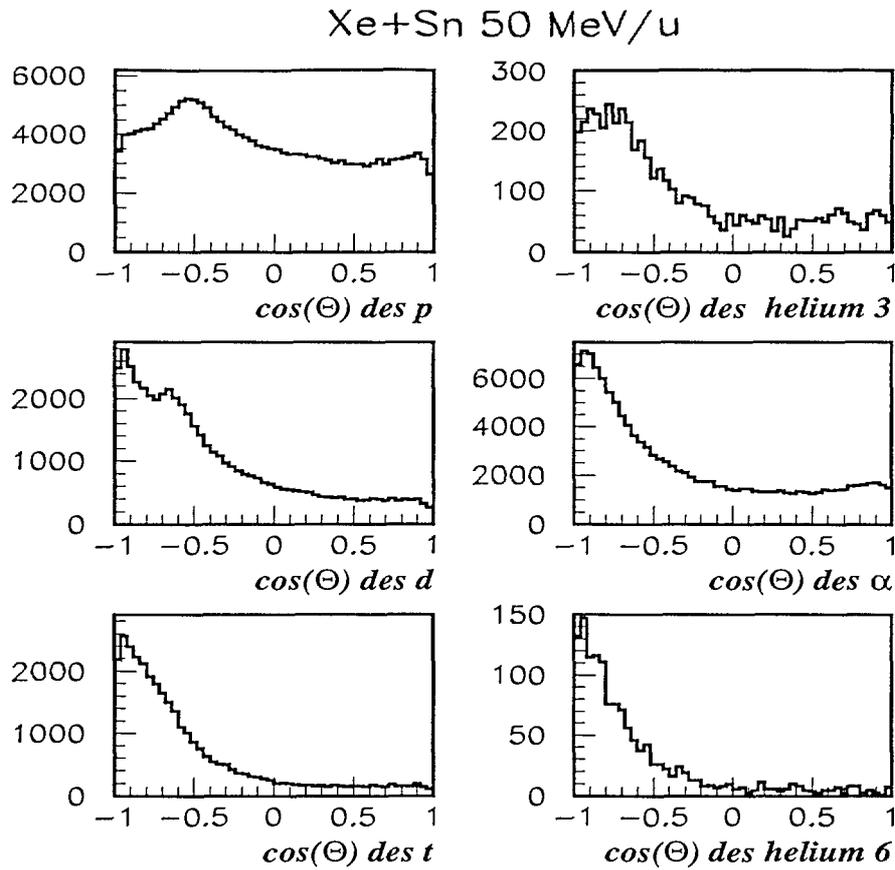


Figure IV.4: Distributions angulaires de particules légères ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3He$ ,  $\alpha$ ,  ${}^6He$ ) dans le repère du Q.P pour des collisions d'énergie transverse faible ( $E_{\perp} \leq 50$  MeV).

une pente est observée dans l'hémisphère avant du Q.P et peut refléter l'existence d'une composante autre que statistique dans cette portion de l'espace des vitesses [EUDES97].

#### Distributions angulaires simulées par rapport à l'axe de recul de la source

Pour comprendre la forme des distributions angulaires des particules légères dans la réaction Xe+Sn à 50 MeV/u, nous avons reconstruit les distributions angulaires des particules pour les événements générés par SIMON, en suivant le même protocole que pour les données expérimentales. Nous avons comparé ces distributions à celles obtenues dans le cadre d'une détection parfaite et en connaissant la provenance des particules (les particules sont étiquetées selon leur origine).

En ce qui concerne les collisions périphériques (figure IV.6), la distribution angulaire des protons est isotrope, celle des particules  $\alpha$  légèrement anisotrope en raison d'un moment angulaire de  $40 \hbar$  fixé dans la simulation. Le déficit observé dans la distribution en

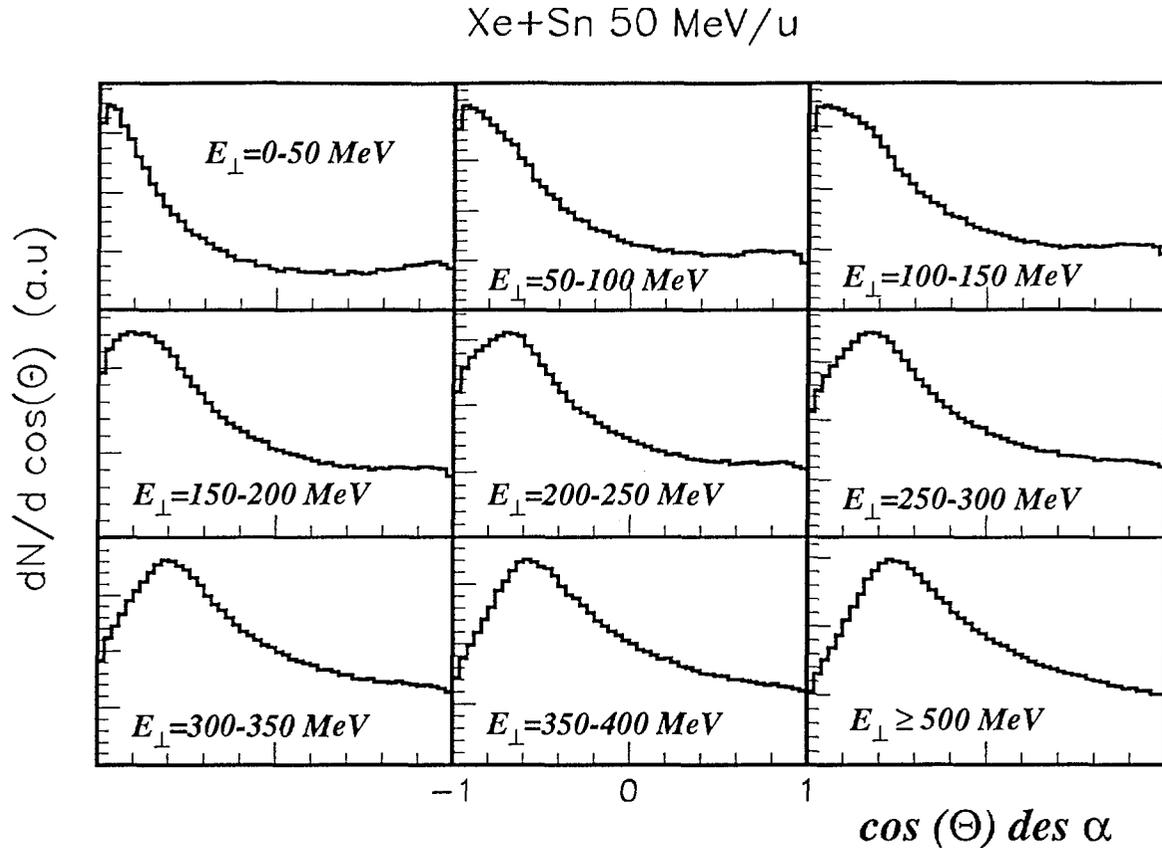


Figure IV.5: Evolution des distributions angulaires des particules  $\alpha$  dans le repère du QP en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$ .

$\cos(\theta)$  pour les protons, à l'arrière de la source rapide, confirme le biais de la méthode dû à la coupure en vitesse au centre de masse de l'ellipsoïde. La comparaison entre ces distributions montre que nous sommes capables de reconstruire correctement les distributions angulaires de particules pour les collisions les plus périphériques.

Aux paramètres d'impact plus petits, les distributions angulaires sont contaminées par les particules émises par la quasi-cible (et réciproquement). Cette contamination peut même atteindre l'hémisphère avant de la source Q.P. Une anisotropie apparente est alors observée bien que, dans la simulation, la source quasi-projectile émette ses particules isotropiquement dans tout l'espace. Lorsque le paramètre d'impact décroît, cet effet devient de plus en plus fort. En effet, la vitesse relative entre les deux sources est plus faible et les particules émises ont des énergies plus grandes dans leur repère respectif. Toutefois, les proportions respectives des contaminations dans les distributions angulaires pour les deux sources ne suffisent pas à expliquer les fortes asymétries avant-arrière constatées dans les distributions angulaires des données Xe+Sn à 50 MeV/u. L'excédent de particules légères observé entre les deux sources dans les diagrammes de sections efficaces invariantes  $V_{par} - V_{per}$  (chapitre III.B.2) ne peut s'expliquer seulement par la contamination réciproque de particules émises

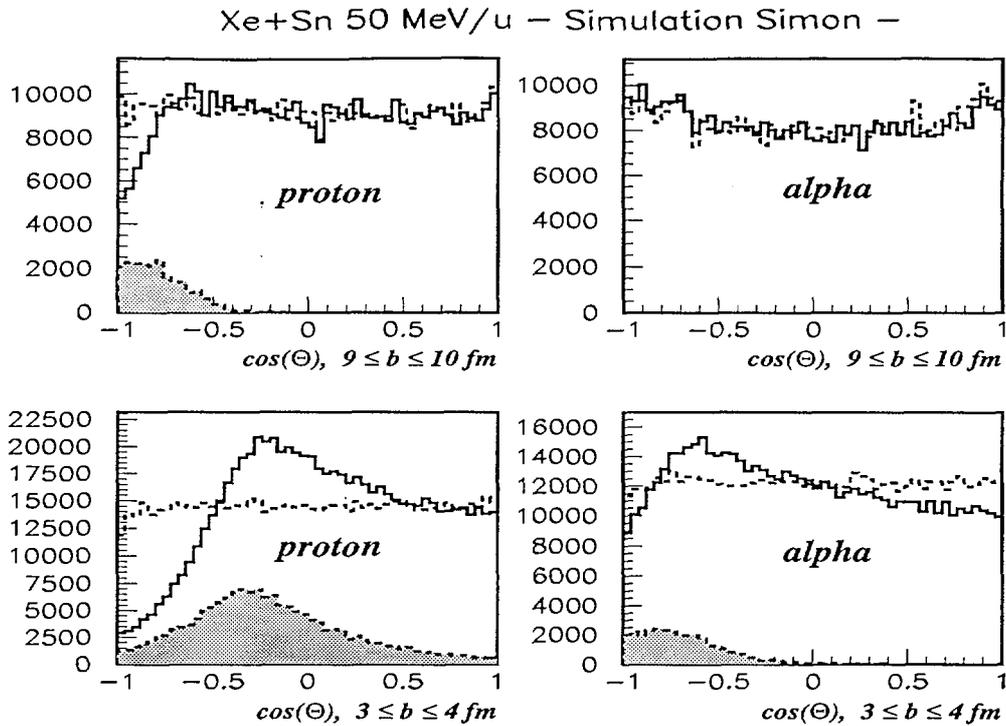


Figure IV.6: Distributions angulaires de particules légères (proton et  $\alpha$ ) pour des collisions périphériques et semi-centrales. Elles sont tracées dans le repère du Q.P reconstruit par notre méthode (ligne pleine), et comparés à celles obtenues lorsque l'origine des particules est connue (pointillés). Les distributions angulaires de particules émises par la Q.C, mais associées aux Q.P, sont représentées par la zone hachurée.

par deux noyaux, en équilibre thermodynamique, qui se désintègrent.

Pour les collisions les plus violentes, on observe aussi une légère pente dans les distributions angulaires de l'hémisphère avant du Q.P (beaucoup plus marquée pour les particules un peu plus lourdes que les protons). Ce dépeuplement des angles avant provient d'une mauvaise estimation, événement par événement, du vecteur vitesse initial du calcul. Le quasi-projectile émet des particules et sa masse devient de plus en plus faible au fur et à mesure de la désexcitation, il devient donc de plus en plus sensible aux effets de recul. La vitesse reconstruite à partir des IMF est alors différente du vecteur vitesse initial et la pente dans les distributions angulaires ne reflète qu'un effet du jacobien. La distribution angulaire a été également reconstruite en prenant en compte l'effet introduit par le filtre expérimental. Nous n'avons pas constaté de réelles modifications sur ces distributions angulaires mis à part le manque attendu de particules aux angles les plus à l'avant, autour de  $\theta \sim 0^\circ$  (Absence de détecteur).

### A.3 Evaluation de la taille de la source.

Pour reconstruire la charge du Q.P, nous ne considérerons que les particules situées dans l'hémisphère avant du Q.P pour ne pas inclure les particules en provenance de la quasi-cible et celles émises à des rapidités intermédiaires. Le caractère isotrope de l'émission dans l'hémisphère avant du quasi-projectile, voir légèrement symétrique avant-arrière dans le cas de l'existence d'un moment angulaire, conforte cette hypothèse.

La charge est construite en ajoutant au plus gros fragment détecté deux fois la charge des particules émises dans l'hémisphère avant de la source Q.P, soit :

$$Z_{QP} = Z_{max} + 2 * \sum_{i=1}^{M_{part}} Z_i \quad (IV.1)$$

$M_{part}$  est la multiplicité de toutes les particules chargées de charge  $Z_i$  dans l'hémisphère avant du Q.P. La masse du quasi-projectile est déduite en utilisant le rapport  $A/Z$  du projectile incident (conservation du degré d'isospin), soit :

$$A_{QP} = Z_{QP} * \frac{A_{proj}}{Z_{proj}} \quad (IV.2)$$

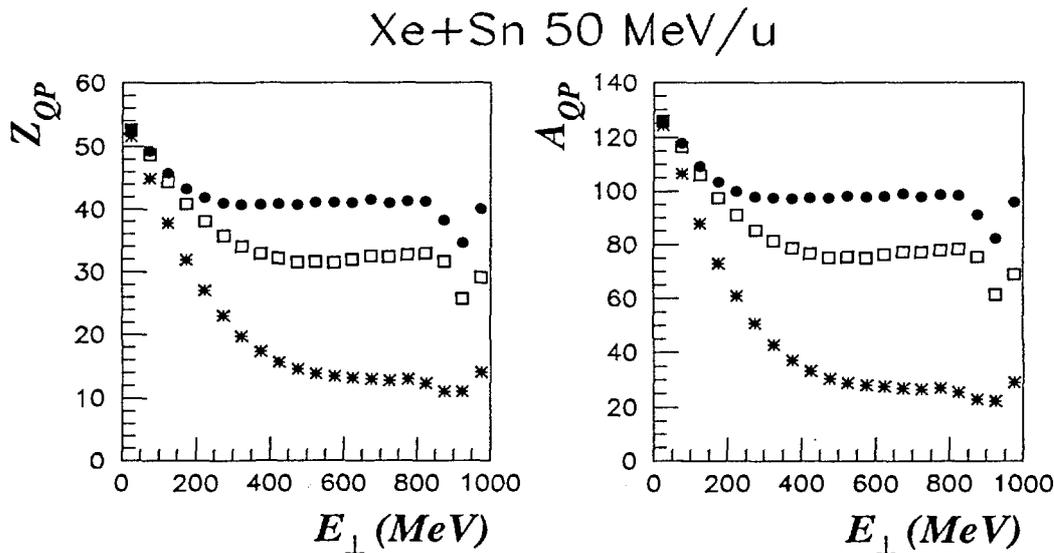


Figure IV.7: Charge, masse du QP en fonction de l'énergie transverse suivant deux prescriptions du vecteur vitesse source: vitesse reconstruite à partir des  $Z \geq 3$  (cercles), vitesse du plus gros fragment (carrés). La charge et la masse du plus gros fragment sont représentées par des astérisques.

Cette technique a été appliquée de nombreuses fois pour caractériser les quasi-projectiles formés lors de réactions entre des systèmes légers [CUSSOL93], [KERAMBRUN93], [PÉTER95].

Afin de distinguer cette méthode parmi d'autres présentées ultérieurement, nous l'appellerons méthode "Nautilus".

Nous avons tracé sur la figure IV.7, les valeurs moyennes de la charge et de la masse du QP reconstruit en fonction de la violence de la collision pour le système Xe+Sn à 50 MeV/u. La charge et la masse du résidu  $y$  sont aussi représentées. Sur cette même figure, nous montrons aussi la charge et la masse du noyau si on considère comme vecteur source, le vecteur vitesse du plus gros fragment et non plus celui reconstruit à partir des IMF. On observe les mêmes tendances pour ces 3 courbes, elles montrent dans les collisions périphériques, une charge du noyau reconstruit proche de la charge du projectile incident. Cette charge décroît ensuite en fonction de l'énergie transverse. La charge du plus gros fragment atteint des valeurs de l'ordre de 10. Les écart-types de ces grandeurs ne sont pas tracés pour des raisons de clarté sur la figure. Leurs valeurs varient de 3 pour les faibles valeurs de  $E_{\perp}$  et jusqu'à environ 13 pour les grandes valeurs de  $E_{\perp}$ . Ces valeurs fortes reflètent les grandes fluctuations liées à la reconstruction du vecteur source.

Xe+Sn 50 MeV/u – Simulation Simon –

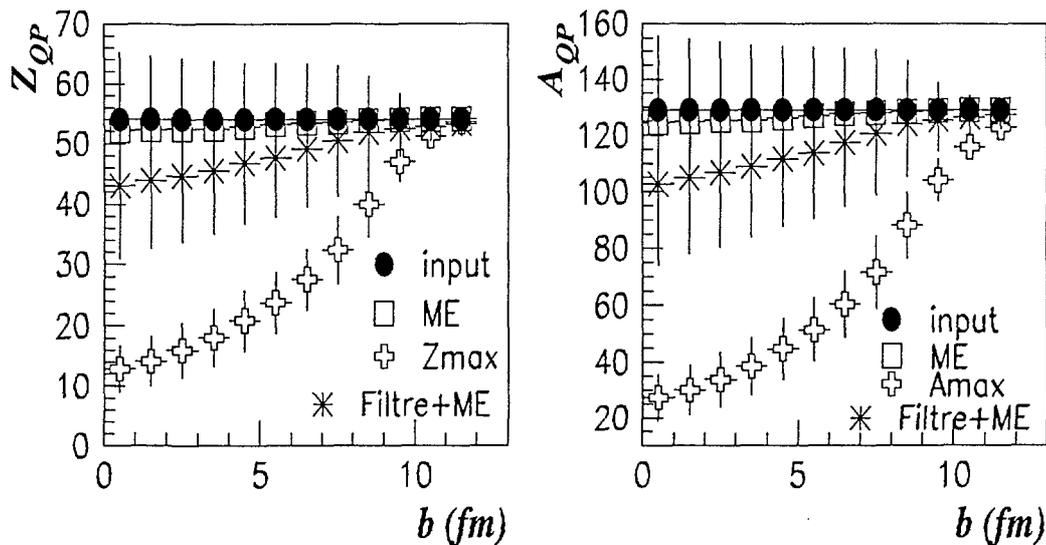


FIG. IV.8 - Reconstitution de la charge et de la masse du quasi-projectile pour des événements simulés dans le cas d'une détection parfaite (carrés), et pour des événements simulés filtrés (astérisques). Les valeurs initiales sont représentées par les symboles ronds. La charge et la masse du plus gros fragment  $y$  sont aussi représentées (croix).

#### Validation de la méthode de reconstruction de $Z_{QP}$ et $A_{QP}$ .

Nous avons reconstruit la charge et la masse du QP à partir des événements simulés par SIMON dans le cadre d'une détection parfaite. Sur la figure IV.8, la charge et la masse

reconstruites apparaissent très peu différentes de la charge et masse du projectile incident. Nous avons aussi reconstruit la charge et la masse du Q.P à partir des événements simulés filtrés, celles-ci montrent une faible décroissance lorsque le paramètre d'impact diminue. Ce n'est pas un biais de notre méthode mais seulement la réponse du multidétecteur INDRA en fonction du nombre croissant de particules émises.

#### A.4 Détermination de l'énergie d'excitation

Pour déterminer l'énergie d'excitation du QP, nous sommes les énergies cinétiques de tous les produits qu'il a émis et nous ajoutons le bilan en masse de la réaction. Cette méthode de calcul de l'énergie d'excitation du Q.P est appelée "calorimétrie". L'énergie d'excitation a donc pour expression:

$$E^* = \sum_{k=1}^{M_p} T_k + \sum_{i=1}^{M_n} T_i - Q \quad (\text{IV.3})$$

Dans cette expression,  $M_p$ ,  $M_n$ ,  $T_k$ ,  $T_i$ ,  $Q$  représentent respectivement la multiplicité de particules chargées et de neutrons émis par le QP, les énergies cinétiques de ces particules et le bilan en masse de la réaction.

L'énergie cinétique totale est obtenue en doublant la contribution en énergie des particules localisées dans l'hémisphère avant du Q.P et en ajoutant l'énergie du plus gros fragment. Le multidétecteur ne permettant pas de détecter les neutrons, nous avons cherché à estimer leur nombre et leur énergie.

- La multiplicité de neutrons est calculée par conservation de la masse, à savoir:

$$M_n = A_{QP} - A_{max} - 2 * \sum_{i=1}^{M_{part}} A_i \quad (\text{IV.4})$$

où  $M_{part}$ ,  $A_{max}$  représentent respectivement la multiplicité de particules chargées dans l'hémisphère avant du Q.P et la masse du fragment le plus lourd.

- L'énergie moyenne emportée par les neutrons est déduite, événement par événement, de l'énergie moyenne des protons, en soustrayant la barrière coulombienne apparente correspondante. Si dans l'événement aucun proton n'a été évaporé, l'énergie moyenne d'un neutron vaut deux fois une température effective moyenne. Cette température est déterminée à partir de la résolution de l'équation du second degré (IV.3) dans laquelle nous avons supposé la relation du modèle du gaz de Fermi:  $E^* = a * T^2$  avec un paramètre de densité de niveaux  $a = \frac{A}{10} (MeV^{-1})$ .

La multiplicité de neutrons et l'énergie moyenne des neutrons sont représentées sur la figure IV.9. Le nombre croissant de neutrons émis par le Q.P est une bonne indication de la violence de collision [GALIN94]. La valeur de la multiplicité de neutrons est importante, de

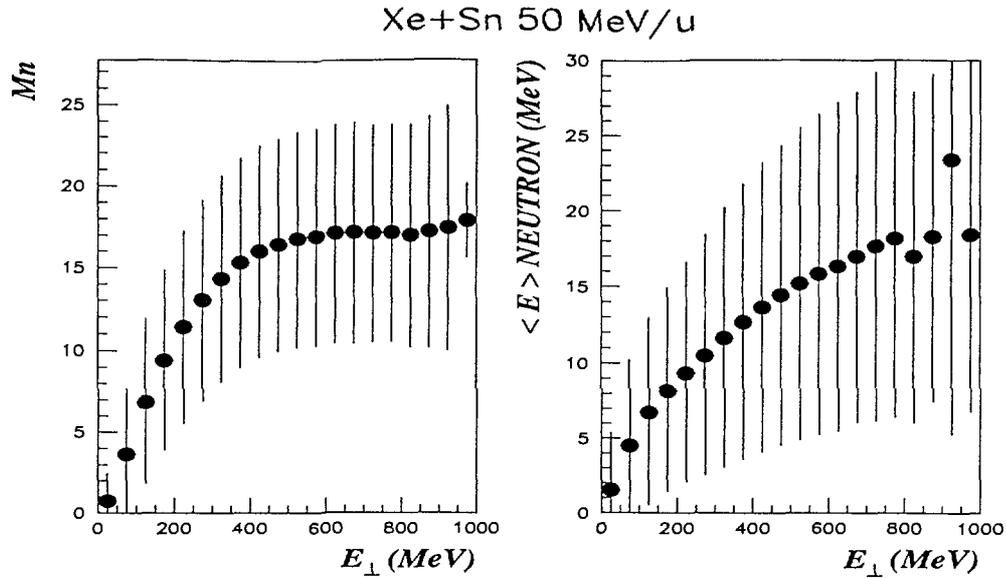


Figure IV.9: Détermination de la multiplicité de neutrons et de l'énergie moyenne des neutrons appartenant au QP.

l'ordre de 15 dans les collisions les plus centrales. L'énergie moyenne d'un neutron évolue continûment en fonction de l'énergie transverse pour atteindre 17 MeV pour les grandes valeurs de  $E_{\perp}$ . Ces valeurs dépendent du choix de la barrière coulombienne du proton. Si on considère que le proton a été émis par un noyau de xénon, sa valeur est de 10.3 MeV; si, au contraire, il a été émis en fin de chaîne de désexcitation, elle est approximativement de 3.5 MeV (le plus gros fragment dans les données a une charge de 10). Le choix d'une barrière apparente pour les protons dépend beaucoup du paramètre d'impact et du mécanisme de la réaction. Nous avons choisi de prendre une barrière coulombienne de 3.5 MeV. Nous avons déterminé une erreur maximum de 1 MeV/u sur l'énergie d'excitation du Q.P pour les collisions les plus centrales ( $\Delta E^* = M_n * \Delta B$ ).

Ces valeurs de la multiplicité et de l'énergie des neutrons permettent ainsi de calculer l'énergie d'excitation du quasi-projectile. Le résultat du calcul est montré sur la figure IV.10. Les deux courbes sur cette figure sont obtenues pour les deux prescriptions du vecteur vitesse de la source: vitesse reconstruite à partir des  $Z \geq 3$ , ou vitesse du plus gros fragment. Si la différence sur les énergies d'excitation totale augmente avec la violence de la collision (pouvant atteindre jusqu'à 200 MeV), celle des énergies d'excitation par nucléon est très faible (inférieure à 0.5 MeV/u). Les énergies d'excitation du Q.P augmentent avec la violence de la collision et peuvent atteindre jusqu'à 11 MeV/u dans les collisions les plus centrales. L'énergie d'excitation peut donc excéder l'énergie de liaison par nucléon: limite de l'existence des noyaux. De telles valeurs d'énergie d'excitation ont déjà été observées dans les données Zn+Ti [STECKMEYER96], Ar+Al [PÉTER95], Ar+Ni [NALPAS97]. Ces grandes valeurs d'énergie d'excitation soulignent le caractère dissipatif de la collision. Nous présentons sur la figure IV.11 l'évolution des différentes contributions (énergie cinétique des

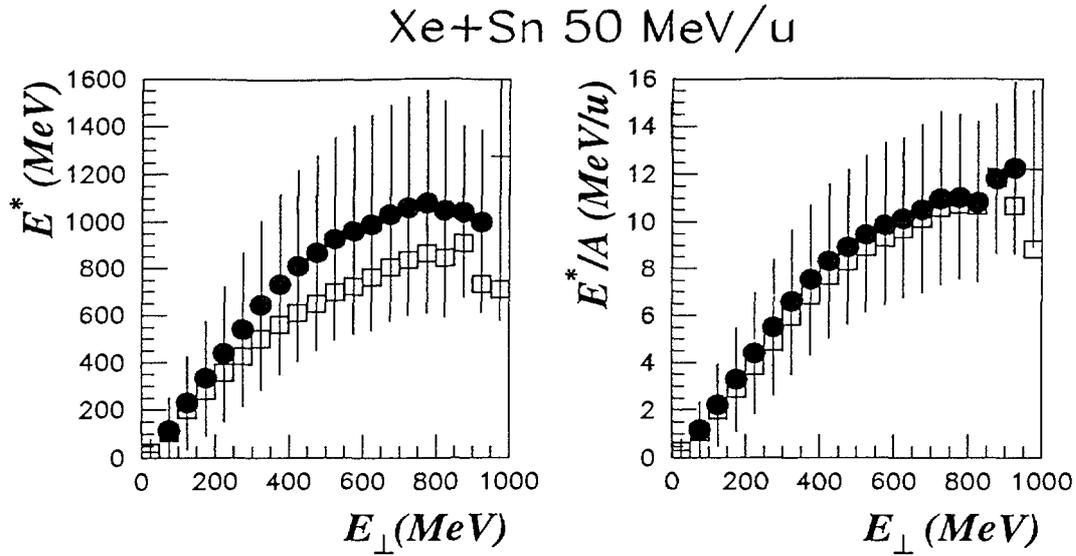


Figure IV.10: *Energie d'excitation totale et par nucléon du quasi-projectile en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$  suivant deux prescriptions du vecteur vitesse de la source utilisée : vitesse reconstruite à partir des  $Z \geq 3$  (cercles), vitesse du plus gros fragment (carrés).*

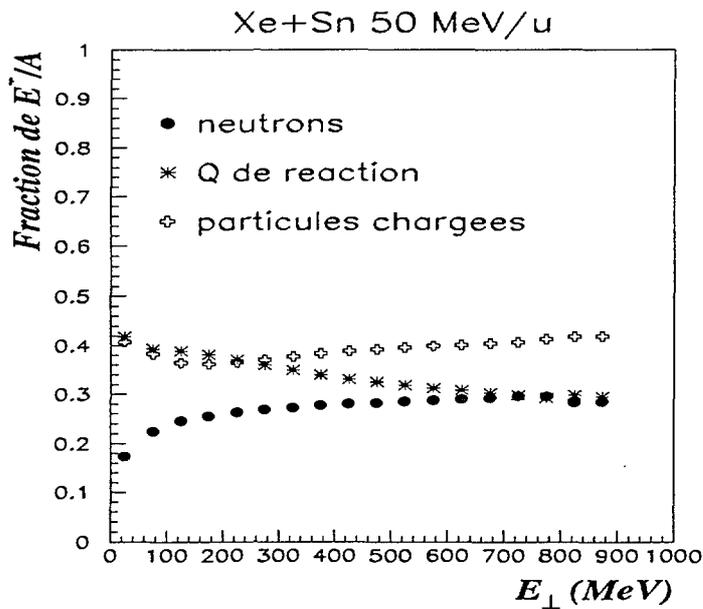


Figure IV.11: *Evolution des différentes contributions à l'énergie d'excitation du quasi-projectile en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$ .*

particules chargées, énergie cinétique des neutrons, Q de réaction) à l'énergie d'excitation totale du Q.P. Cette représentation montre qu'une fraction importante de l'énergie d'excitation, entre 20 et 30 %, est évacuée par les neutrons. La part du Q diminue lorsque la

collision devient de plus en plus violente, de 40% à 30% de l'énergie d'excitation. En ce qui concerne la fraction de l'énergie d'excitation emportée par les particules chargées, elle croît doucement, de 35% à 40% avec la violence de la collision.

### Validation de la méthode de reconstruction de $E^*/A$ .

A partir des données simulées, nous avons reconstruit les multiplicités de neutrons, l'énergie moyenne d'un neutron, l'énergie d'excitation totale et par nucléon du quasi-projectile, avec la méthode de reconstruction (figure IV.12). La multiplicité de neutrons est bien estimée, par contre celle de l'énergie moyenne d'un neutron semble moins correcte pour les faibles et grands paramètres d'impact. L'écart n'est pas dramatique (inférieur à 2 MeV) et est attribué au choix de la valeur constante de la barrière coulombienne des protons dans la méthode expérimentale ME.

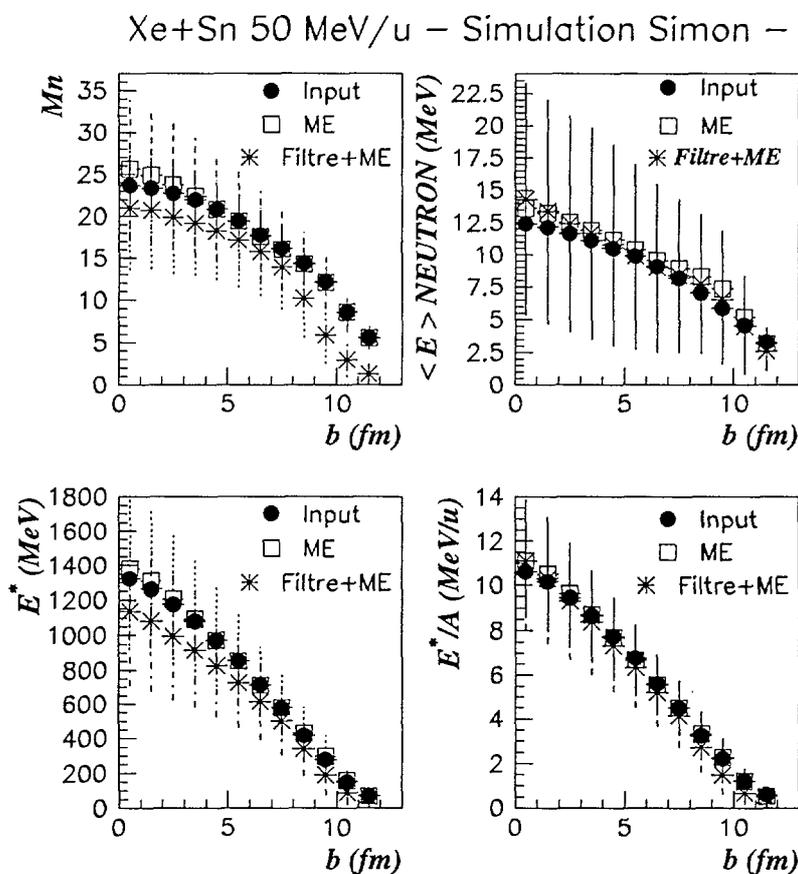


Figure IV.12: Evolution de la multiplicité de neutrons, de l'énergie moyenne d'un neutron, de l'énergie d'excitation totale et par nucléon en fonction du paramètre d'impact, dans le cas du détecteur parfait et des événements filtrés.

En ce qui concerne les énergies d'excitation totale et par nucléon du quasi-projectile, leur détermination semble correcte dans le cadre d'une détection parfaite. Lorsque les évé-

nements simulés sont filtrés, notre méthode appliquée à ces données simulées ne reproduit pas correctement les valeurs initiales de l'énergie d'excitation totale du calcul (perte de particules par le dispositif expérimental). Toutefois, lorsqu'on calcule l'énergie d'excitation par nucléon, la différence avec la voie d'entrée est à peine perceptible, car la perte en énergie d'excitation totale est compensée par la perte en masse.

### A.5 Evolution des caractéristiques du Q.P en fonction de l'énergie faisceau.

#### Charge, masse et énergie d'excitation par nucléon.

Sur la figure IV.13, nous présentons en fonction de l'énergie transverse les caractéristiques du Q.P pour différentes énergies incidentes 25, 39, 50 MeV/u.

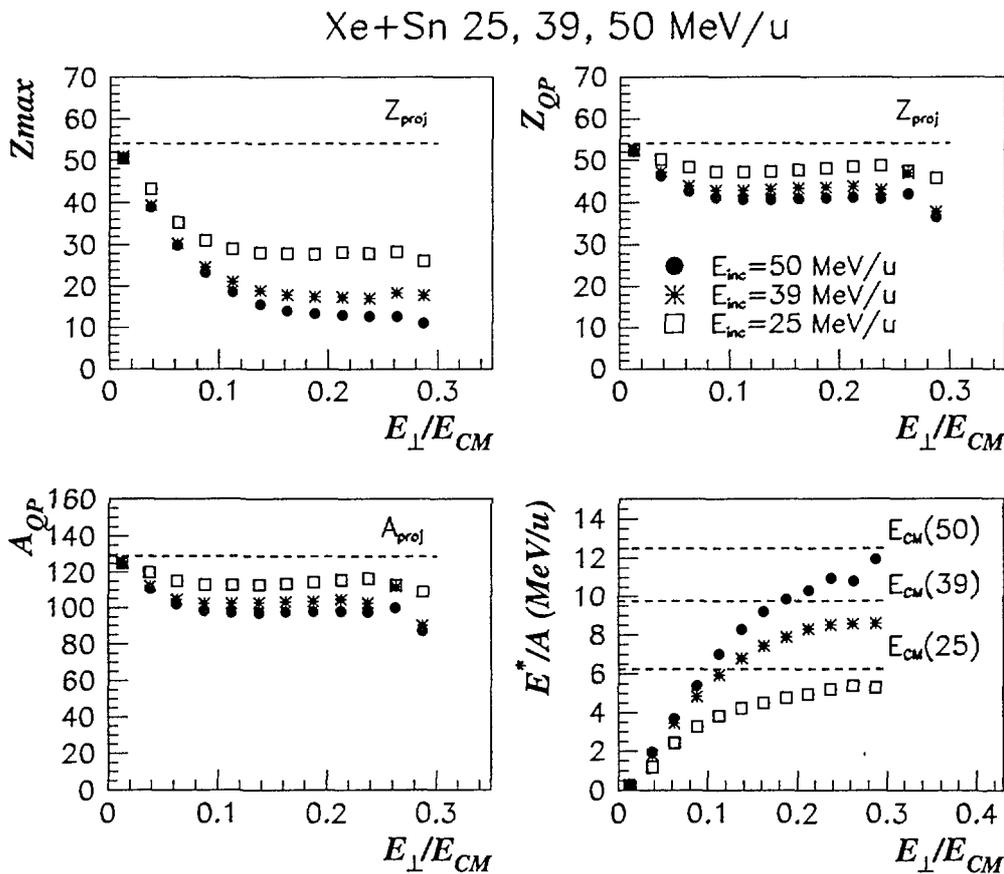


FIG. IV.13 - Evolution des caractéristiques du quasi-projectile en fonction de l'énergie transverse (normalisée à l'énergie disponible dans le centre de masse) pour différentes énergies du faisceau.

Pour réaliser cette comparaison nous avons normalisé l'énergie transverse  $E_{\perp}$  à l'énergie disponible ( $E_{CM}$ ) dans le centre de masse de la réaction. Il a été montré [BOCAGE98] que, pour un même système à différentes énergies incidentes, la distribution de cette quantité est invariante de forme. Ce résultat montre que cette quantité est bien corrélée au paramètre d'impact.

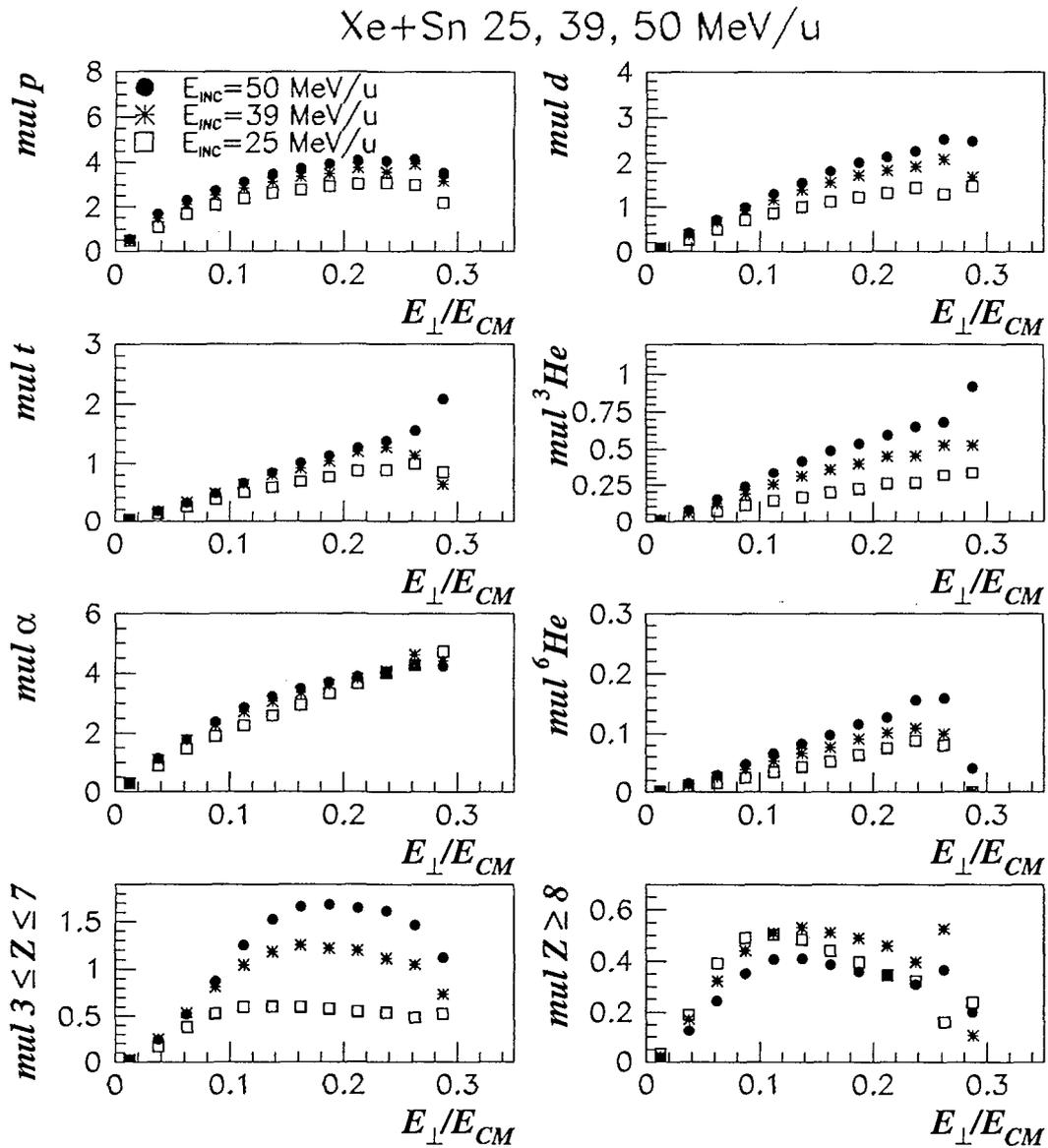


Figure IV.14: Evolution des multiplicités de particules en fonction de l'énergie transverse (normalisée à l'énergie disponible dans le centre de masse) pour différentes énergies du faisceau.

Nous observons que la charge du plus gros fragment de l'événement diminue en fonction

de la violence de la collision pour atteindre un plateau dans les collisions les plus centrales. La valeur de ce plateau dépend fortement de l'énergie incidente. Elle vaut respectivement 27, 17 et 10 à 25, 39 et 50 MeV/u d'énergie incidente. C'est une première indication de l'augmentation de l'énergie déposée dans le noyau lorsque l'énergie incidente augmente. La valeur de la charge du noyau reconstruit suit la même évolution avec l'énergie transverse que celle du plus gros fragment. Dans les collisions les plus centrales, elle vaut respectivement 48, 43 et 41 à 25, 39 et 50 MeV/u d'énergie incidente. Les écarts entre les valeurs des charges du QP sont beaucoup moins marquées pour les différentes énergies incidentes que ceux obtenus pour les charges du résidu. Ceci est un aspect caractéristique des collisions binaires dissipatives qui tendent à garder une certaine mémoire de la voie d'entrée. Les énergies d'excitation croissent en fonction de l'énergie transverse pour atteindre des valeurs très proches de l'énergie disponible dans le centre de masse. Ces valeurs sont de l'ordre de 5, 8.5 et 11 MeV/u à 25, 39 et 50 MeV/u d'énergie incidente dans les collisions les plus centrales.

### Multiplicité totale de particules du quasi-projectile.

Nous présentons sur la figure IV.14 l'évolution des multiplicités du quasi-projectile en fonction de l'énergie transverse (normalisée à l'énergie disponible du centre de masse) pour différentes énergies incidentes. Le nombre de particules émises par le Q.P augmente avec la violence de la collision et avec l'énergie incidente. La variation la plus forte de la multiplicité en fonction de l'énergie incidente concerne les particules les plus lourdes, les IMF. Les multiplicités de particules  $\alpha$  et de protons semblent moins sensibles à la variation de l'énergie incidente que les autres particules. En ce qui concerne la détermination des multiplicités de particules de charge  $Z \geq 8$ , le plus gros fragment n'a pas été pris en compte.

## B Comparaison des différentes méthodes d'évaluation des caractéristiques du QP.

### B.1 Méthode basée sur le plus gros fragment.

#### B.1.1 Influence du choix des IMF dans la reconstruction des caractéristiques du Q.P

En supposant que les émissions successives de particules ne modifient pas la vitesse du noyau émetteur, la vitesse du résidu doit refléter celle du noyau primaire. Nous supposons [BENLLIURE92] que la charge de la particule la plus lourde ( $Z_{max}$ ) est un résidu d'évaporation. Tous les IMF situés dans l'hémisphère avant du plus gros fragment sont alors considérés comme émis par le QP. Pour les IMF dans l'hémisphère arrière du résidu, nous sélectionnerons une sphère de rayon donné  $V_{cut}$  (dépendant de la violence de la collision) dans le repère du résidu et nous considérerons tous les IMF à l'intérieur de la sphère comme provenant du QP, afin de minimiser d'éventuelles émissions dynamiques de IMF

[LUKASIK97]. Nous pouvons ainsi déterminer une vitesse initiale de la source en sommant les impulsions de ces fragments, et ceci événement par événement. Nous avons fait varier la valeur de cette coupure  $V_{cut}$  pour apprécier l'influence du choix de ces IMF sur la reconstruction de la source et sur le calcul de l'énergie d'excitation. Le calcul de l'énergie d'excitation est effectué par calorimétrie IV.3 sur l'ensemble des particules attribuées à la source. Désirant seulement regarder les variations relatives de l'énergie d'excitation en fonction des différents choix du  $V_{cut}$ , nous avons attribué toutes les particules légères de l'hémisphère avant de l'ellipsoïde à la source QP.

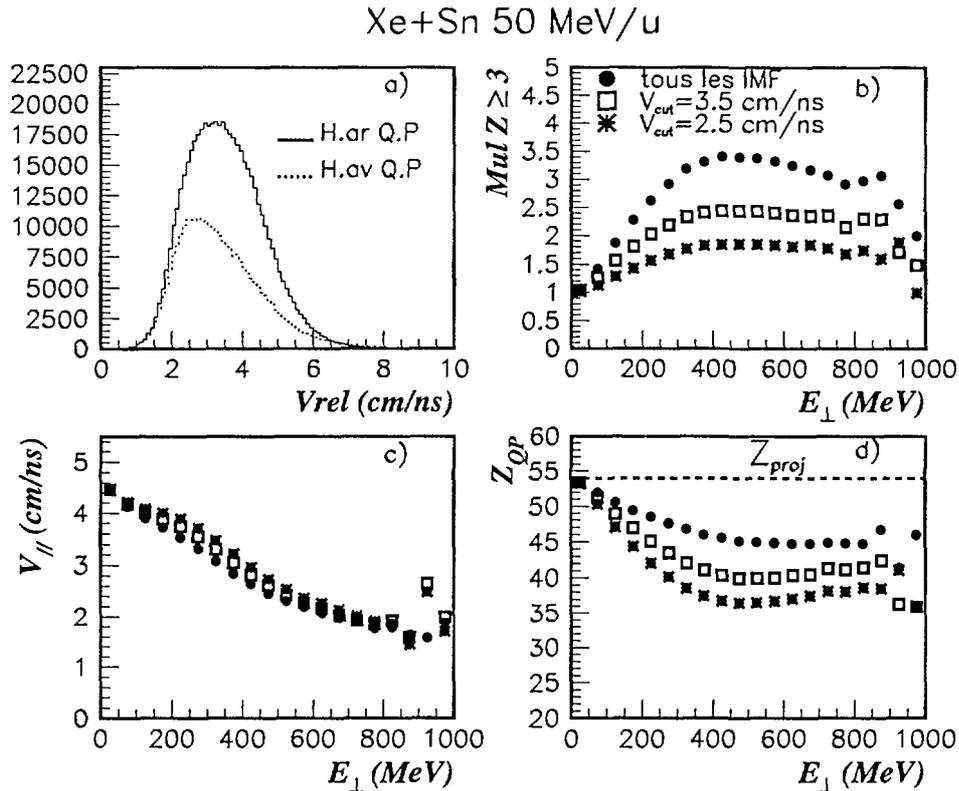


Figure IV.15: Distributions de vitesses relatives des IMF émis dans l'hémisphère avant et arrière du résidu, multiplicité d'IMF, vitesse parallèle, charge du noyau reconstruit à partir de différentes coupures  $V_{cut}$  dans l'hémisphère arrière du résidu en fonction de l'énergie transverse.

Nous montrons sur la figure IV.15,a) la distribution de vitesse relative des IMF avec le plus gros fragment. Nous comparons les distributions des IMF localisés dans l'hémisphère avant et arrière du plus gros fragment. Ces deux distributions sont semblables dans le domaine des faibles vitesses relatives et la forme de ces distributions est caractéristique de la barrière coulombienne pour l'émission d'IMF. Nous pouvons observer deux maxima décalés en vitesses relatives et d'amplitude presque double. Un nombre plus élevé d'IMF est localisé dans l'hémisphère arrière et pourrait-être attribué à des émissions non statistiques,

car leur distribution de vitesse n'est pas identique à celle attribuée à la composante supposée évaporative de l'hémisphère avant. Nous avons effectué différentes coupures  $V_{cut}$  dans la distribution en vitesse des IMF de l'hémisphère arrière du résidu pour attribuer au QP, un nombre d'IMF émis. Nous avons fait varier  $V_{cut}$  pour apprécier les modifications sur les caractéristiques du QP. La figure IV.15,b) présente la multiplicité totale d'IMF en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$ . Cette grandeur diminue naturellement pour des valeurs de  $V_{cut}$  de plus en plus petites. On considère de moins en moins d'IMF dans le domaine en vitesse des IMF de l'hémisphère arrière du résidu dans la reconstruction du QP. La vitesse parallèle de la source à l'axe du faisceau sur la figure IV.15,c) augmente lorsqu'on élimine de plus en plus les IMF de grande vitesse dans l'hémisphère arrière du résidu. La charge (figure IV.15,d) croît avec la multiplicité d'IMF, le nombre de particules légères étant fixé au préalable. Sur cette même figure, on peut observer aussi la charge totale minimale détectée (environ 45) dans l'hémisphère avant de l'ellipsoïde.

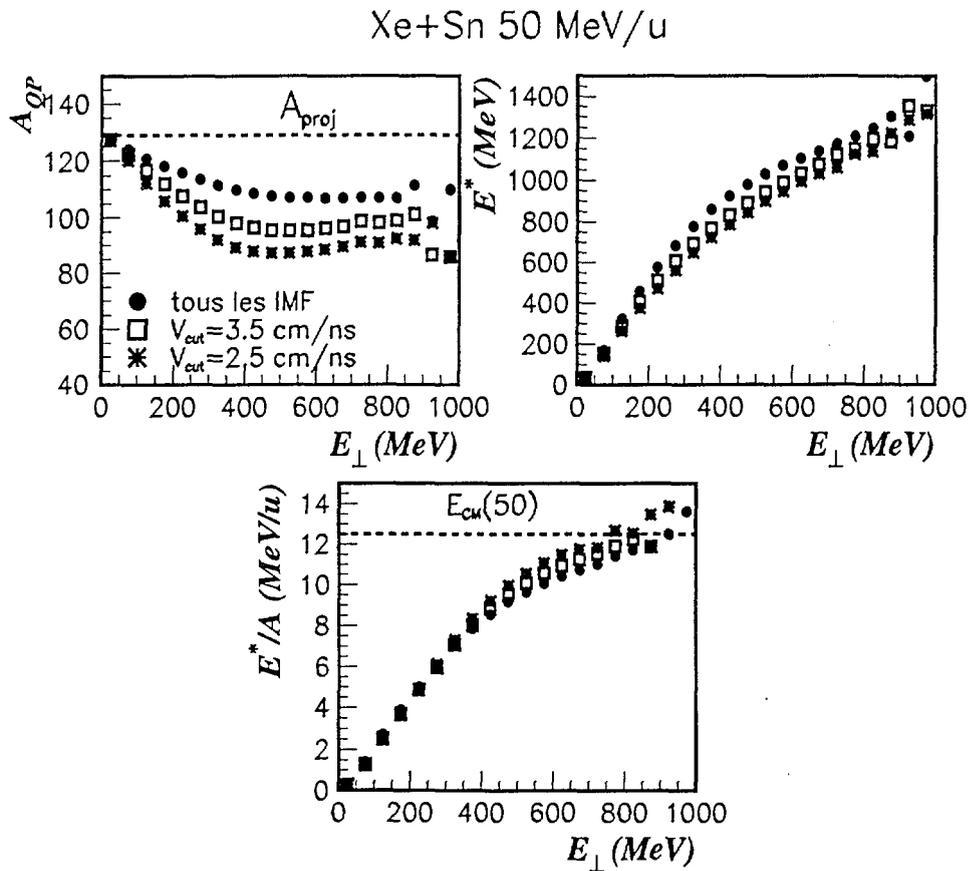


Figure IV.16: Masse, énergie d'excitation totale et par nucléon du QP à partir de différentes coupures  $V_{cut}$  dans l'hémisphère avant du résidu.

Sur la figure IV.16, nous avons représenté la masse, l'énergie d'excitation totale et par nucléon, du QP reconstruit pour les différentes coupures  $V_{cut}$  choisies. Si la masse et l'énergie d'excitation totale augmentent avec  $V_{cut}$  (à savoir, avec la multiplicité d'IMF),

l'énergie d'excitation par nucléon du Q.P est quant à elle très peu modifiée. Les différences lorsqu'elles existent (dans les collisions les plus centrales) sont inférieures à 1 MeV/u. Les différentes sélections d'IMF ont donc peu d'influence sur le calcul de l'énergie d'excitation par nucléon du Q.P.

### B.1.2 Influence du choix des particules légères sur la reconstruction des caractéristiques du Q.P

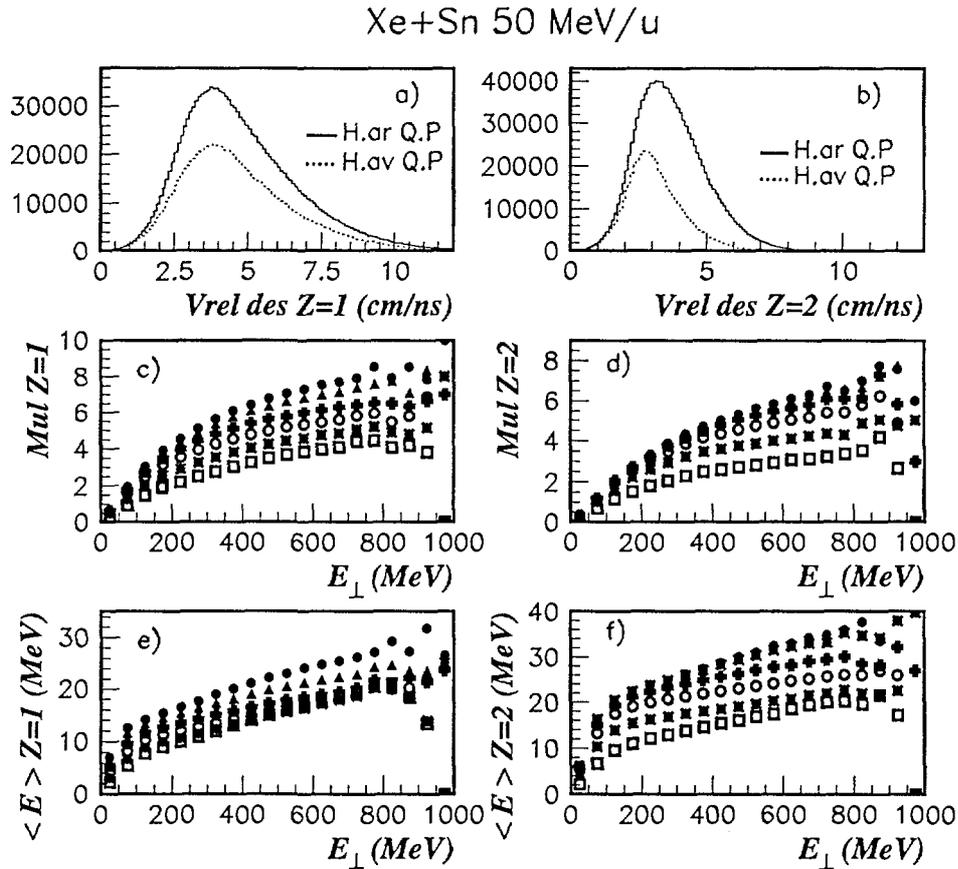


Figure IV.17: a-b) Distribution des vitesses relatives des  $Z=1$  et  $Z=2$  par rapport à la source d'IMF; Evolution des multiplicités (c-d) et des énergies moyennes des  $Z=1$  et  $Z=2$  (e-f) en fonction de l'énergie transverse et pour différentes coupures  $V_{cut}$  dans l'hémisphère arrière de la source d'IMF. Les valeurs de ces coupures sont 3 (carrés blancs), 4, 5, 6, 8 cm/ns, et les points noirs correspondent au cas où toutes les particules légères de l'hémisphère arrière du résidu sont considérées.

Nous avons appliqué la méthode de sélection des IMF attribués au Q.P, aux particules légères chargées. La seule différence est que les vitesses relatives des particules sont calculées par rapport au vecteur vitesse de la source reconstruite ci-dessus avec les IMF (cas où  $V_{cut}=3.5$  cm/ns). Ces vitesses relatives sont représentées sur la figure IV.17a et b) dans

l'hémisphère avant et arrière de la source d'IMF reconstruite, pour les particules de charge  $Z=1$  et  $Z=2$ . Ces distributions ont les mêmes allures que celles des IMF. Cependant, les maxima de ces distributions dans l'hémisphère avant et arrière de la source d'IMF tendent vers la même valeur lorsque la charge des particules décroît.

Nous avons effectué différentes coupures  $V_{cut}$  dans la distribution en vitesse relative des particules légères de l'hémisphère arrière de la source d'IMF pour attribuer au QP, un nombre de particules émises. Les multiplicités des  $Z=1$  et  $Z=2$  du Q.P ainsi que leurs énergies moyennes augmentent lorsqu'on sélectionne des coupures en vitesse relatives  $V_{cut}$  de plus en plus élevées, pour une même énergie transverse (figure IV.17, c-e)). Les différentes coupures éliminent les plus grandes vitesses relatives des particules.

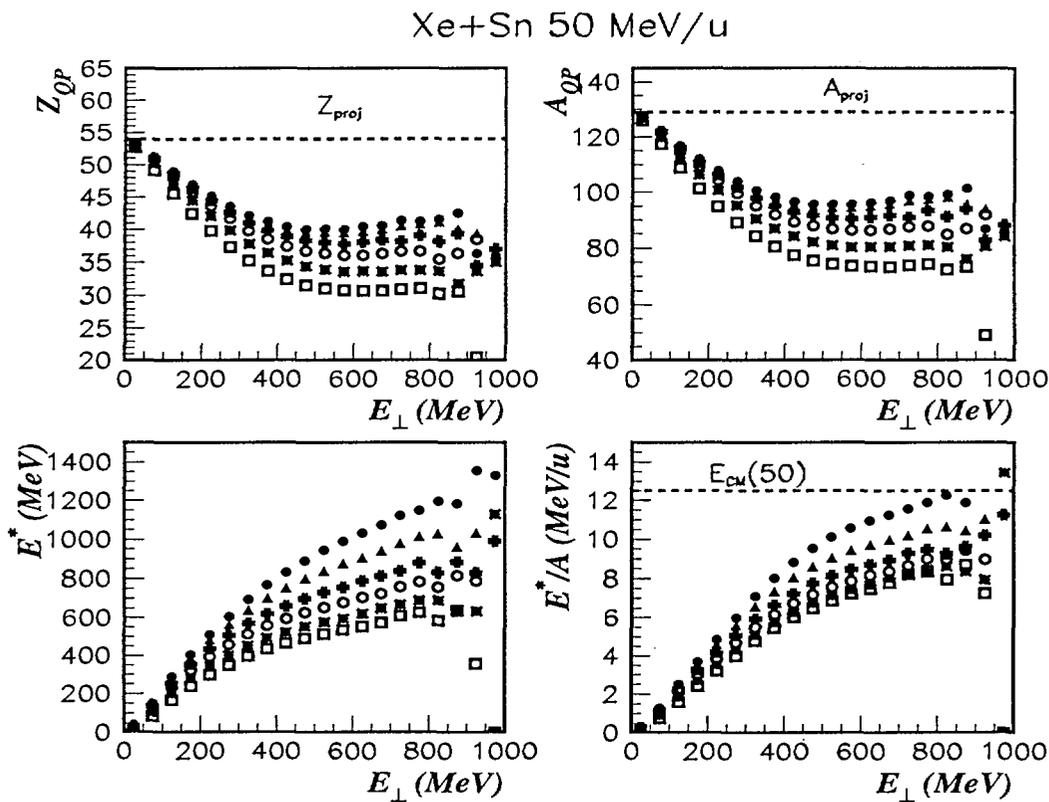


Figure IV.18: Charge, masse, énergie d'excitation totale et par nucléon du QP déterminées en utilisant les différentes coupures  $V_{cut}$  dans l'hémisphère arrière du quasi-projectile. Les valeurs de ces coupures sont 3 (carrés blancs), 4, 5, 6, 8 cm/ns, et les points noirs correspondent au cas où toutes les particules légères de l'hémisphère arrière du résidu sont considérées.

La charge, la masse et l'énergie d'excitation totale et par nucléon du Q.P sont représentées sur la figure IV.18. Elles croissent avec la sélection  $V_{cut}$ . Cependant, la variation de la masse du Q.P pour les différentes coupures en vitesses  $V_{cut}$ , à une énergie transverse

donnée, est moins forte que celle de l'énergie d'excitation totale. Par conséquent, l'énergie d'excitation par nucléon du Q.P croît lorsque  $V_{cut}$  augmente. Pour les différentes valeurs de  $V_{cut}$ , l'énergie d'excitation varie entre 8 et 12 MeV/u dans les collisions les plus centrales. Ce domaine de variation devient de plus en plus faible lorsque l'énergie transverse diminue, à savoir dans les collisions les plus périphériques.

Le choix des particules légères est donc très important pour la reconstruction des caractéristiques du Q.P. Pour améliorer la méthode de sélection, il faudrait effectuer des coupures en vitesses relatives  $V_{cut}$  dépendantes de la violence de collision et différentes selon le type de particule considéré. Afin de comparer cette méthode avec les autres, nous nous contenterons de prendre une coupure en vitesse  $V_{cut}=6$  cm/ns pour les  $Z=1$  et  $V_{cut}=5$  cm/ns pour les  $Z=2$ .

## B.2 Méthode dite "de l'estoc".

### B.2.1 Reconstruction de la vitesse de la source.

Cette troisième méthode est une méthode purement analytique basée sur l'hypothèse que les IMF venant d'une même source sont dans une même région de l'espace des impulsions. Lorsqu'on suppose uniquement deux sources, il suffit donc de trouver les deux ensembles d'IMF qui maximisent la grandeur  $T_2$  suivante:

$$T_2 = \frac{|\sum_{i \in S_1} \vec{P}_i| + |\sum_{j \in S_2} \vec{P}_j|}{\sum_{k=1}^{N_{IMF}} |\vec{P}_k|} \quad (\text{IV.5})$$

Cette variable  $T_2$  permet ainsi de déterminer des directions privilégiées d'émission de particules (jets de particules). Les valeurs limites sont 1 dans le cas d'une émission en deux jets de particules, ou 0.5 lorsque la distribution de l'émission des particules est isotrope. Nous avons calculé la variable  $T_2$  pour l'ensemble des événements complets, car cette variable impose bien évidemment pour avoir un sens d'avoir détecté les IMF venant des deux sources. Nous présentons sur la figure IV.19, la corrélation entre la variable de l'estoc et l'énergie transverse des particules légères  $E_{\perp}$ , accompagnée de la distribution totale de la variable  $T_2$ .

La corrélation montre une faible décroissance de  $T_2$  lorsque l'énergie transverse augmente. Les plus petites valeurs de  $T_2$  sont associées aux collisions les plus centrales. La valeur moyenne de la distribution en  $T_2$  est de 0.82, valeur plus proche du cas idéal d'une émission par deux sources qu'une source. Les limites théoriques de  $T_2$  ne sont pas atteintes en raison du faible nombre de particules et du recouvrement des sphères d'émission des sources. Une simulation [METIVIER95] d'émission isotrope par une ou deux sources permet d'apprécier ces effets sur le calcul de la variable de l'estoc. Cette simulation montre qu'il faut être prudent quant à l'interprétation des valeurs de la variable de l'estoc, surtout pour les faibles valeurs de  $T_2$ , où la distinction entre une source et deux sources d'émission très proches dans l'espace des impulsions n'est pas pertinente. Toutefois, les grandes valeurs de

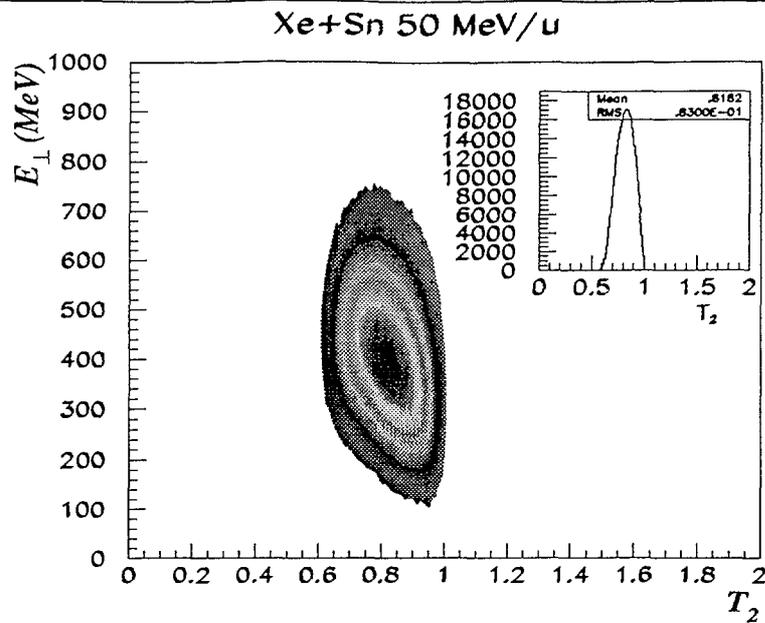


Figure IV.19: *Corrélation entre la variable de l'estoc  $T_2$  et l'énergie transverse des particules légères  $E_{\perp}$ , et distribution de la variable  $T_2$  pour les événements complets.*

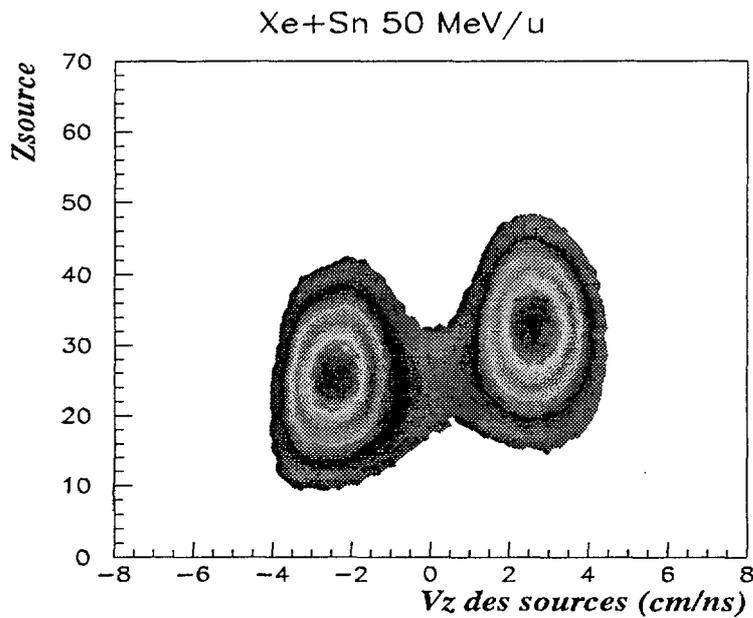


Figure IV.20: *Corrélation entre la vitesse parallèle à l'axe du faisceau (dans le centre de masse) et la charge de chaque source reconstruite à l'aide des IMF (événements complets).*

$T_2$ , permettent d'isoler, avec plus de certitude, des événements manifestement binaires.

Après avoir constitué deux sous-ensembles d'IMF qui maximisent la variable de l'estoc,

nous pouvons reconstituer la vitesse de source et la charge totale d'IMF de chaque sous-ensemble. Nous présentons sur la figure IV.20, la charge totale de chaque source reconstituée à l'aide des IMF en fonction de leur vitesse parallèle dans le repère du centre de masse. Deux sources d'émission sont clairement mises en évidence pour l'ensemble des événements complets. On peut observer aussi un écart important entre les charges totales des deux sources (charge de 25 pour la quasi-cible et 35 pour le quasi-projectile). L'interprétation de cette différence peut provenir soit de la légère asymétrie en charge de la voie d'entrée, soit d'une efficacité de détection plus faible pour les IMF émis par la quasi-cible, ou soit un partage de l'énergie d'excitation différent dans les deux sources.

### B.2.2 Détermination de l'énergie dissipée.

Ayant les deux vecteurs vitesses initiaux du QP et du QC, nous pouvons déterminer la fraction d'énergie cinétique de la voie d'entrée dissipée par nucléon lors de l'interaction:

$$\epsilon_{diss} = \epsilon_{CM} - 1/8 \times V_{rel}^2 \quad (\text{IV.6})$$

où  $\epsilon_{CM}$  est l'énergie disponible par nucléon dans le centre de masse de la réaction, et  $V_{rel}$ , la vitesse relative entre les deux partenaires issus de la réaction. Cette relation n'est valable que pour les systèmes symétriques, et elle suppose une émission symétrique du prééquilibre dans le repère du centre de masse [METIVIER95]. Avec ces hypothèses, il suffit donc de calculer l'énergie cinétique des deux corps principaux produits lors de la réaction, et de soustraire cette quantité à l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction.

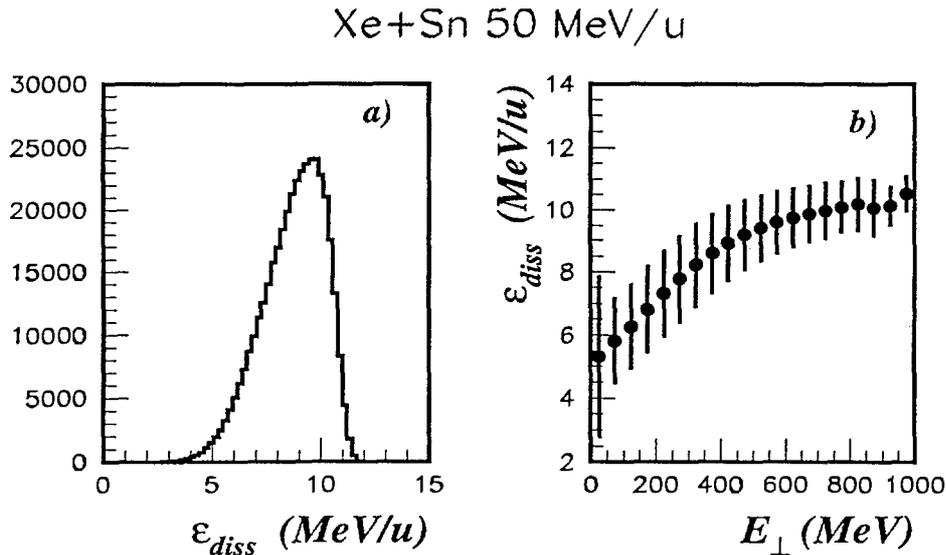


Figure IV.21: Distribution de l'énergie dissipée par nucléon pour la réaction Xe+Sn pour les événements complets a) et son évolution en fonction de l'énergie transverse b).

Nous avons représenté sur la figure IV.21,a), le résultat du calcul de l'énergie dissipée à partir des vitesses relatives des deux partenaires issus de la réaction. L'évolution de cette quantité avec l'énergie transverse pour les événements complets, est présentée sur la figure IV.21,b). La valeur moyenne de l'énergie d'excitation du système Xe+Sn est environ de 8.7 MeV/u pour l'ensemble des événements complets, et croît (de 5 MeV/u à 10 MeV/u) lorsque l'énergie transverse augmente. Les fortes valeurs d'énergie dissipée pour de faibles énergies transverses sont une conséquence de la sélection en événements complets. Cette sélection éliminent les collisions périphériques, c'est-à-dire les événements où les vitesses relatives entre les deux partenaires sont les plus grandes.

Dans l'hypothèse de collisions purement binaires, cette énergie dissipée lors de la réaction est une mesure de l'énergie d'excitation totale de ces systèmes. Pour déterminer l'énergie d'excitation de chaque source, il suffit ensuite d'émettre des hypothèses quant au partage de l'énergie d'excitation (égalité des températures ou égalité des énergies d'excitation) entre ces deux sources. Toutefois, pour des systèmes presque symétriques, il n'est pas évident de trancher entre ces deux hypothèses de calcul. Des études sur la répartition des énergies d'excitation entre les sources avec des systèmes asymétriques sont alors nécessaires [NALPAS97].

En se plaçant dans l'hypothèse de collisions purement binaires, nous avons assimilé l'énergie dissipée par nucléon lors de la réaction à l'énergie d'excitation par nucléon du quasi-projectile.

### B.3 Comparaisons des différentes méthodes.

#### B.3.1 Comparaisons des valeurs moyennes.

Sur la figure IV.22, nous comparons les caractéristiques du QP données par les trois méthodes étudiées ci-dessus: méthode dite "Nautilus", du plus gros fragment, de l'estoc.

Il apparaît sur cette figure (a et b), que la méthode Nautilus utilisant la coupure au centre de masse dans l'ellipsoïde pour reconstruire les sources d'émission des IMF est équivalente à la méthode de l'estoc (même évolution du nombre d'IMF et de la vitesse parallèle en fonction de l'énergie transverse). Les valeurs de multiplicité les plus faibles (figure IV.22,a), sont obtenues par la méthode du plus gros fragment. Elles sont dues à la coupure imposée dans l'hémisphère arrière du plus gros fragment pour sélectionner les IMF émis par le QP. Cette méthode du plus gros fragment, éliminant les IMF de grande vitesse relative dans l'hémisphère arrière du plus gros fragment, favorise de plus grandes vitesses pour la source quasi-projectile.

La charge des quasi-projectiles reconstruite (figure IV.22,c) par les différentes méthodes varie peu, entre 40 et 46 sur toute la gamme en énergie transverse. Nous avons ajouté aussi, à titre de comparaison, la valeur obtenue en doublant la contribution des particules légères chargées dans l'hémisphère avant du quasi-projectile et en ajoutant la contribution des IMF fournie par la maximisation de la variable de l'estoc  $T_2$  (méthode estoc+QP). L'écart

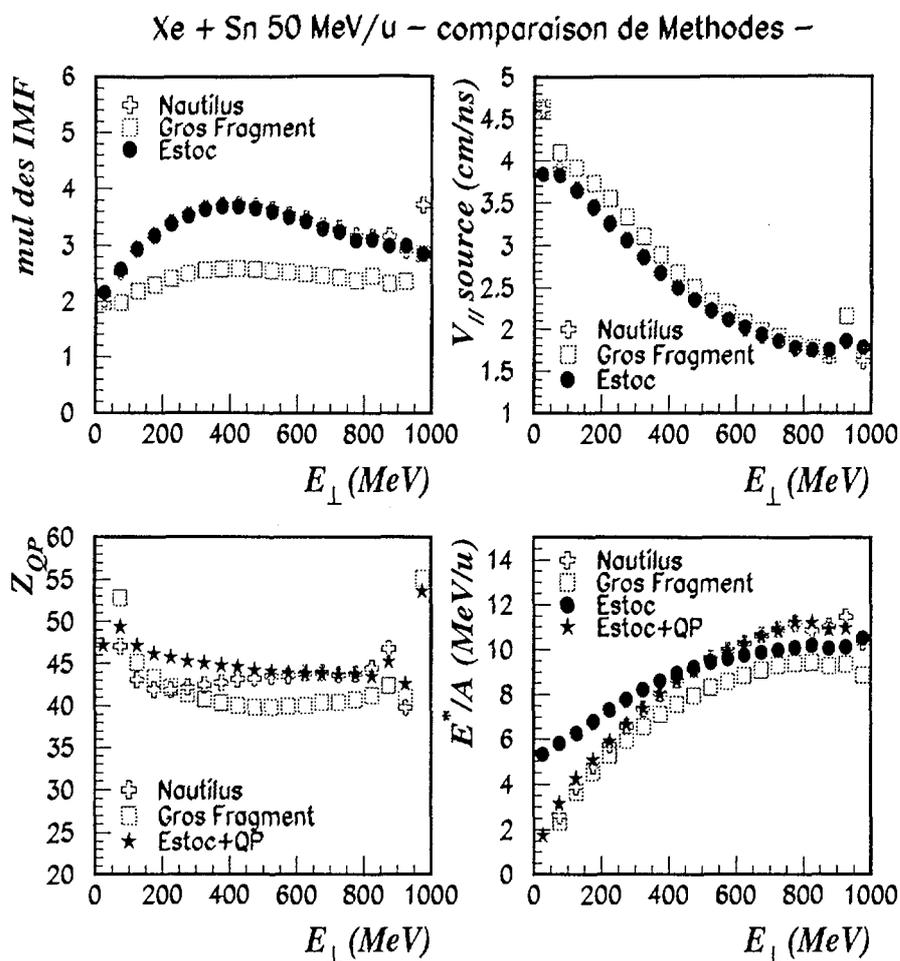


Figure IV.22: Valeur moyenne de la multiplicité d'IMF émis par la source primaire a), de la vitesse parallèle à l'axe du faisceau dans le repère du centre de masse b), de la charge c) et de l'énergie d'excitation par nucléon du QP d) reconstruites à partir des différentes méthodes en fonction de l'énergie transverse totale  $E_{\perp}$  des particules légères.

observé avec la méthode Nautilus provient de l'analyse différente menée avec les IMF (davantage d'IMF dans l'hémisphère arrière de la source qu'à l'avant).

Les valeurs d'énergies d'excitation du QP, obtenues par les méthodes de la calorimétrie (méthode Nautilus-gros fragment-estoc+QP) appliquée à un ensemble de particules sélectionnées suivant différentes prescriptions, sont peu différentes pour une même énergie transverse. Quelles que soient ces méthodes, ces valeurs sont les mêmes pour les faibles valeurs de l'énergie transverse et ne diffèrent que d'un MeV par nucléon dans les collisions les plus centrales. Il est à noter toutefois que la méthode (de l'estoc) de calcul de l'énergie d'excitation basée sur la vitesse relative entre les fragments donne de grandes valeurs de  $E^*/A$  pour les faibles valeurs de l'énergie transverse  $E_{\perp} \leq 500$  MeV.

**B.3.2 Distributions en énergie d'excitation et corrélation entre les différentes méthodes.**

Nous présentons sur la figure IV.23 les distributions en énergie d'excitation pour les différentes méthodes afin d'apprécier les largeurs associées à ces quantités. Il est clair que les méthodes pour lesquelles nous avons doublé la contribution avant, donnent des fluctuations (liées à la reconstruction du vecteur source) plus grandes sur les valeurs mesurées que les autres méthodes, et par conséquent des distributions assez larges. Les largeurs de distributions en énergie d'excitation sont de l'ordre de 3.4, 2.2, 1.4 MeV/u, respectivement pour les méthodes Nautilus, du plus gros fragment, de l'estoc.

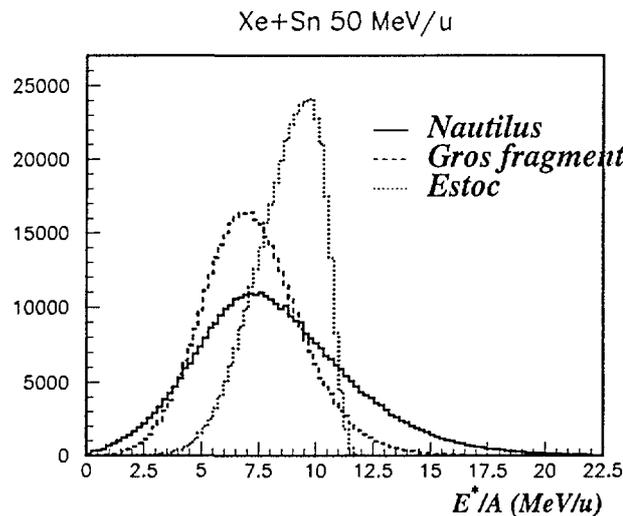


Figure IV.23: Distributions en énergie d'excitation par nucléon du quasi-projectile obtenues par les différentes méthodes et pour l'ensemble des événements complets.

Nous avons représenté sur la figure IV.24 a, b, c), les corrélations entre les énergies d'excitation du quasi-projectile obtenues à partir des différentes méthodes. De façon générale, toutes ces corrélations sont très larges. On peut constater sur les corrélations des figures IV.24 b, c), une saturation de l'énergie d'excitation du quasi-projectile obtenue avec la méthode de l'estoc. Cette saturation provient de ce que l'énergie d'excitation ne peut dépasser l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction. Pour une valeur faible de l'énergie d'excitation du quasi-projectile obtenue avec les méthodes Nautilus, du plus gros fragment, la méthode de l'estoc fournit de plus grandes valeurs d'énergies d'excitation. Une des explications possibles pour ces grandes valeurs d'énergies d'excitation est qu'elles sont obtenues dans l'hypothèse de collisions purement binaires. Or, nous savons que ces collisions sont généralement accompagnées d'émission au voisinage de la mi-rapidité. Par conséquent, ce calcul surestime l'énergie d'excitation du quasi-projectile, car les vitesses de sources déterminées à l'aide de tous les IMF, sont sous-estimées.

De plus, cette surestimation de l'énergie d'excitation obtenue avec la méthode de l'estoc,

peut-être liée aussi à une mauvaise reconstruction du vecteur vitesse de la quasi-cible (seuils de détection des IMF et fragments).

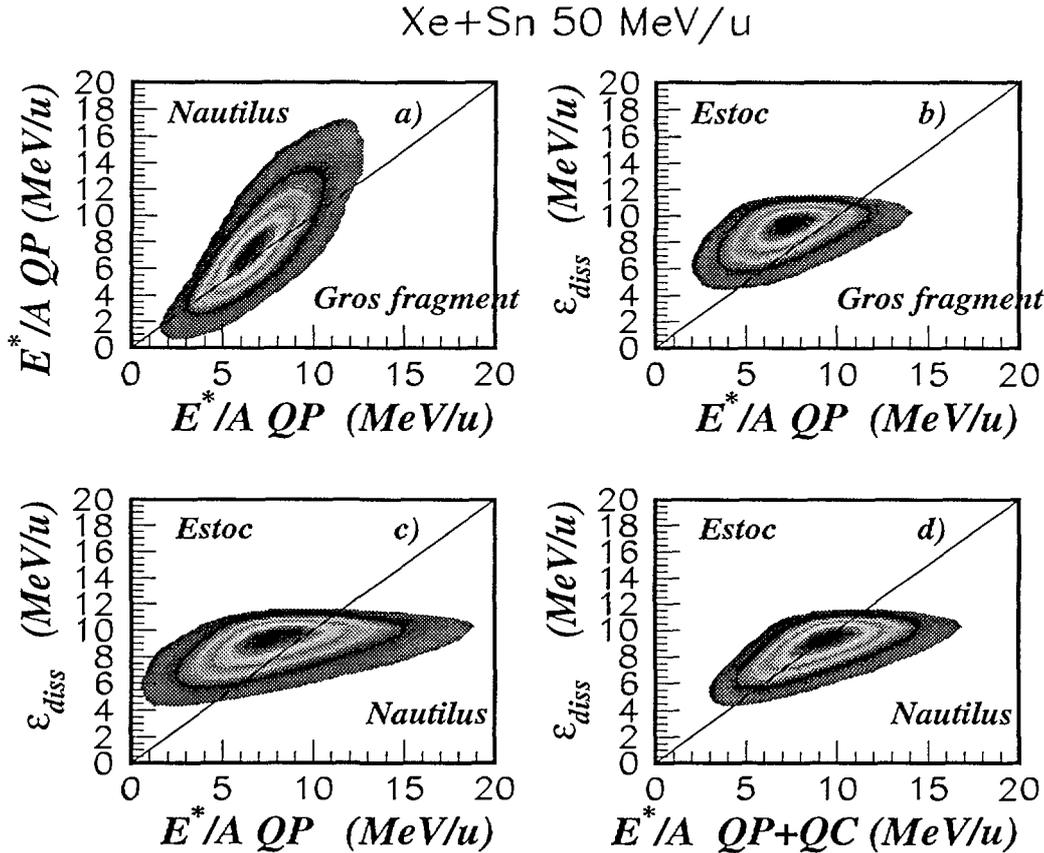


Figure IV.24: *Corrélations entre les énergies d'excitation des quasi-projectile des différentes méthodes a-b-c), Corrélation entre les énergies d'excitation totale du quasi-projectile et de la quasi-cible d) pour l'ensemble des événements complets.*

Pour estimer qualitativement cet effet, nous avons représenté la corrélation entre l'énergie d'excitation de la méthode de l'estoc et l'énergie d'excitation totale (quasi-projectile et quasi-cible) par nucléon calculée par la méthode Nautilus. La méthode de reconstruction des caractéristiques de la quasi-cible est identique à celle présentée pour le quasi-projectile. Sur la figure IV.24, d), on peut constater que si on inclut le calcul de l'énergie d'excitation de la quasi-cible dans la méthode Nautilus, la corrélation devient nettement plus forte. Ce résultat montre qu'il existe certainement des biais cinématiques dans la reconstruction de la vitesse de la quasi-cible. De tels effets ont déjà été observés sur des systèmes plus légers: Ar+Kcl, Ar+Ni [NALPAS97]. Ils devront être quantifiés à l'aide de simulations qui tiennent compte des effets du dispositif expérimental d'INDRA.

## C Conclusions.

Ce chapitre a été consacré à la reconstruction des caractéristiques du quasi-projectile (charge, masse et énergie d'excitation) par différentes méthodes. Elles ont toutes pour objectif de reconstruire les sources d'émission à partir des produits de désexcitation. L'une de ces méthodes (méthode Nautilus) a été validée par un générateur d'événements (SIMON). Cette simulation a montré la possibilité de reconstruire les caractéristiques des noyaux primaires dans le cadre de collisions binaires. L'évaluation de la multiplicité de neutrons de ces noyaux semble correcte, toutefois un écart sur leur énergie est observé à faible et grand paramètres d'impact.

Fort de ce résultat, nous avons appliqué cette méthode aux événements semi-complets pour caractériser les noyaux primaires à différentes énergies incidentes. Nous observons, en particulier, que les énergies d'excitation par nucléon de ces noyaux atteignent presque l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction.

Nous avons montré l'influence de la sélection des particules sur les caractéristiques du quasi-projectile reconstruit. Le choix des IMF n'affecte pas notablement le calcul de son énergie d'excitation par nucléon. Par contre, celui des particules légères a une influence très significative.

Enfin, nous avons comparé les méthodes sur les événements complets. Les méthodes calorimétriques donnent en moyenne des résultats très proches tant en charge du quasi-projectile, qu'en vitesse parallèle et en énergie d'excitation par nucléon (à 1 MeV/u près). Cependant, la méthode utilisant la vitesse relative entre les deux partenaires issus de la réaction est biaisée pour les énergies d'excitation les plus faibles. Ce biais semble pouvoir être attribué à une mauvaise reconstruction de la quasi-cible.

Cette étude comparative n'avait pas pour objectif de valider une méthode en particulier, mais d'apprécier certaines influences des hypothèses intrinsèques à chaque méthode, sur la reconstruction des noyaux. Dans la suite de ce mémoire, nous privilégions la méthode "Nautilus", cette méthode ayant fait l'objet de vérifications plus approfondies avec une simulation (SIMON) sur les hypothèses de reconstruction des caractéristiques du quasi-projectile.

NEXT PAGE(S)  
left BLANK

## Chapitre V

# Mesure du moment angulaire.

Pour décrire les mécanismes de dissipation, il a souvent été utilisé dans les modèles, à basse énergie, le concept classique des forces de friction. Ces forces sont une façon d'exprimer de manière macroscopique le transfert d'énergie cinétique et du moment angulaire orbital vers des degrés de libertés intrinsèques aux noyaux. Elles sont généralement séparées en deux composantes: radiale et tangentielle. La première est responsable du transfert d'énergie cinétique relative en énergie d'excitation interne, la seconde composante est à l'origine du transfert du moment angulaire orbital en spins intrinsèques aux fragments. L'étude du transfert du moment angulaire aux noyaux issus de collisions d'ions lourds, permettrait donc de caractériser l'interaction entre le quasi-projectile et la quasi-cible. La comparaison avec les modèles devrait permettre d'améliorer notre compréhension des propriétés de transport de la matière nucléaire. Elle permettrait, en particulier, par l'étude de la répartition du moment angulaire entre les deux partenaires, de savoir si un équilibre est atteint et surtout de connaître le temps nécessaire pour atteindre cet équilibre. De nombreux résultats montrent qu'à basse énergie ( $E_{inc} \leq 10 \text{ MeV}/u$ ), la configuration d'équilibre de rotation rigide est atteinte entre les deux partenaires. Ceci suggère que les temps d'interaction entre les deux partenaires sont suffisamment longs par rapport au temps de relaxation du moment angulaire, pour que le système ait pu atteindre cette configuration d'équilibre. Qu'en est-il aux plus hautes énergies incidentes ? Des calculs théoriques prédisent des temps d'équilibre plus courts pour des énergies incidentes croissantes [BERTSCH78].

De plus, la désexcitation du noyau est influencée par la valeur du moment angulaire [BOTVINA95], [REEDY69]: Plus le moment angulaire d'un noyau est grand, plus ce noyau a tendance à éliminer les particules les plus massives pour revenir à son état fondamental. En effet, ces particules dissipent un grand moment angulaire lors de la désintégration du noyau.

D'un point de vue expérimental, il existe plusieurs techniques pour mesurer le moment angulaire d'un noyau. Elles sont déduites des propriétés de désexcitation de ces noyaux à l'aide de:

- La mesure des distributions angulaires et des multiplicités des photons [DAYRAS81].

- La mesure des distributions angulaires des fragments de fission séquentielle (dans le cas d'un noyau lourd) [STECKMEYER84], [MORRISSEY80].
- La mesure des distributions angulaires des particules légères chargées [BABINET80], [SOBOTKA81].

Toutes ces méthodes ont apporté de nombreux résultats dans le domaine des basses énergies ( $E \leq 10 \text{ MeV/u}$ ) où de grands moments angulaires sont transférés dans les collisions d'ions lourds. Ces moments angulaires sont fortement alignés dans la direction de la normale au plan de réaction. Il a été montré, par exemple, que des valeurs de moment angulaire transféré pouvaient atteindre environ  $60 \hbar$  dans les réactions  $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$  à  $12.6 \text{ MeV/u}$  [MORRISSEY80]. En général, les valeurs de moment angulaire transféré croissent pour des valeurs de perte d'énergie cinétique totale TKEL des fragments de plus en plus grandes (TKEL: différence entre l'énergie cinétique totale initiale et l'énergie cinétique totale des deux produits de réaction, qui est transférée en énergie d'excitation). Aux plus hautes énergies ( $E \geq 100 \text{ MeV/u}$ ), les effets de spin se sont révélés être très faibles [TRAUTMAN93]. En effet, le quasi-projectile se comporte comme un "spectateur" et aucune corrélation n'est attendue entre le transfert du moment angulaire et le spectateur. Dans le domaine des énergies intermédiaires, très peu de mesures ont été réalisées. Elles sont principalement basées sur les distributions angulaires des fragments de fission [COLIN95], [BRESSON92], [BOCAGE98]. L'étude du moment angulaire dans ce régime de transition, devrait permettre d'améliorer notre connaissance sur le(s) mécanismes de transfert de moment angulaire (échange de nucléons entre le projectile et la cible [RANDRUP79], excitation de modes collectifs [MORETTO80],...).

Une des qualités d'INDRA est sa capacité à identifier les différents isotopes de charge  $Z \leq 2$ . Grâce à cette performance, il est possible d'entreprendre une étude sur le moment angulaire au moyen des corrélations angulaires dans le plan et hors-plan des différents isotopes évaporés par le noyau. Ce travail va tenter d'apporter des informations sur le moment angulaire du noyau lors de l'émission d'une particule donnée, et sur la séquence d'émission des différentes particules à travers l'estimation du moment angulaire du noyau.

## A Distribution angulaire théorique des particules légères.

### A.1 Définition des angles.

Les distributions angulaires des particules sont reconstruites dans le repère de la source émettrice, à savoir le quasi-projectile. Le plan de réaction est déterminé, événement par événement, à l'aide de la direction du faisceau et du vecteur vitesse du quasi-projectile (Oy). Par conservation du moment angulaire, on s'attend à ce que la direction du spin du noyau soit préférentiellement perpendiculaire au plan de réaction. Plus le moment angulaire du noyau chaud sera important, plus les particules seront émises préférentiellement

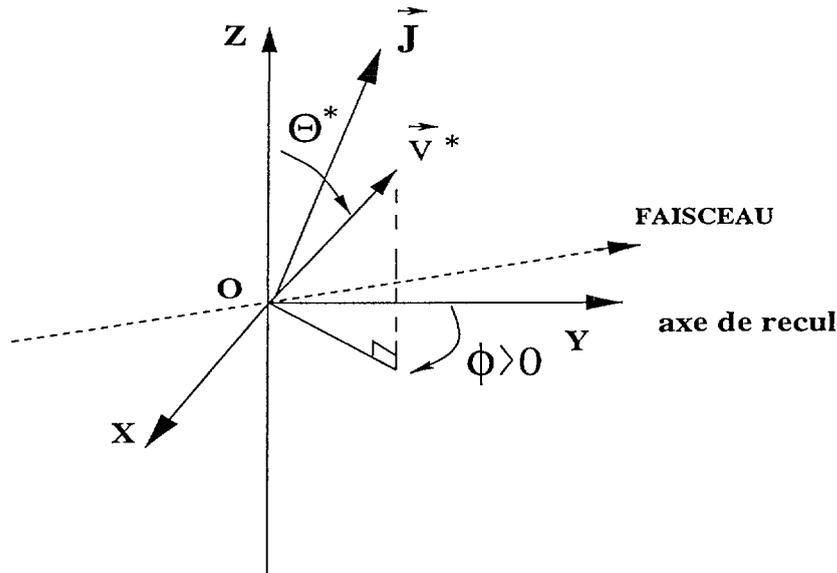


Figure V.1: Détermination des angles d'émission de la particule dans le repère de la source.

dans le plan de réaction.

Pour la définition des angles (figure V.1), nous avons choisi l'angle hors-plan  $\theta^*$ , angle entre la direction de la normale au plan de réaction et le vecteur vitesse de la particule émise par la source. L'angle  $\phi$ , est l'angle entre le vecteur vitesse de la particule projeté dans le plan de réaction (plan  $xOy$ ) et le vecteur vitesse de la source. Par exemple, l'orientation,  $\theta^* = 90^\circ$  correspond à une émission dans le plan de réaction et si  $\phi = 0^\circ$ , à une émission dans la direction de recul de la source (axe de recul  $y$ ). Nous avons tenu compte de l'orientation du quasi-projectile en ramenant celui-ci de telle façon à ce que la direction du faisceau soit orienté toujours vers le domaine négatif des angles dans le plan (figure V.1).

## A.2 Distributions angulaires théoriques.

La distribution angulaire des particules émises dans le repère d'un noyau émetteur est décrite par le modèle statistique. Pour un noyau possédant un moment angulaire  $\vec{J}$ , la distribution angulaire des particules s'écrit [MORETTO<sup>+</sup>81]:

$$W(\theta^*, \phi) \propto \frac{K_o}{S(\theta^*, \phi)} \exp\left(-\frac{\langle J_z \rangle^2 \cos^2 \theta^*}{2S(\theta^*, \phi)^2}\right) \quad (\text{V.1})$$

Avec

$$S(\theta^*, \phi)^2 = K_o^2 + (\sigma_x^2 \times \sin^2 \phi + \sigma_y^2 \times \cos^2 \phi) \times \sin^2 \theta^* + \sigma_z^2 \times \cos^2 \theta^* \quad (\text{V.2})$$

Cette expression est obtenue en tenant compte de la distribution des composantes cartésiennes de spin suivante:

$$P(\vec{J}) \propto \exp\left(-\frac{J_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{J_y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(J_z - \langle J_z \rangle)^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (\text{V.3})$$

L'expression ci-dessus montre que l'émission des particules dans le plan perpendiculaire au spin de l'émetteur est fortement favorisée. Elle tient compte aussi d'un éventuel désalignement du moment angulaire transféré par rapport à la normale au plan de réaction. Ce désalignement survient lorsqu'il existe des composantes non nulles du moment angulaire dans le plan de réaction (xOy). Plusieurs approches ont été proposées sur l'origine possible de ces composantes: citons par exemple, l'échange stochastique de nucléons individuels entre les deux noyaux décrit dans les modèles de transport dynamique de nucléons [RANDRUP79], ou bien l'excitation thermique de modes rotationnels (inclinaison, tortillement, torsion, pliage) dans le cadre de modèles statistiques [MORETTO80]. En particulier, ce dernier modèle suggère que les valeurs des fluctuations du moment angulaire suivant les trois axes sont différentes pour des systèmes de plus en plus asymétriques ( $\sigma_y \leq \sigma_x$  ou  $\sigma_z$ ). Cependant, pour des systèmes presque symétriques, les variances sont très voisines. Il a été montré ([SOBOTKA81]) que les distributions angulaires des particules légères sont très peu sensibles aux composantes désalignées du moment angulaire.

La quantité  $K_o^2$  dépend des caractéristiques du noyau qui se désexcite. Elle s'écrit sous la forme:

$$K_o^2 = \frac{1}{\hbar^2} \times \left(\frac{1}{I_{//}} - \frac{1}{I_{\perp}}\right)^{-1} T \quad (\text{V.4})$$

Pour déterminer la valeur de  $K_o$ , nous supposons que la configuration du système noyau résiduel et particule, est équivalente à deux sphères au contact. Si on désigne par  $m$ ,  $M$ ,  $A$  les masses de la particule, du noyau résiduel et du noyau émetteur, alors dans le cas de noyaux de forme sphérique, les moments d'inertie principaux suivant la direction parallèle ( $I_{//}$ ) et perpendiculaire ( $I_{\perp}$ ) à l'axe de désintégration sont:

$$I_{//} = \frac{2}{5}MR^2 + \frac{2}{5}mr^2 \quad (\text{V.5})$$

$$I_{\perp} = \frac{2}{5}MR^2 + \frac{2}{5}mr^2 + \frac{Mm}{A}(r+R)^2 \quad (\text{V.6})$$

Dans le cas des particules légères ( $m \ll M$ ), on obtient une expression plus simple de la quantité  $K_o$ , à savoir:

$$K_o \simeq \frac{I}{\hbar} \times \sqrt{\frac{T}{\mu \times (R+r)^2}} \quad (\text{V.7})$$

Cette quantité  $K_o$  dépend du moment d'inertie  $I$  du noyau résiduel et de la température nucléaire  $T$ .  $\mu * R^2$  est le moment d'inertie relatif au système formé par le noyau résiduel et la particule évaporée à l'instant de la séparation.

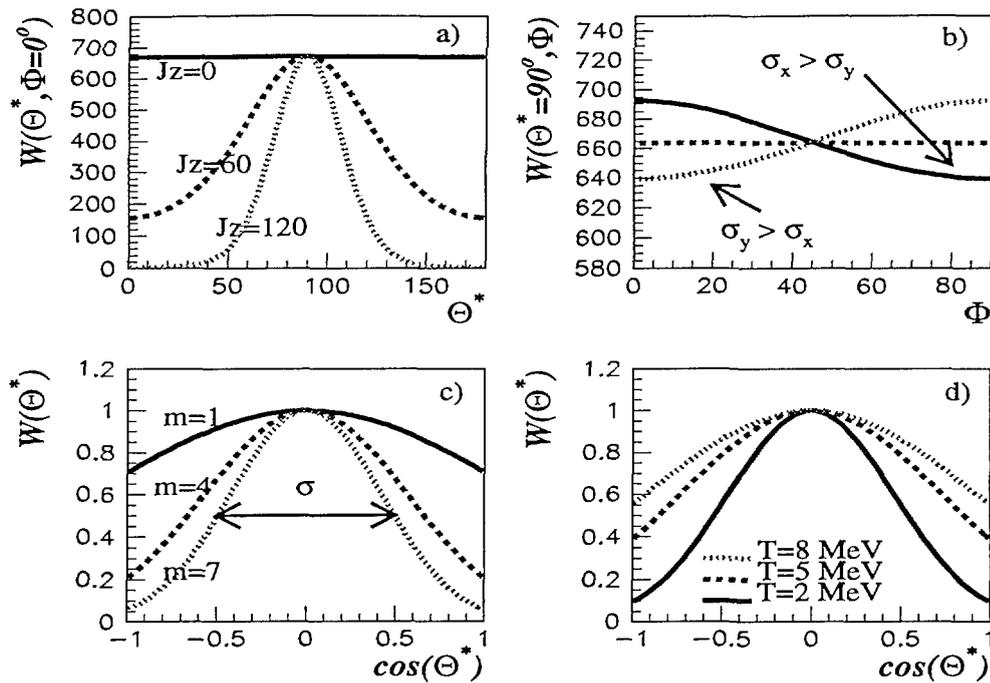


Figure V.2: Distributions angulaires théoriques obtenues pour l'émission d'une particule par un noyau de xénon: a) Evolution des distributions angulaires hors-plan des particules  $\alpha$  en fonction de la partie alignée du moment angulaire  $J_z$  du noyau ( $T=3$  MeV), b) Influence du désalignement du moment angulaire du noyau sur les distributions angulaires dans le plan des particules  $\alpha$  ( $J_z = 60\hbar$ ,  $T=3$  MeV,  $\sigma_x = 15\hbar$ ,  $\sigma_y = 5\hbar$ ,  $\sigma_z = 10\hbar$ ), c) Evolution des distributions hors-plan en fonction de la masse de la particule ( $J_z = 60\hbar$ ,  $T=3$  MeV), d) Evolution des distributions hors-plan des particules  $\alpha$  en fonction de la température du noyau ( $J_z = 60\hbar$ ).

### Propriétés des distributions angulaires des particules.

- Les distributions angulaires hors-plan dépendent principalement de la partie alignée  $J_z$  du moment angulaire. L'anisotropie de ces distributions augmente avec  $J_z$  (figure V.2,a). Ces distributions angulaires  $W(\theta^*, \phi)$  sont des fonctions paires, et donc symétriques de part et d'autre de la valeur  $\phi = 0$ .
- Les distributions angulaires dans le plan de réaction  $W(\theta^* = 90^\circ, \phi)$  permettent d'obtenir des informations sur les fluctuations des composantes  $J_x, J_y$  de moment angulaire (figure V.2,b). La composante  $J_z$  n'intervenant pas dans la description de ces distributions angulaires. Une information sur les fluctuations du moment angulaire peut être obtenue à partir du rapport d'anisotropie pour les distributions angulaires dans le plan des particules:

$$R = \frac{W(\theta^* = 90^\circ, \phi = 0^\circ)}{W(\theta^* = 90^\circ, \phi = 90^\circ)} = \sqrt{\frac{K_o^2 + \sigma_x^2}{K_o^2 + \sigma_y^2}} \quad (\text{V.8})$$

Dans le cas où les fluctuations de spin  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont égales, la distribution angulaire dans le plan de réaction  $W(\theta^* = 90^\circ, \phi)$  est isotrope.

- Si les fluctuations du moment angulaire suivant les trois directions de l'espace sont supposées nulles ( $\sigma_i = 0, \forall i \in (x, y, z)$ ), alors la distribution angulaire des particules légères évaporées est donnée par :

$$W(\theta^*) \propto \exp\left(-\frac{\cos^2 \theta^*}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{V.9})$$

où l'écart-type  $\sigma$  de cette gaussienne en  $\cos(\theta^*)$  (figure V.2, c et d) est inversement proportionnel à la composante  $J_z$  du spin du noyau,  $\sigma = \frac{K_o}{J_z}$ . Si on fait cette hypothèse, la valeur du moment angulaire extraite de la distribution angulaire est une valeur minimale.

Toutes ces équations sont obtenues moyennant certaines hypothèses de calcul. Il est supposé que la configuration du système résidu-particule est celle de deux noyaux de forme sphérique au contact. Si cette configuration d'équilibre est plus allongée le long de l'axe de séparation (par exemple, une forme sphéroïde) que deux sphères en contact, alors elle peut conduire à des valeurs de moments angulaires plus petites [SOBOTKA81]. En outre, l'une des difficultés majeures, est la méconnaissance de la cascade de désexcitation du noyau chaud. Les informations obtenues correspondent à l'ensemble de la chaîne de désexcitation et ne permettent, d'avoir accès qu'à des valeurs moyennes.

## B Distributions angulaires expérimentales des particules légères.

### B.1 Distributions angulaires hors-plan des particules.

Pour rechercher une signature de l'existence de moment angulaire lors des collisions d'ions lourds, il est judicieux de construire la distribution de l'angle hors-plan  $\theta^*$ . A l'aide de cette distribution, on peut obtenir des informations sur l'amplitude de la partie alignée du moment angulaire durant la collision. Nous avons représenté les distributions angulaires hors-plan des particules dans l'hémisphère avant du Q.P, pour différents domaines (largeur de  $10^\circ$ ) de l'angle  $\phi$  projeté sur le plan (ou angle dans le plan).

La figure V.3 montre ces distributions pour les particules  $\alpha$ . Les formes de ces distributions présentent de fortes variations sur tout le domaine en  $\phi$  considéré. Elles ne sont pas identiques pour des valeurs de  $\phi$  de signe contraire, comme le prévoit le modèle statistique. Elles présentent des anisotropies assez prononcées pour les angles  $\phi$  négatifs avec des

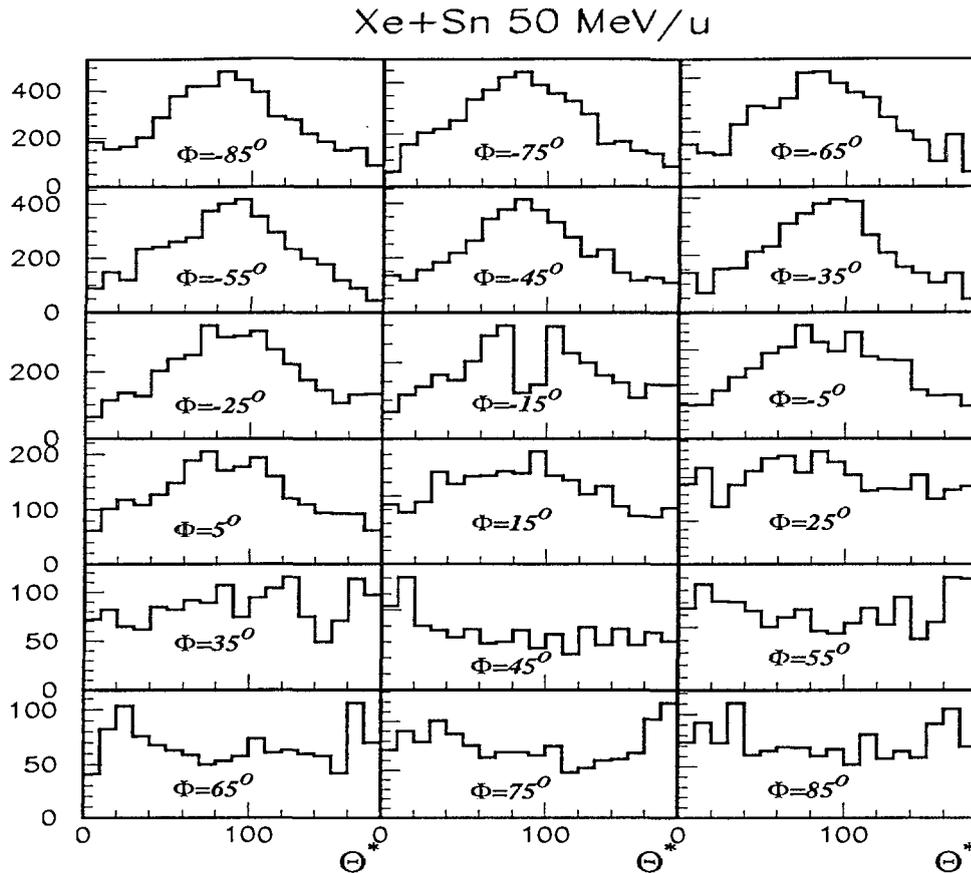


Figure V.3: *Distributions angulaires hors-plan des particules  $\alpha$  dans l'hémisphère avant du Q.P pour des collisions sélectionnées en énergie transverse  $E_{\perp} \leq 50$  MeV.*

amplitudes maximales dans le plan de réaction ( $\theta = 90^{\circ}$ ). Pour les angles  $\phi$  positifs, les distributions ont des formes plates, voir creusées avec des minima d'amplitude dans le plan de réaction. Par le choix de notre référentiel, les angles  $\phi$  sont définis négatifs du côté de la direction du faisceau. On peut d'ailleurs constater un manque de particules dans le plan de réaction pour  $\phi = -15^{\circ}$ . Ce déficit est attribué à l'absence de détecteurs dans l'ouverture angulaire (entre  $0^{\circ}$  et  $2^{\circ}$  degrés dans le laboratoire) réservée au passage du faisceau.

Nous avons observé ces mêmes dissymétries dans les distributions angulaires hors-plan sur toute la gamme en  $E_{\perp}$  et pour tous les types de particules. Sur la figure V.4, est représentée l'évolution des distributions hors-plan des protons et  $\alpha$  en fonction de l'énergie transverse, pour deux valeurs de l'angle dans le plan  $\phi = -85^{\circ}$  et  $\phi = 85^{\circ}$ . Cette dissymétrie est d'autant plus forte que la particule est lourde.

En supposant aucun désalignement du moment angulaire, on se serait attendu à observer la même anisotropie quel que soit l'angle dans le plan de la particule et l'ajustement de l'équation V.9 aurait conduit à l'extraction de la largeur de la distribution angulaire et donc à la valeur du moment angulaire. L'observation de telles distributions angulaires des particules (figure V.4) très déformées, remet en cause cette procédure.

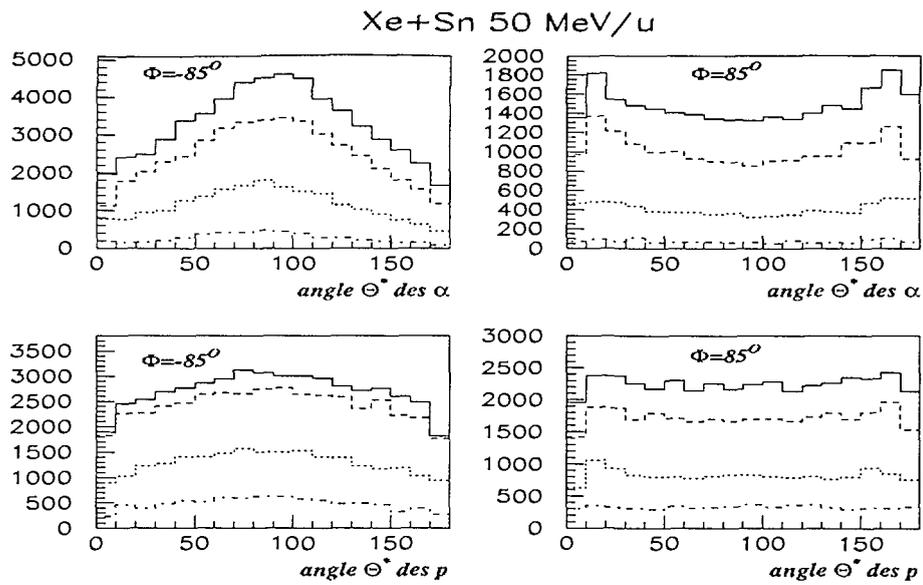


Figure V.4: Evolution des distributions angulaires hors-plan des particules  $\alpha$  et protons, en fonction de l'énergie transverse, dans l'hémisphère avant du Q.P pour des valeurs de l'angle dans le plan  $\phi = -85^\circ$  et  $\phi = 85^\circ$ .

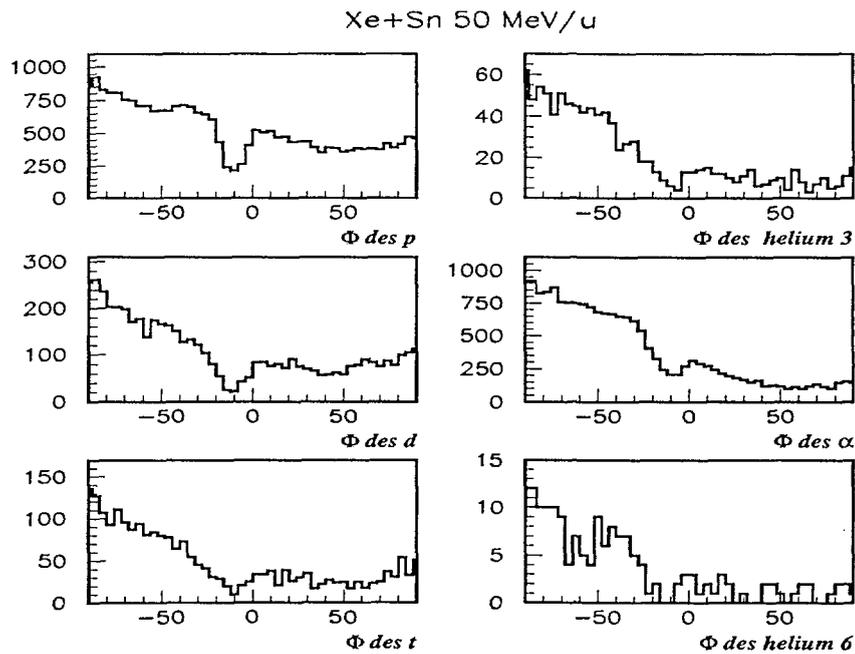


Figure V.5: Distributions angulaires de l'angle dans le plan  $\phi$  des particules légères dans l'hémisphère avant du quasi-projectile pour des collisions sélectionnées en énergie transverse  $E_\perp$  comprise entre 50 et 100 MeV.

## B.2 Distributions angulaires dans le plan de réaction.

Pour mener plus loin cette étude du moment angulaire, nous avons construit les distributions angulaires en angle dans le plan  $\phi$  des particules légères, en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$ . Sur la figure V.5, nous avons représenté ces distributions pour les particules légères dans le cas de collisions périphériques ( $E_{\perp} = 50 - 100 \text{ MeV}$ ). Elles sont tracées dans l'hémisphère avant du quasi-projectile pour des valeurs de l'angle hors-plan au voisinage du plan de réaction ( $|\cos(\theta^*)| \leq 0.2$ ). Comme pour les distributions angulaires hors-plan, elles montrent une asymétrie dite "droite-gauche" par rapport à  $\phi = 0^{\circ}$ , quel que soit le type de particule. Nous avons observé cet effet pour toutes les valeurs de l'énergie transverse. Pour comprendre ces formes inattendues de distributions angulaires vis-à-vis de la théorie statistique (figure V.2,b), il est donc indispensable de recourir à des simulations.

## C Simulations.

### C.1 Validation de la reconstruction des distributions angulaires

Nous avons reconstruit les distributions angulaires de particules pour les événements générés par SIMON, en suivant le même protocole que pour les données expérimentales. Ces distributions ont été comparées à celles reconstruites en connaissant la provenance des particules, dans le cadre d'une détection parfaite.

Nous présentons ces comparaisons pour les distributions en angle dans le plan sur la figure V.6. Dans le cadre d'une détection parfaite et connaissant la provenance des particules, les distributions angulaires dans le plan de réaction sont isotropes. Ce résultat n'est pas étonnant, car dans la simulation, le moment angulaire du noyau est supposé perpendiculaire au plan de réaction. Lorsque nous appliquons notre méthode de reconstruction de la source et des distributions angulaires de particules sur les événements simulés non filtrés, nous créons une distorsion dans les distributions angulaires. Nous avons constaté un effet "droite-gauche" sur les distributions angulaires simulées augmentant lorsque le paramètre d'impact diminue, quelle que soit la particule.

Cet effet ne peut être lié à des émissions d'origine non statistique car aucune émission de ce type n'a été prise en considération dans la simulation. Des émissions de ce type auraient pu être privilégiées dans certaines directions de l'espace des vitesses.

En réalité, cet effet "droite-gauche" provient d'une mauvaise reconstruction du vecteur source (reconstruit à partir des caractéristiques cinématiques des IMF) événement par événement, et du fait que le vecteur source est ramené, par construction, toujours du même côté du plan de réaction. Lorsqu'on ne ramène pas le quasi-projectile du même côté du plan de réaction, alors les distributions en angle dans le plan des particules sont symétriques par rapport à 0. Cet effet s'amplifie pour des collisions de plus en plus dissipatives, car les erreurs de reconstruction des sources événement par événement, deviennent de plus en plus grandes.

En ce qui concerne les collisions semi-centrales, la contamination des particules émises par

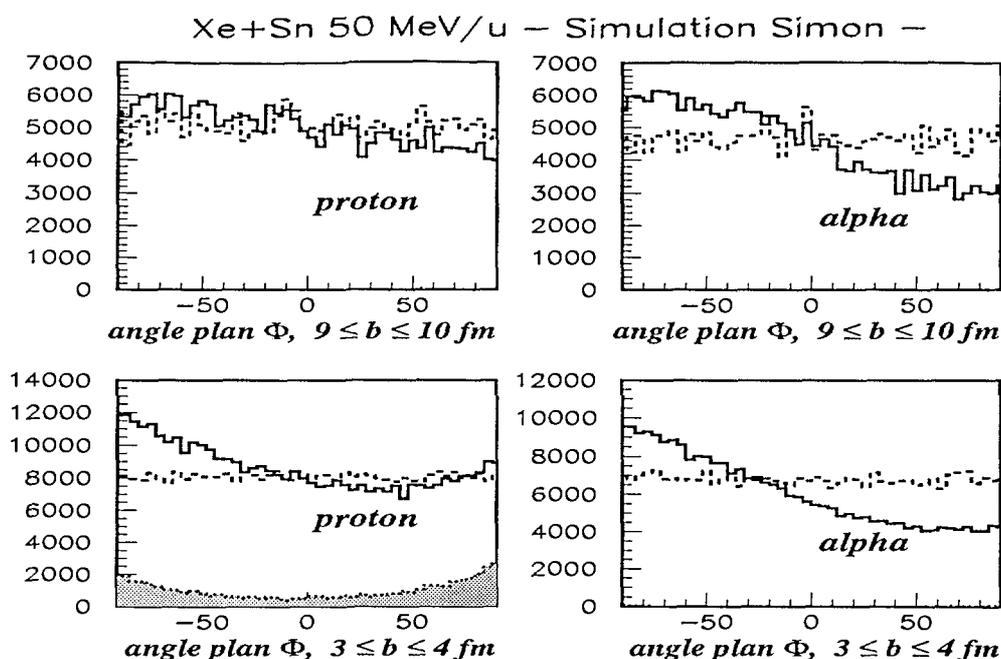


Figure V.6: Distributions angulaires simulées de l'angle dans le plan  $\phi$  des particules légères (proton et  $\alpha$ ) dans l'hémisphère avant du quasi-projectile pour des collisions périphériques et semi-centrales. Elle sont tracées dans le repère du QP reconstruit par notre méthode (ligne pleine), et comparées à celles obtenues lorsque l'origine des particules est connue (pointillés). Les distributions angulaires des particules émises par la QC, mais associées au QP, sont représentées par la zone hachurée.

la quasi-cible, observées dans les distributions angulaires par rapport à l'axe de recul (cf chapitre IV), se retrouve dans les distributions angulaires dans le plan de réaction des particules émises par le quasi-projectile. Elle est clairement observable dans le cas des protons sur la figure V.6 par une distribution grisée.

Nous avons reconstruit aussi les distributions angulaires des particules pour les événements simulés filtrés. En comparant ces distributions avec celles obtenues sans le filtre du dispositif expérimental (figure V.7), nous avons constaté que l'effet dit "droite-gauche" devenait beaucoup plus important dans les collisions périphériques. Ceci est lié, dans la simulation, à la distribution angulaire du noyau primaire centré à petit angle par rapport à la direction du faisceau. Pour observer le quasi-projectile, il faut qu'il soit défléchi. La conservation d'impulsion favorise la localisation des particules de l'autre côté du plus gros fragment par rapport à la direction initiale du noyau primaire ou de l'autre côté du faisceau (ces deux directions sont très proches).

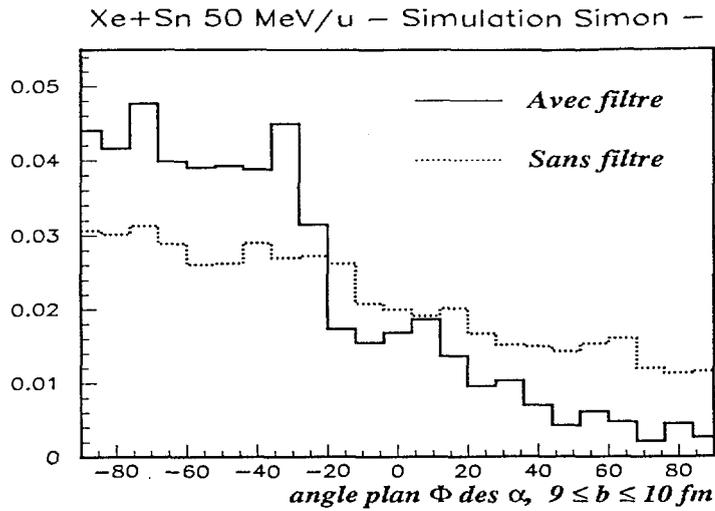


Figure V.7: Distributions angulaires simulées de l'angle dans le plan  $\phi$  des particules  $\alpha$  dans l'hémisphère avant du QP pour des collisions périphériques. Ces distributions sont normalisées de telle façon que leurs intégrales valent 1.

## C.2 Une simulation plus simple.

L'idée de cette simulation est de reproduire les distributions angulaires des particules légères  $W(\theta^*, \phi)$  dans l'hémisphère avant du quasi-projectile en prenant en compte l'effet du dispositif expérimental. Afin de reproduire certaines données expérimentales avec la simulation, nous avons dû effectuer de multiples essais. Il n'était donc pas possible d'utiliser une simulation sophistiquée comme SIMON (trop de temps de calcul).

### C.2.1 Ingrédients.

Cette simulation décrit un noyau qui se désintègre. L'angle du quasi-projectile est échantillonné sur une distribution exponentielle centrée sur 0 (dans le référentiel du laboratoire) par rapport à l'axe du faisceau:  $\exp(-k\theta)$ . Cette hypothèse émane de mesure de distribution angulaire de projectile fragmentant aux énergies intermédiaires [BACRI93], [BLUMENFELD86]. La charge et la vitesse parallèle du quasi-projectile sont échantillonnées sur des distributions gaussiennes pour reproduire celles du résidu d'évaporation.

On suppose que le noyau chaud n'émet qu'un seul type de particule. Cette façon de procéder est un "ersatz" à une simulation complète prenant en compte la chaîne de désexcitation. La multiplicité et l'énergie de ces particules sont tirées sur les distributions expérimentales. La conservation de l'impulsion est assurée à chaque émission. La direction d'émission de la particule est définie par l'angle hors-plan  $\theta^*$ . Elle est tirée aléatoirement sur une gaussienne en  $\cos(\theta^*)$ , d'écart-type  $\sigma$ , conformément à la théorie statistique pour un noyau possédant un moment angulaire aligné (Cf V.1.1). Les données simulées sont ensuite filtrées (filtre géométrique: essentiellement le trou du faisceau). La simulation est répétée jusqu'à

ce que les caractéristiques du résidu détecté (charge, vitesse, angle) soient identiques aux distributions expérimentales.

### C.2.2 Comparaison avec les données sur un exemple.

Nous avons comparé les données issues de la simulation d'un noyau émettant des particules  $\alpha$  avec les données expérimentales des collisions peu violentes ( $E_{\perp} = 50 - 100$  MeV).

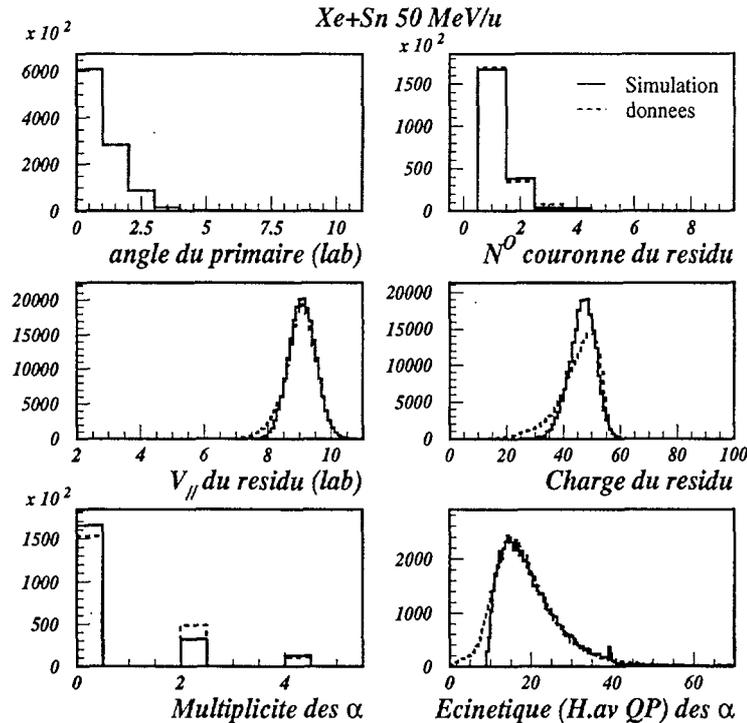


Figure V.8: Confrontation des données (lignes pointillées)  $Xe+Sn$  à  $50$  MeV/u avec une simulation (trait plein) pour les collisions sélectionnées en énergie transverse  $E_{\perp}$  comprise entre  $50$  et  $100$  MeV.

La figure V.8 montre un très bon accord entre la simulation et les données. Il a été possible de reproduire les caractéristiques (charge, masse, angle) du résidu et les distributions angulaires  $W(\theta^*, \phi)$  des particules  $\alpha$  dans l'hémisphère avant du quasi-projectile (figure V.9). Il est également possible de reproduire, dans la figure V.10, les sections efficaces des particules  $\alpha$  simulées et observées dans le plan des vitesses. L'émetteur est toujours ramené dans un quart positif ( $V_x \geq 0$ ) de l'espace des vitesses. Il est clairement observé un excédent de particules de l'autre côté de l'émetteur par rapport à l'axe du faisceau dans l'hémisphère avant du quasi-projectile, que ce soit par la simulation ou les données (figure V.10). Cependant la zone a) dans l'hémisphère arrière du QP des données n'est pas reproduite par la simulation. Cette zone englobe certainement des particules provenant d'une

autre origine que celle du quasi-projectile.

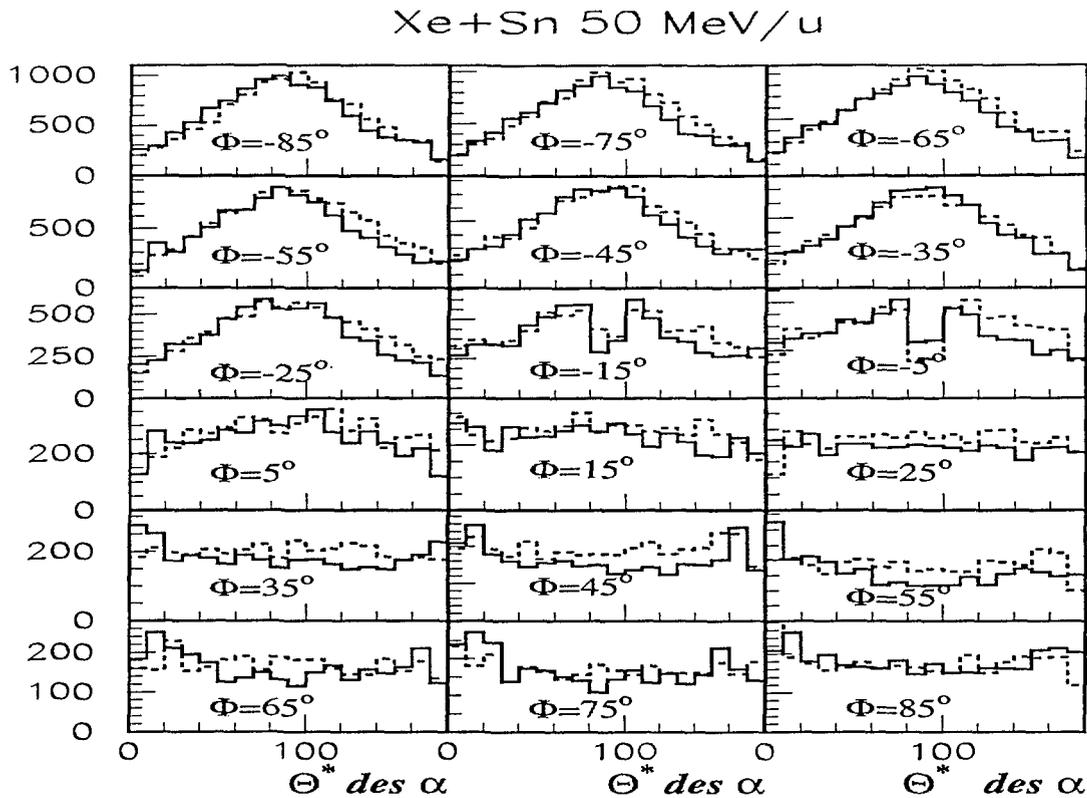


Figure V.9: Distributions angulaires hors-plan  $\theta^*$  pour différentes tranches en angle plan  $\phi$  pour les particules  $\alpha$  dans l'hémisphère avant de la source reconstruite. Ce sont des collisions sélectionnées en énergie transverse  $E_{\perp}$  comprise entre 50 et 100 MeV. Les traits pleins correspondent aux données INDRA, les lignes pointillées représentent la simulation.

Ces résultats montrent que les données sont en accord avec une simulation décrivant un noyau qui se désintègre de façon statistique. Ce résultat n'est pas surprenant car pour ces collisions peu violentes, les particules émises non statistiquement viennent très peu contaminer l'hémisphère avant du quasi-projectile. Cette simulation montre aussi que la déformation des distributions angulaires des particules, est liée au dispositif expérimental et à la distribution angulaire du primaire piquée à très petit angle.

Nous avons réalisé ce travail de comparaison entre la simulation et les données sur les distributions angulaires de chaque type de particule légère et pour quelques tranches en énergies transverses. Bien que reproduisant à chaque fois les caractéristiques du résidu, nous n'avons pas pu reproduire avec notre simulation la quasi-totalité des distributions angulaires de chaque particule au-delà de 150 MeV en énergie transverse (figure V.12).

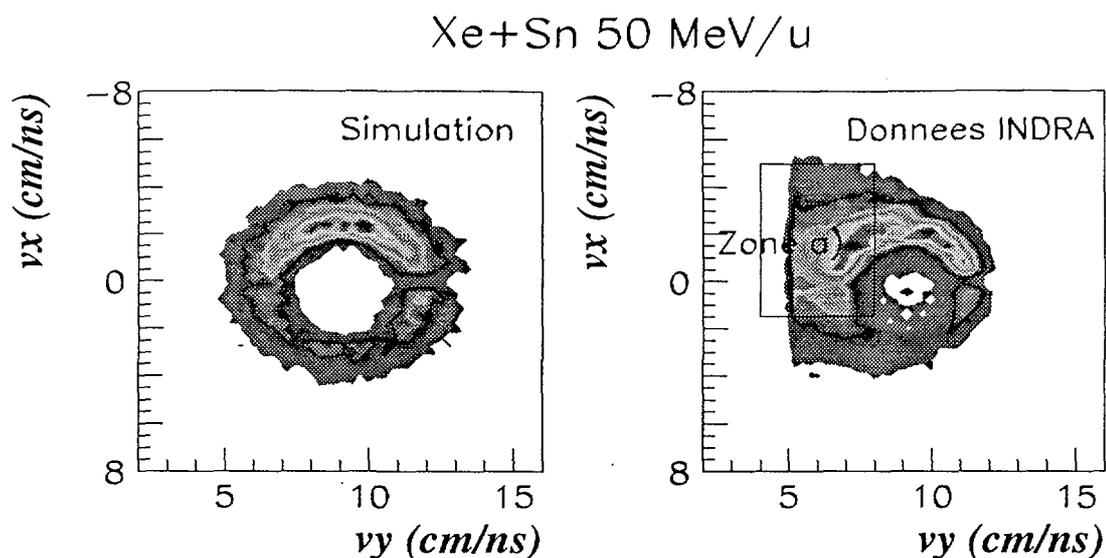


Figure V.10: sections efficaces des particules  $\alpha$  observées dans le plan des vitesses (référentiel du laboratoire) pour les collisions sélectionnées en énergie transverse  $E_{\perp}$  comprise entre 50 et 100 MeV; à gauche la simulation, à droite les données expérimentales.

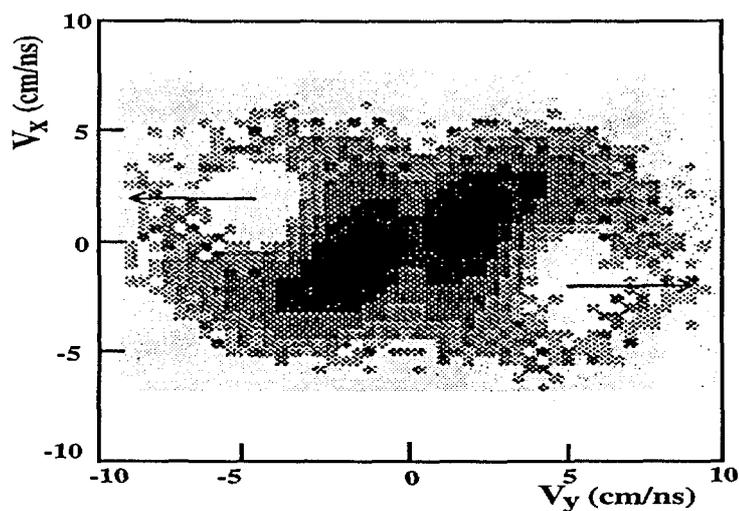


Figure V.11: sections efficaces des protons émis dans des processus directs, et observés dans le plan des vitesses (référentiel du centre de masse). Les vitesses du quasi-projectile et de la quasi-cible sont symbolisées par les flèches.

Nous avons adopté l'hypothèse que des émissions d'origine non statistique pouvaient atteindre l'hémisphère avant du quasi-projectile et venir se focaliser dans une région d'espace

opposée au quasi-projectile. Cette hypothèse émane d'un calcul réalisé avec un modèle phénoménologique (D.Durand). Ce modèle tient compte de l'ensemble des processus directs (collisions élastiques nucléon-nucléon et agrégat-agrégat ainsi que la formation de résonances) et de l'interaction finale des particules avec le champ coulombien des deux partenaires principaux de la collision (Q.P et Q.C) (figure V.11). Une contribution importante de protons s'ajoute aux processus d'évaporation des noyaux chauds. Elle ne contamine qu'un côté de la sphère d'émission de chacune des deux sources. Il est cependant possible d'isoler la composante évaporative du quasi-projectile en ne tenant compte que d'une portion de l'espace autour de la source.

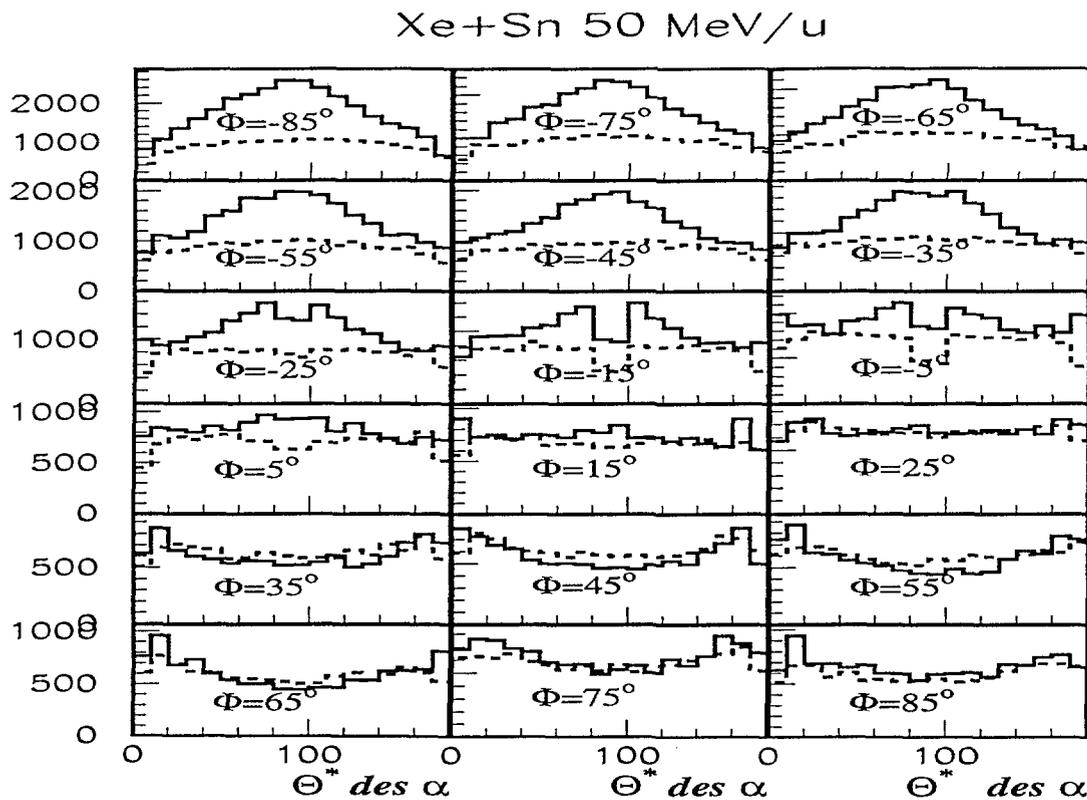


Figure V.12: Distributions angulaires hors-plan pour différentes tranches en angle  $\phi$  dans le plan pour les particules  $\alpha$  dans l'hémisphère avant de la source reconstruite. Ce sont des collisions sélectionnées en énergie transverse  $E_{\perp}$  comprise entre 150 et 200 MeV. Les traits pleins correspondent aux données INDRA, les lignes pointillées représentent notre simulation.

Nous avons donc cherché à reproduire avec notre simulation, les distributions angulaires hors-plan des particules de cette région de l'espace ( $0^{\circ} \leq \phi \leq 90^{\circ}$  pour  $E_{\perp} = 150 - 200 \text{ MeV}$ ). Cependant, pour tenir compte dans notre simulation de la contribution des émissions non statistiques dans l'hémisphère avant du quasi-projectile, nous avons dû diminuer artificiellement le nombre de particules émises par le noyau.

## D Extraction du moment angulaire en fonction de $E_{\perp}$ .

### D.1 A partir des distributions angulaires des particules légères.

Pour estimer le moment angulaire du noyau, nous avons ajusté les distributions angulaires des particules, via la simulation ci-dessus. Nous nous sommes efforcés de rechercher la largeur  $\sigma$  qui reproduit aux mieux les distributions angulaires  $W(\theta^*, \phi)$  des particules, correspondant à la composante évaporative du quasi-projectile. Le critère de qualité adopté pour déterminer le meilleur écart-type de la simulation est donné par la méthode de minimisation du  $\chi^2/N$ . L'évolution des  $\chi^2/N$  est présentée sur la figure V.13 en fonction de la valeur de l'écart-type pour chaque type de particule.

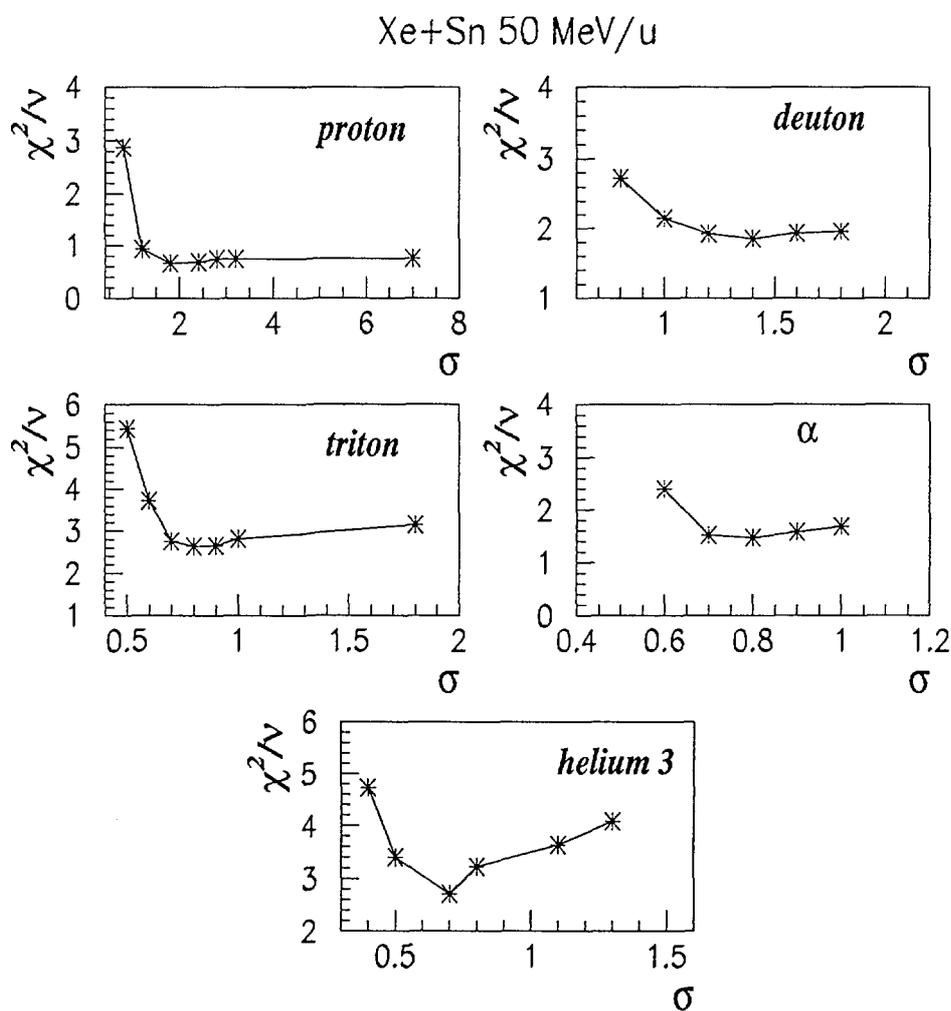


Figure V.13: Evolution des  $\chi^2/N$  associé à chaque particule en fonction de la largeur des distributions angulaires hors-plan  $\sigma$  pour des énergies transverses  $E_{\perp}$  comprise entre 50 et 100 MeV.

Connaissant la largeur des distributions angulaires des particules, il est possible d'évaluer à l'aide de l'équation V.8, le moment angulaire du noyau associé à chaque type de particule. Dans cette équation intervient la quantité  $K_0$  qui dépend du moment d'inertie du noyau résiduel (c'est-à-dire de sa masse) et de sa température. Ces deux grandeurs ne sont que des quantités apparentes dans le sens où elles ne reflètent que des valeurs moyennées sur toute une chaîne de désexcitation. La température apparente du noyau est déduite à partir des distributions en énergie hors-plan des particules dans le repère de l'émetteur. Cette méthode d'extraction de la température sera expliquée un peu plus loin dans ce mémoire. En ce qui concerne la masse du noyau résiduel pour estimer le moment angulaire, nous avons choisi de prendre la masse moyenne entre la masse du projectile incident et la masse du résidu détecté. Les différentes grandeurs utilisées pour la détermination du moment angulaire du noyau, sont consignées dans le tableau V.1.

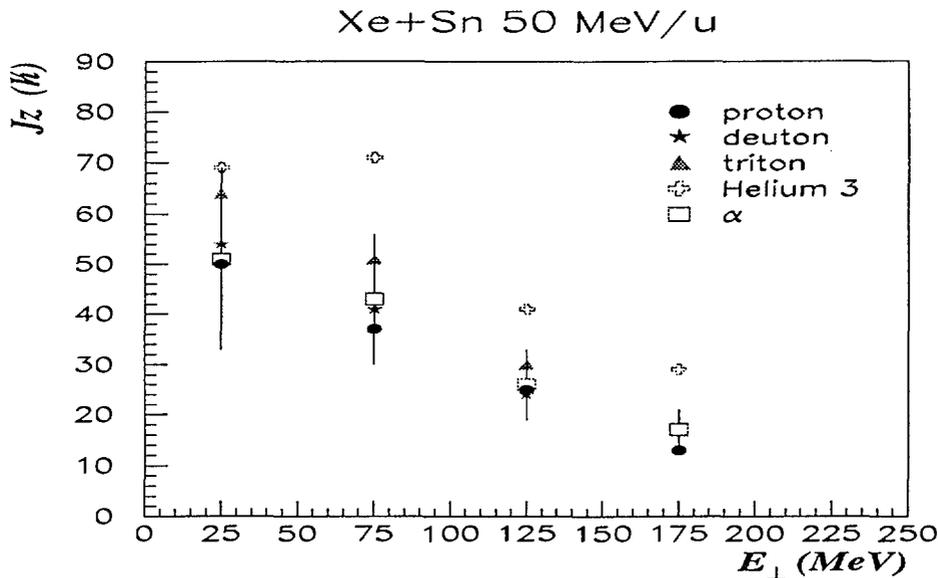


Figure V.14: Evolution des moments angulaires apparents en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$ . Les incertitudes typiques sur la mesure du moment angulaire ont été tracées pour les particules  $\alpha$ .

Pour chaque énergie transverse, nous avons déterminé le moment angulaire apparent associé à chaque type de particule légère. Sur la figure V.14, nous observons une décroissance continue du moment angulaire du noyau lorsque la violence de collision augmente, quelle que soit la particule considérée. Ce résultat est très surprenant car on s'attend à ce que le moment angulaire du noyau augmente, pour ces collisions périphériques, avec le nombre de nucléons échangés entre les deux partenaires de la réaction. Les valeurs de moment angulaire atteignent  $60 \hbar$  pour les collisions les plus périphériques et décroissent rapidement jusqu'à  $10 \hbar$  pour des énergies transverses de 200 MeV. Cette décroissance du moment angulaire en fonction de l'énergie transverse a déjà été observée sur ce même système, dans une étude à partir des distributions angulaires des fragments de fission du

$E_{\perp}$ (MeV)		0-50	50-100	100-150	150-200
T (MeV)	p	3.2	3.8	4.1	4.7
	d	4.4	4.9	5.2	6.2
	t	3.7	4.3	5.3	6.1
	${}^3He$	5.8	6.5	8.	8.6
	$\alpha$	3.8	4.8	5.7	6.1
$\sigma$	p	1.45	1.95	2.6	5.
	d	1.05	1.35	2.	-
	t	0.65	0.8	1.3	-
	${}^3He$	0.75	0.7	1.15	1.6
	$\alpha$	0.7	0.85	1.3	2.
Masse du résidu		126.	109.	85.	77.
$J_z$ ( $\hbar$ )	p	50+/-16	37+/-11	25+/-7	13+/-4
	d	54+/-16	41+/-11	24+/-6	-
	t	64+/-23	51+/-16	30+/-8	-
	${}^3He$	69+/-21	71+/-21	41+/-11	29+/-7
	$\alpha$	51+/-18	43+/-13	26+/-7	17+/-4

Table V.1: valeurs de la température T en MeV, de la largeur des distributions angulaires  $\sigma$ , et du moment angulaire apparent, obtenues pour les différents types de particules.

quasi-projectile [LOPEZ96].

Les plus grandes valeurs du moment angulaire sont obtenues avec les  ${}^3He$ , les plus basses avec les protons. Ce qui signifie qu'en moyenne, les  ${}^3He$  ont été émis par un noyau possédant un moment angulaire plus important que celui du noyau émettant les protons. Ces résultats montrent ainsi que les  ${}^3He$  sont émis par le noyau, en moyenne, avant les protons. Un tel raisonnement ne peut pas s'appliquer à toutes les particules émises par le noyau. Seuls les tritons et les  ${}^3He$  conduisent à de grandes valeurs de moments angulaires (figure V.14), celles obtenues avec les autres particules (p, d,  $\alpha$ ) sont approximativement les mêmes. Les incertitudes de mesure sont trop élevées pour en déduire une hiérarchie d'émission des particules légères au cours de la désexcitation du noyau.

## D.2 Incertitudes de mesure.

Les incertitudes sur la détermination du moment angulaire ont diverses origines: la largeur des distributions angulaires des particules  $\sigma$ , la température, la masse du noyau résiduel, le paramètre de rayon  $r_0$ . En tout premier lieu, la reconstruction du plan de réaction n'est bien sur pas parfaite: Compte-tenu des seuils d'INDRA, la quasi-cible n'est pas détectée dans les collisions les plus périphériques (Cf III A.1), Il n'est donc pas possible de tester la cohérence de la reconstruction du plan de réaction (Q.P-faisceau) avec

le vecteur quasi-cible et le faisceau. De plus, l'incertitude sur la reconstruction du plan de réaction est grande du fait de la faible résolution azimuthale d'INDRA (voir Tableau I.1). La qualité de la reconstruction du plan de réaction influe sur les distributions angulaires des particules, et en particulier sur les mesures des largeurs des distributions angulaires. Nous avons attribué à la mesure de cette largeur, une incertitude de 0.05. Pour ce qui est de la détermination de la température, nous l'avons extraite à 1 MeV près. Le multidétecteur INDRA ne mesurant pas la masse des fragments lourds, leurs valeurs sont souvent déduites soit de la vallée de stabilité des noyaux, soit par conservation du degré d'isospin du projectile. L'incertitude associée à ces masses est de l'ordre de 10. Enfin, une source d'erreur qui intervient souvent dans de nombreux calculs, est le paramètre de rayon  $r_0$ . Sa valeur est déduite de la mesure de la section efficace totale de réaction, elle varie entre 1.18 et 1.3 fm. Nous avons fixé la valeur du paramètre de rayon  $r_0$  à  $1.22 \pm 0.04$  fm.

En tenant compte de ces incertitudes de mesure, nous avons déterminé une erreur relative de 25% à 30 % sur la mesure du moment angulaire.

### D.3 A partir des énergies cinétiques des LCP

Une autre manière de mettre en évidence des effets de rotation est d'étudier l'énergie cinétique moyenne d'une particule en fonction de son angle hors-plan. L'expression de l'énergie cinétique moyenne d'une particule émise par un noyau en rotation se déduit de la théorie statistique de Weisskopf [WEISSKOPF37]. En supposant le noyau sphérique, il est possible de dériver l'énergie cinétique moyenne d'une particule en fonction de sa direction d'émission [AJITANAND86]. Cette direction est donnée par l'angle hors-plan  $\theta^*$ .

$$\langle E \rangle_{\theta^*} = B + T + T \times \left[ \frac{I}{I + \mu \times R^2} \right] \left( 1 + \frac{\sin^2(\theta^*)}{2 \times \sigma^2} \right) \quad (\text{V.10})$$

Soit, si on considère les particules légères ( $I \gg \mu R^2$ )

$$\langle E \rangle_{\theta^*} \simeq B + 2T + \frac{T \times \sin^2(\theta^*)}{2 \times \sigma^2} \quad (\text{V.11})$$

Les particules émises par un noyau en rotation bénéficient d'un supplément de vitesse égal à la vitesse de surface du noyau. Sans rotation, l'énergie cinétique moyenne de la particule ne montre aucune évolution en fonction de l'angle hors-plan  $\theta^*$ , C'est la somme de la contribution thermique et coulombienne du noyau. En présence de rotation, une déformation du spectre d'énergie cinétique dans le repère de son émetteur se manifeste en fonction de l'angle hors-plan de la particule.

Nous avons tracé les distributions en énergie cinétique, dans le repère de l'émetteur, des particules légères émises dans le plan de réaction ( $|\cos(\theta^*)| \leq 0.2$ ) et hors-plan ( $|\cos(\theta^*)| \geq 0.8$ ) (figure V.15). Ces distributions sont construites dans l'hémisphère avant de l'émetteur. L'évolution de la valeur moyenne de l'énergie cinétique des particules en fonction de l'angle  $\theta^*$  est aussi représentée sur cette figure. On observe des distributions anisotropes

pour toutes les particules légères. Cependant, la variation ne représente qu'une faible proportion (de l'ordre de 10%) de l'énergie cinétique totale de la particule. La comparaison des distributions en énergie cinétique dans le plan et hors-plan montre des pentes différentes. Afin de déconvoluer les effets de rotation des effets thermiques, nous extrayons les valeurs des pentes des spectres d'énergie cinétique hors-plan, assimilées à des températures pour la suite de notre étude. Les écarts de températures obtenues à partir des distributions en énergie cinétique dans le plan et hors-plan n'excèdent pas un MeV.

Pour déduire l'énergie cinétique moyenne emportée par la particule sous forme de rotation, il suffit de faire la différence des énergies cinétiques moyennes plan ( $\theta^* = 90^*$ ) et hors-plan ( $\theta^* = 0^*$ ) pour chaque particule.

$$\delta \langle E \rangle \simeq \mu \times R^2 \times \frac{\hbar^2 \times J^2}{2 \times I^2} \quad (\text{V.12})$$

Par conséquent, connaissant l'énergie cinétique emportée par la particule sous forme de rotation et la masse du noyau résiduel, il est possible de déterminer le moment angulaire apparent vu par la particule au moment de son évaporation.

$$J \simeq \frac{I}{\hbar} \times \sqrt{\frac{2 \times \delta \langle E \rangle}{\mu \times R^2}} \quad (\text{V.13})$$

Il est intéressant de signaler que cette méthode détermine le moment angulaire du noyau sans qu'il soit nécessaire de connaître la température, contrairement à la méthode précédente.

Nous avons mesuré l'énergie cinétique emportée par chaque particule légère pour différentes énergies transverses  $E_{\perp}$ .

$E_{\perp}$ (MeV)		0-50	50-100	100-150	150-200
$\delta E$ (MeV)	p	2.12	1.54	1.27	0.89
	d	3.72	3.	2.63	2.21
	t	4.79	4.06	2.83	2.48
	${}^3\text{He}$	5.8	5.42	4.95	3.58
	$\alpha$	3.58	3.45	3.56	3.57
$J_z$ ( $\hbar$ )	p	83+/-31	64+/-29	50+/-27	40+/-28
	d	74+/-20	61+/-19	49+/-17	42.+/-16
	t	67+/-16	56+/-15	40+/-14	36+/-13
	${}^3\text{He}$	74+/-16	64+/-15	53+/-14	42+/-13
	$\alpha$	49+/-13	43+/-12	38+/-11	36+/-11

TAB. V.2 - *Energie cinétique emportée par la particule sous forme de rotation en MeV, valeurs des moments angulaires du noyau obtenues à partir des différents types de particules.*

Nous avons déterminé le moment angulaire apparent du noyau en prenant la même hypothèse de masse du noyau résiduel que pour la détermination de la quantité  $K_0$  (figure

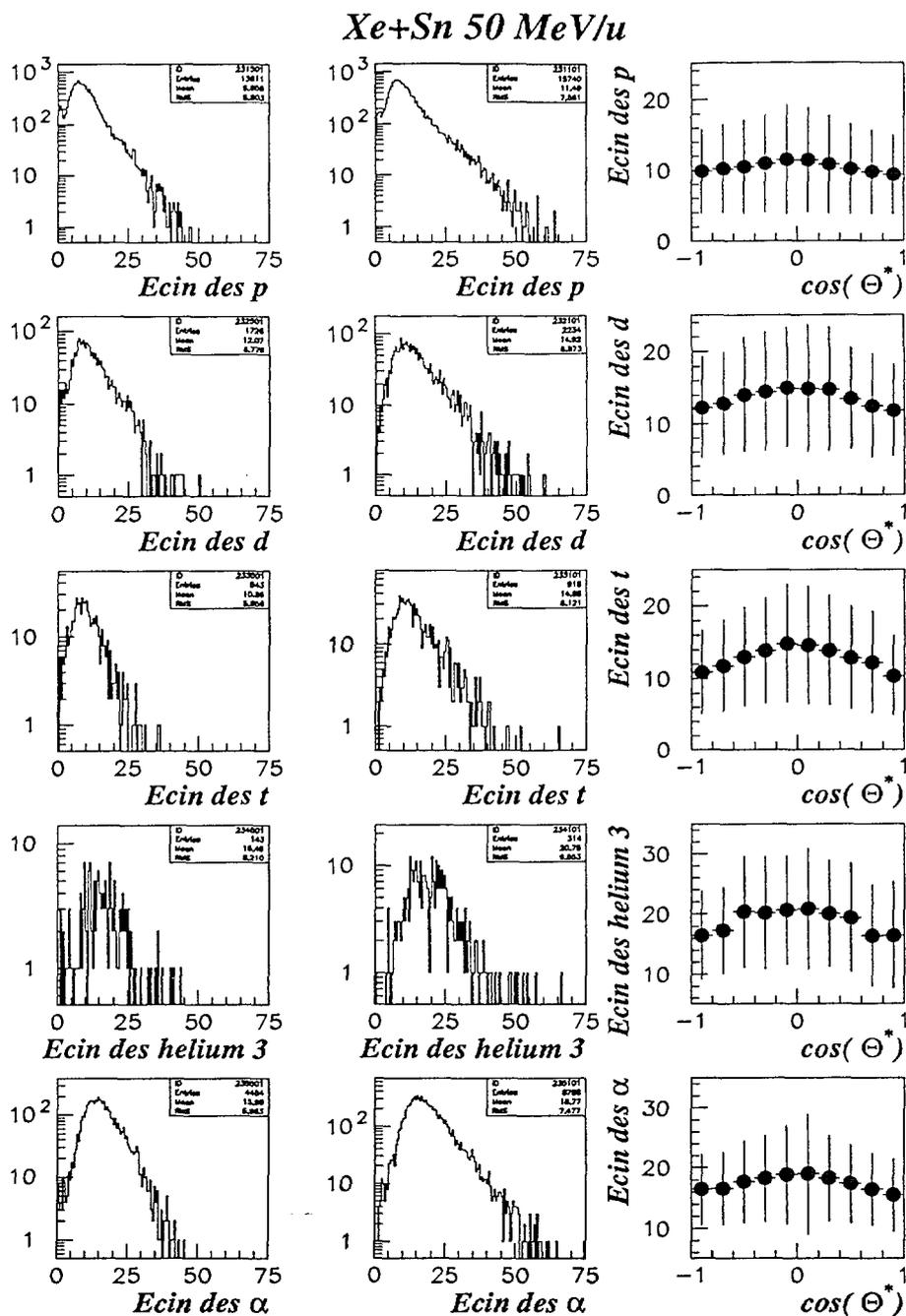


Figure V.15: Distributions en énergie cinétique des particules légères émises dans le plan (colonne centrale) et hors-plan (colonne de gauche) pour des collisions périphériques. L'évolution de la valeur moyenne de l'énergie cinétique de la particule en fonction de l'angle hors-plan sur la colonne de droite. Ces collisions sont sélectionnées en énergie transverse comprise entre 0 et 50 MeV.

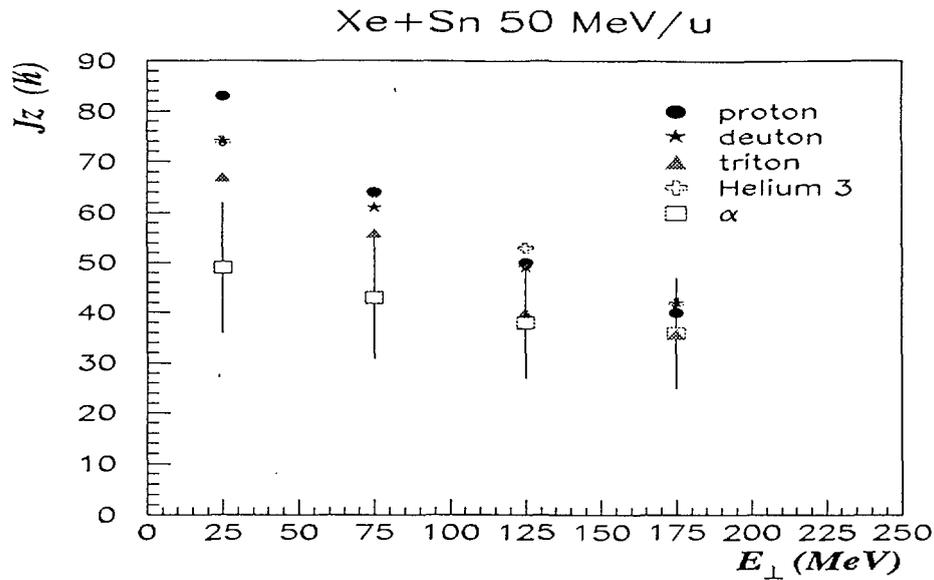


Figure V.16: *Evolution des moments angulaires apparents en fonction de l'énergie transverse  $E_{\perp}$ . Les incertitudes typiques sur la mesure du moment angulaire ont été tracées pour les particules  $\alpha$ .*

V.16). Les grandeurs utilisées pour la détermination du moment angulaire du noyau sont consignées dans le tableau V.2.

Nous avons constaté que les valeurs extraites du moment angulaire avec cette méthode, sont du même ordre de grandeur que celles obtenues à partir des anisotropies des distributions angulaires des particules. Ces valeurs décroissent en fonction de l'énergie transverse, quel que soit le type de particule. On peut observer aussi que de plus grands moments angulaires ont été déterminés à partir des distributions en énergie des protons, et des deutons. Pour les plus grandes énergies transverses, cette méthode conduit systématiquement à de plus grands moments angulaires que ceux déterminés avec les distributions angulaires des particules. En réalité, en incluant toutes les particules localisées dans l'hémisphère avant du quasi-projectile pour reconstruire les spectres d'énergie cinétique, on intègre probablement une contribution de particules provenant de la région de mi-rapacité. Ces particules sont émises de façon privilégière dans le plan de réaction avec des énergies cinétiques importantes, et favorisent ainsi la détermination de plus grands moments angulaires. Lorsque l'on intègre seulement les particules situées dans le domaine en angle dans le plan  $\phi$  entre  $0^{\circ}$  et  $90^{\circ}$  degrés, les valeurs de moments angulaires sont moins élevées que précédemment. Par exemple, les moments angulaires obtenus avec les distributions en énergie cinétique des particules  $\alpha$  peuvent être réduits d'un facteur 1.7 pour des énergies transverses comprises entre 150 et 200 MeV.

## E Extraction du moment angulaire en fonction de la charge du résidu.

Cette étude a pour objectif de déterminer l'évolution du moment angulaire du quasi-projectile en fonction de la charge du résidu ( $Z_{\max}$ ). Cette variable globale nous informe qualitativement sur l'énergie déposée dans le noyau au cours de la collision. Elle permettra de vérifier qu'aucune auto-corrélation ne biaise l'interprétation des résultats sur le moment angulaire, dans l'analyse en énergie transverse totale des particules légères.

Le moment angulaire du noyau sera obtenu à partir de la mesure des largeurs des distributions angulaires hors-plan des particules évaporées, toutes intégrées en angle dans le plan dans l'hémisphère avant du quasi-projectile. Cette analyse sera réalisée seulement pour de faibles énergies transverses ( $E_{\perp} \leq 150$  MeV). En effet, nous avons montré que pour des énergies transverses plus grandes, une simulation décrivant la désexcitation d'un noyau à l'équilibre thermodynamique, ne pouvait reproduire la totalité des distributions angulaires  $W(\theta^*, \phi)$  des particules de l'hémisphère avant du quasi-projectile. Dans cette situation, il n'est donc pas possible d'extraire une information sur la partie alignée du moment angulaire du noyau à partir des distributions angulaires des particules  $W(\theta^*)$  intégrées sur tout l'hémisphère avant du quasi-projectile.

### E.1 Distribution angulaire hors-plan de réaction.

#### E.1.1 Système Xe+Sn à 50 MeV/u.

Sur la figure V.17, nous montrons l'évolution des distributions angulaires hors-plan  $\theta^*$  des particules  $\alpha$  et protons en fonction du  $Z_{\max}$ . Ces distributions angulaires présentent des anisotropies avec un maximum au voisinage du plan de réaction. Les particules sont donc émises préférentiellement dans le plan de réaction comme il est attendu si le noyau possède un moment angulaire perpendiculaire au plan de réaction. Les anisotropies de ces distributions diminuent lorsque la charge du résidu décroît. Il semble que le moment angulaire du noyau décroît pour des énergies déposées dans le noyau de plus en plus grande. La diminution vers  $\theta^* = 90^\circ$  englobe le domaine qui n'est pas couvert par le dispositif INDRA (absence de détecteur entre  $0^\circ$  et  $2^\circ$  dans le référentiel du laboratoire).

L'anisotropie des distributions angulaires des particules augmente avec la charge de la particule émise. Plus la particule est lourde, plus l'anisotropie est grande. Les largeurs de ces distributions ne sont donc pas les mêmes, et peuvent donc conduire à des valeurs extraites de moments angulaires différentes. En ce qui concerne les distributions angulaires des autres particules légères, deutons, tritons et  $^3\text{He}$ , un manque évident de statistique ne permet pas de conclure (statistique insuffisante même en utilisant la totalité des runs en Xe+Sn à 50 MeV/u enregistrés pendant l'expérience) et de poursuivre leur étude.

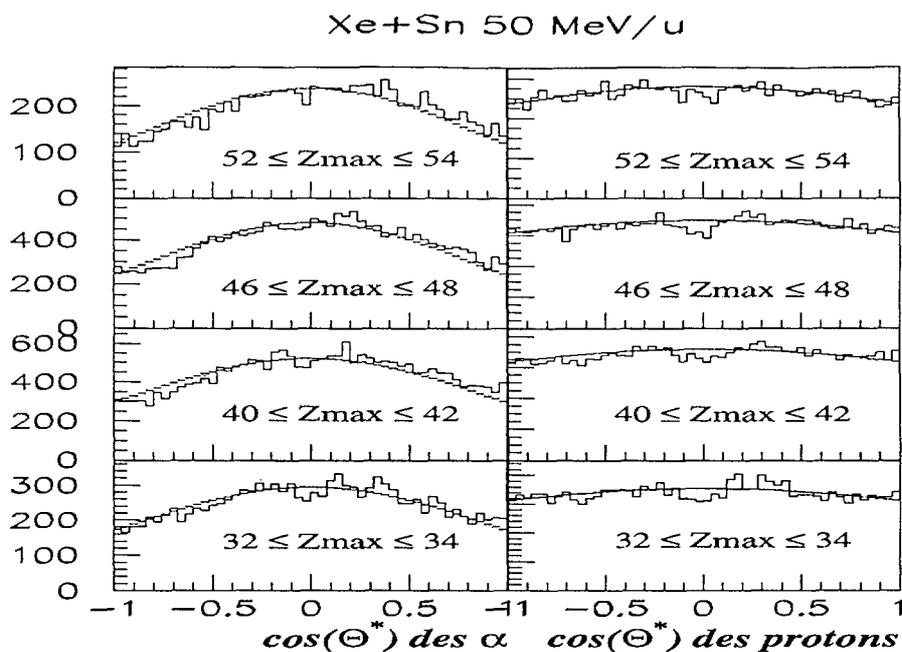


Figure V.17: Evolution des distributions angulaires hors-plan  $\theta^*$  des particules  $\alpha$  et protons en fonction du  $Z_{\max}$  pour des collisions périphériques ( $E_{\perp} \leq 150$  MeV). La ligne pleine représente la fonction ajustée pour déterminer les largeurs des distributions angulaires.

### E.1.2 Validation de la reconstruction des distributions angulaires hors-plan.

Nous avons reconstruit les distributions angulaires de particules pour les événements générés par SIMON, en suivant le même protocole que pour les données expérimentales. Ces distributions ont été comparées à celles reconstruites en connaissant la provenance des particules, dans le cadre d'une détection parfaite. Nous présentons ces comparaisons pour les distributions en angle hors-plan sur la figure V.18.

Cette comparaison montre que nous sommes capables de reconstruire correctement les distributions angulaires hors-plan des particules pour les collisions les plus périphériques. Les anisotropies observées dans les distributions angulaires reflètent un moment angulaire de  $40 \hbar$  fixé dans la simulation. Cette anisotropie est plus faible pour les protons.

Aux paramètres d'impact plus petits, les distributions angulaires sont contaminées par les particules émises par la quasi-cible (et réciproquement). Cet effet est clairement illustré sur les distributions angulaires des protons. Il devient alors très difficile d'extraire des informations sur le moment angulaire à partir de ces distributions angulaires. Le manque de particules  $\alpha$  dans l'hémisphère avant du quasi-projectile est lié à une mauvaise reconstruction de la source, événement par événement. Cet effet a déjà été observé dans les distributions angulaires des particules par rapport à la direction de recul du noyau (Chapitre IV.A2).

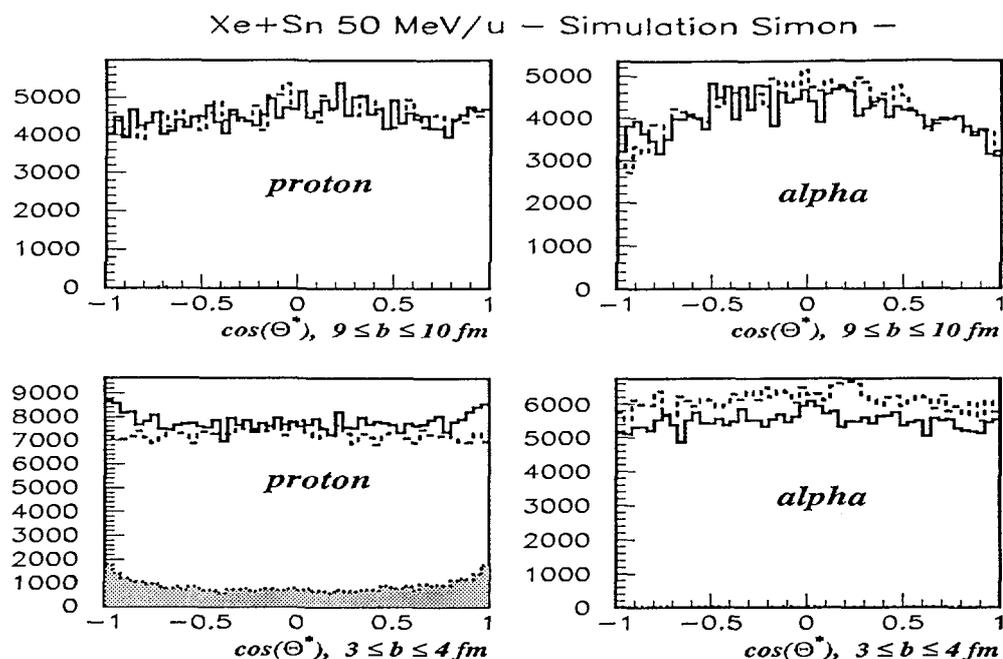


Figure V.18: Distributions angulaires hors-plan simulées des particules légères (protons et  $\alpha$ ) dans l'hémisphère avant du quasi-projectile pour des collisions périphériques et semi-centrales. Elles sont tracées dans le repère du QP reconstruit par notre méthode (ligne pleine), et comparées à celles obtenues lorsque l'origine des particules est connue (ligne pointillée). Les distributions angulaires de particules émises par la QC, mais associées au QP, sont représentées par la zone en grisé.

### E.1.3 Evolution en fonction de l'énergie incidente.

Afin de réaliser cette étude comparative à différentes énergies incidentes, une sélection en énergie transverse normalisée à l'énergie disponible dans le centre de masse a été adoptée [BOCAGE98]. Ainsi, pour sélectionner des événements sur une même gamme de violence relative, la coupure en énergie transverse imposée à 150 MeV à 50 MeV/u d'énergie incidente pour les études précédentes, est équivalente à 117 MeV à 39 MeV/u et à 75 MeV à 25 MeV/u.

Nous avons représenté l'évolution des distributions angulaires hors-plan des particules (protons et  $\alpha$ ) en fonction de la charge du résidu pour différentes énergies incidentes 25, 39 et 50 MeV/u. Sur la figure V.19, la forme des distributions angulaires des particules, pour une même sélection en  $Z_{\max}$ , varie faiblement avec l'énergie incidente. Cependant, l'anisotropie des distributions angulaires semble plus importante à 25 MeV/u qu'aux autres énergies incidentes. Nous avons ajusté la fonctionnelle de l'équation V.9 aux distributions angulaires hors-plan des protons et  $\alpha$ . Cet ajustement permet de déterminer pour différentes énergies incidentes, les largeurs des distributions angulaires en fonction du  $Z_{\max}$  (figure V.20).

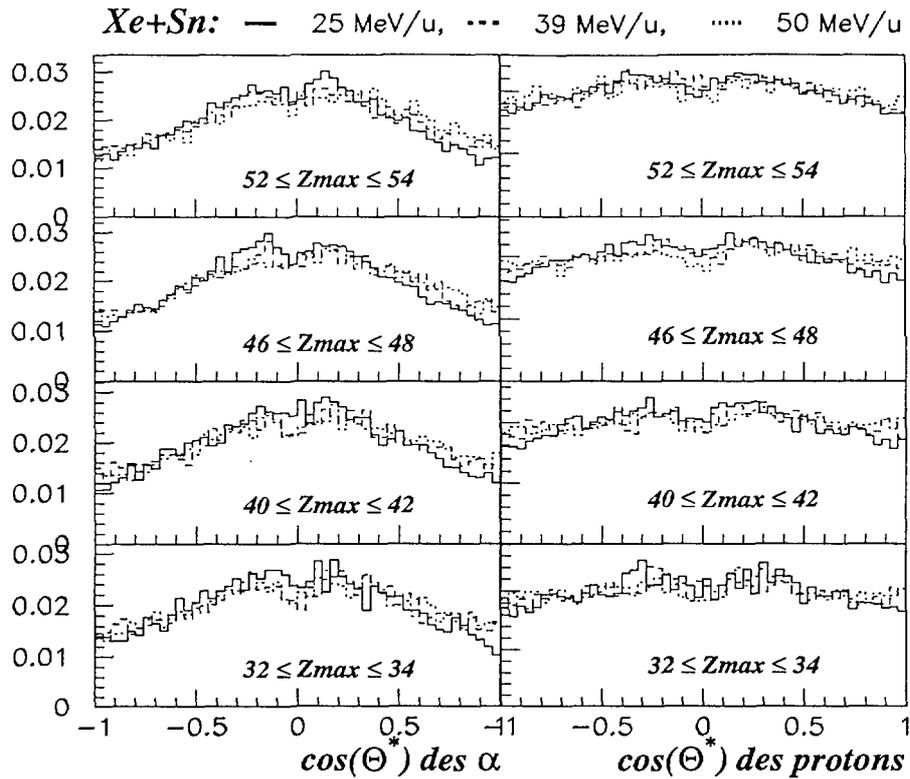


Figure V.19: Evolution des distributions angulaires hors-plan des particules  $\alpha$  et des protons en fonction du  $Z_{max}$  à différentes énergies incidentes pour des collisions périphériques.

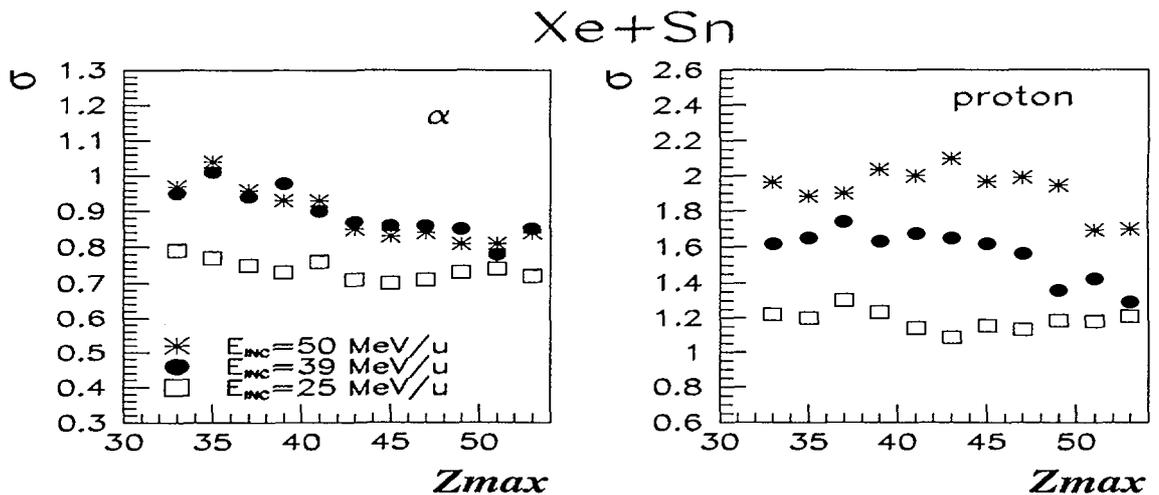


Figure V.20: Evolution des largeurs des distributions angulaires  $W(\theta^*)$  en fonction de la charge du résidu ( $Z_{max}$ ) à différentes énergies.

Les largeurs des distributions évoluent faiblement avec la charge du plus gros fragment quelle que soit l'énergie incidente. Pour une même sélection en  $Z_{max}$ , l'anisotropie des distributions est d'autant plus importante que l'énergie incidente est faible. Pour les particules  $\alpha$ , aucune variation d'anisotropie n'est observée entre 39 et 50 MeV/u d'énergie incidente.

## E.2 Distribution en énergie cinétique des particules émises hors-plan de réaction.

### E.2.1 Système Xe+Sn à 50 MeV/u.

Pour déterminer le moment angulaire du noyau, il est nécessaire de connaître sa température. Cette température est obtenue à partir de la pente des distributions en énergie cinétique des particules émises hors-plan dans le repère de l'émetteur.

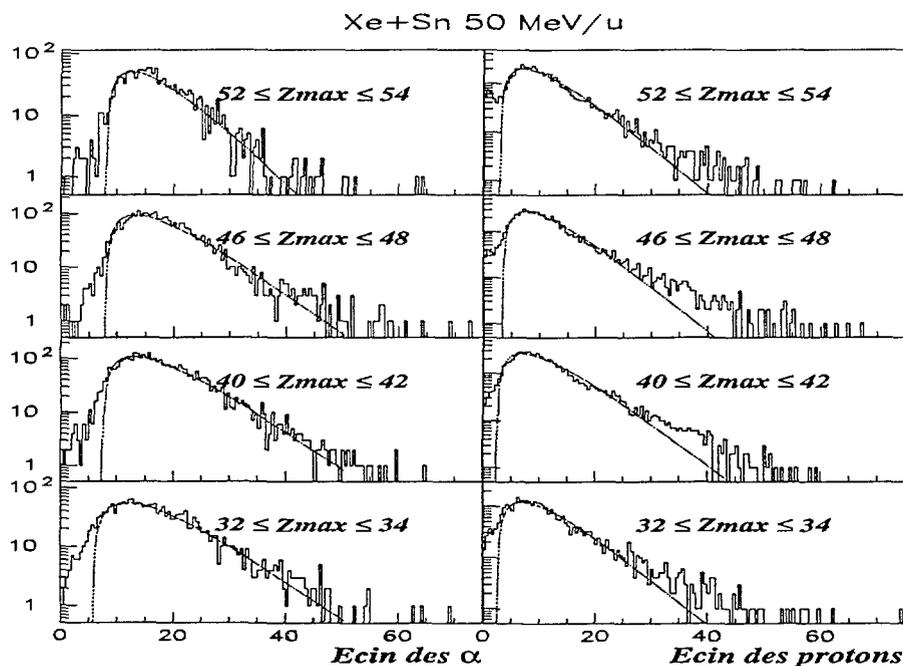


Figure V.21: Evolution des distributions en énergie cinétique des particules émises hors-plan ( $\alpha$ , protons) en fonction du  $Z_{max}$  pour des collisions périphériques. La ligne pleine représente la Maxwellienne ajustée pour déterminer les pentes des spectres.

Sur la figure V.21, sont tracées les distributions en énergie cinétique des protons et  $\alpha$  en fonction de la charge du résidu. Ces spectres en énergie sont calculés dans l'hémisphère avant du quasi-projectile.

On peut constater une évolution croissante de la pente des spectres en énergie lorsque la charge du  $Z_{max}$  décroît. Ceci indique que la diminution de charge du résidu est liée à une énergie déposée dans le noyau de plus en plus grande.

En ce qui concerne les distributions en énergie des protons, une légère traîne à haute

énergie est observée. Elle peut refléter l'existence de particules dites de "prééquilibre" émises pendant les premiers instants de la collision nucléaire [RUDOLF93]. La retombée des distributions aux basses énergies est liée à la diminution de la barrière coulombienne entre l'émetteur et la particule au cours de la chaîne de désexcitation.

### E.2.2 Evolution en fonction de l'énergie incidente.

Nous avons représenté l'évolution des distributions en énergie hors-plan des particules (protons et  $\alpha$ ) en fonction de la charge du résidu pour différentes énergies incidentes 25, 39 et 50 MeV/u (figure V.22).

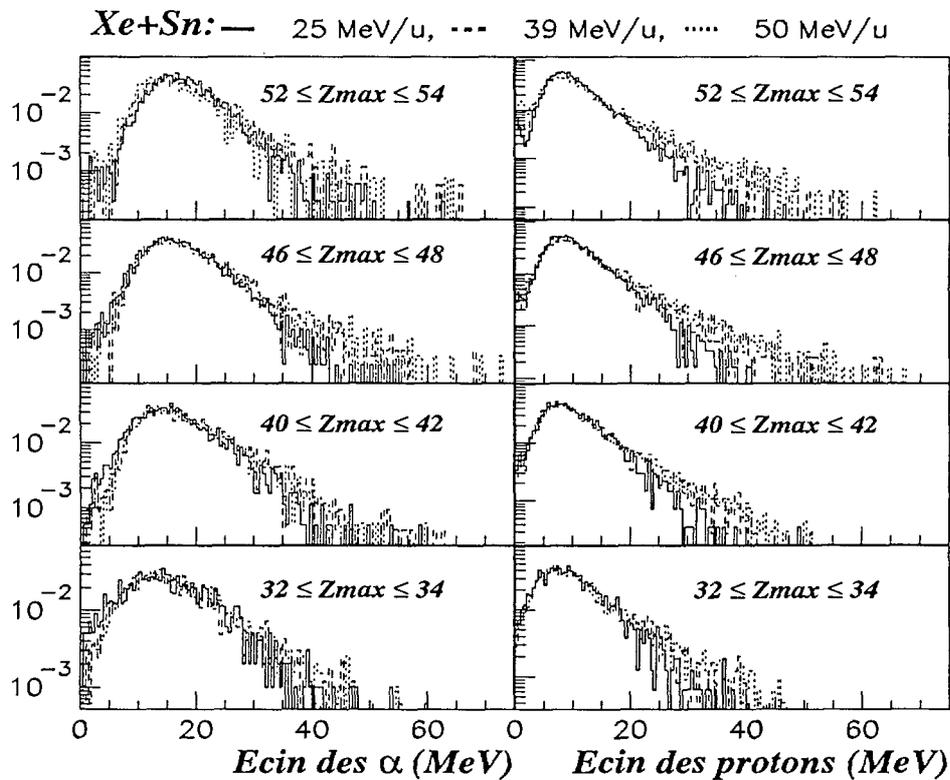


Figure V.22: Evolution des distributions en énergie hors-plan des particules  $\alpha$  et protons en fonction du  $Z_{max}$  à différentes énergies incidentes pour des collisions périphériques.

Chaque distribution a été ajustée par une distribution maxwellienne en énergie pour extraire la température apparente du noyau. Sur la figure V.23, est reportée l'évolution des températures apparentes en fonction du  $Z_{max}$  à différentes énergies incidentes.

Ces températures croissent lorsque la charge du plus gros fragment diminue. Elles augmentent ainsi en fonction de l'énergie déposée dans le noyau. Cependant, ces températures restent modérées, elles ne dépassent pas 6 MeV. En effet, la sélection en énergie transverse élimine les collisions les plus centrales où de grands dépôts en énergie d'excitation sont attendus dans les noyaux.

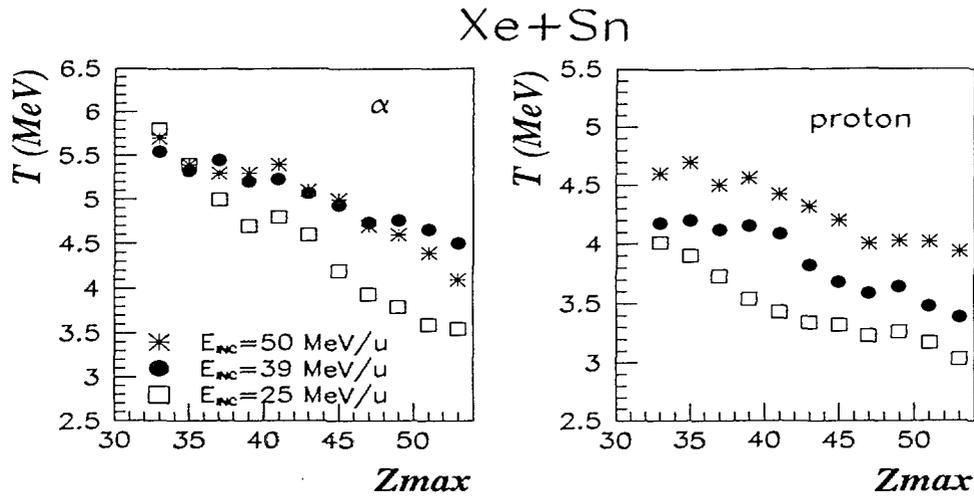


Figure V.23: Evolution des températures apparentes  $T$  en fonction de la charge du résidu ( $Z_{max}$ ) à différentes énergies incidentes.

### E.3 Evolution du moment angulaire $J_z$ en fonction de la charge du résidu.

Connaissant les largeurs des distributions angulaires associées à chaque particule et la température du noyau, nous avons déterminé la partie alignée du moment angulaire du noyau en fonction de la charge du résidu.

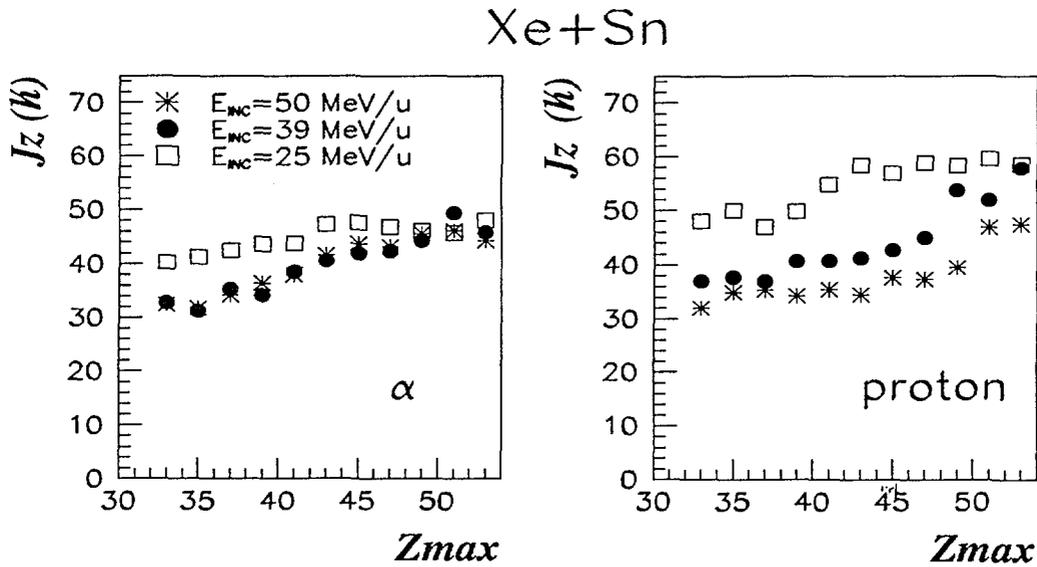


Figure V.24: Evolution de la partie alignée du moment angulaire du noyau en fonction de la charge du résidu ( $Z_{max}$ ) à différentes énergies incidentes.

Sur la figure V.24, est représentée l'évolution de la partie alignée du moment angulaire

du noyau en fonction de la charge du résidu ( $Z_{\max}$ ) à différentes énergies incidentes.

Ces valeurs de moments angulaires décroissent légèrement (de  $55 \hbar$  à  $30 \hbar$ ) avec  $Z_{\max}$ , quelle que soit l'énergie incidente. Elles sont très peu différentes quelle que soit la particule considérée, excepté à  $25 \text{ MeV/u}$  d'énergie incidente où de plus grands moments angulaires ont été déterminés avec les distributions angulaires des protons qu'avec celles des  $\alpha$ . On peut constater aussi que les transferts de moment angulaire semblent plus importants à  $25 \text{ MeV/u}$  d'énergie incidente qu'aux autres énergies incidentes. Les mesures de moment angulaire effectuées à  $50$  et  $39 \text{ MeV/u}$  d'énergie incidente sont très voisines.

## F Conclusions.

Ce chapitre a été consacré à l'étude du moment angulaire du quasi-projectile dans les collisions périphériques. Le moment angulaire du noyau a été déterminé au moyen d'une comparaison entre les distributions angulaires hors-plan des particules légères dans l'hémisphère avant du quasi-projectile et celles issues d'une simulation. Cette dernière décrit la désintégration statistique d'un noyau. Tout en tenant compte du dispositif expérimental du multidétecteur INDRA, elle s'est efforcée de reproduire certaines observables expérimentales (charge, vitesse et distribution angulaire du résidu, distribution en multiplicité et énergie des particules). Cette simulation a aussi montré, qu'au-delà d'une certaine énergie transverse, il n'est plus possible de reproduire la totalité des distributions angulaires hors-plan des particules à partir uniquement de l'évaporation du quasi-projectile mais qu'il faut envisager une autre origine pour les particules. Néanmoins, nous avons isolé dans ces distributions angulaires la composante évaporative du quasi-projectile. Le moment angulaire a été aussi déterminé à partir des distributions d'énergie cinétique des particules légères. Les résultats sur le moment angulaire sont qualitativement en accord avec ceux de l'autre méthode.

Nous avons montré l'évolution du moment angulaire en fonction de la violence de la collision (sélectionnée en énergie transverse): le moment angulaire décroît pour des énergies transverses de plus en plus grandes (de  $60 \hbar$  à  $10 \hbar$  pour des énergies transverses de  $0$  à  $200 \text{ MeV}$ ). L'étude du moment angulaire associé à chaque type de particule légère n'a pas permis de conclure sur une hiérarchie d'émission des particules au cours de la désexcitation. Les incertitudes de mesure sur le moment angulaire du noyau sont trop élevées.

Nous avons ensuite étudié l'évolution du moment angulaire en fonction de la charge du résidu ( $Z_{\max}$ ) et en fonction de l'énergie incidente pour des collisions peu violentes. Le moment angulaire a été obtenu au moyen des distributions angulaires hors-plan des protons et  $\alpha$ . Ces valeurs de moments angulaires décroissent très légèrement en fonction du  $Z_{\max}$ , quelle que soit l'énergie incidente. Il a été observé des valeurs plus importantes de moments angulaires à  $25 \text{ MeV/u}$  qu'à  $50 \text{ MeV/u}$  d'énergie incidente. Ce résultat est en accord avec ceux obtenus à partir des distributions angulaires des fragments de fission du

quasi-projectile [LOPEZ96].

NEXT PAGE(S)  
left BLANK

## Chapitre VI

# Comparaisons des résultats avec des prédictions de modèles de transport.

Pour comprendre les mécanismes responsables du transfert de moment angulaire, nous avons comparé les données expérimentales à des prédictions théoriques. Les modèles utilisés dans ce chapitre, sont les modèles de transport de nucléons NET [RANDRUP79] et SIMON.

### A Présentation des modèles.

#### A.1 Le modèle NET.

Ce modèle NET (Nucleon Exchange Transport) est basé sur une théorie de transport microscopique de nucléons. Il décrit l'échange stochastique de nucléons individuels entre les deux noyaux (considérés comme deux gaz de Fermi) au cours de la collision. Ces deux noyaux sont reliés pendant l'interaction par un col (de forme cylindrique).

##### A.1.1 Equations du mouvement.

Le mouvement d'un système physique est régi par l'équation de Lagrange-Rayleigh généralisée:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial Q} = - \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{Q}} \quad (\text{VI.1})$$

où  $Q$ ,  $\dot{Q}$  désignent respectivement les coordonnées et les vitesses généralisées du système considéré. Cette équation permet de décrire le mouvement du système quelque soit le type de coordonnées utilisé.

Le lagrangien généralisé du système peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\mu\dot{R}^2 + \frac{1}{2}\mu R\dot{\theta}^2 + \frac{1}{2}I_1\omega_1^2 + \frac{1}{2}I_2\omega_2^2 - V \quad (\text{VI.2})$$

Le premier terme représente l'énergie cinétique associée au mouvement de translation, les trois suivants représentent l'énergie de rotation du système,  $V$  est l'énergie potentielle du système. Ce dernier terme comprend: une partie coulombienne calculée par un modèle classique de la sphère uniformément chargée, une énergie potentielle nucléaire  $V_p$  de proximité. La quantité  $V_p$  peut s'exprimer [RANDRUP82b] par:

$$V_p = 2\pi\gamma(d_{eff} - c) + 4\pi\gamma\bar{R}d_n\Psi_o(d/d_n) * \exp\left(-\frac{c^2}{2\bar{R}d_n}\right) \quad (\text{VI.3})$$

où  $\gamma$  est le coefficient d'énergie superficielle,  $d$  et  $c$  la longueur et le rayon du col cylindrique,  $d_{eff}$  une longueur effective,  $d_n$  ( $\sim 1fm$ ) est la diffusivité de la surface nucléaire,  $\bar{R}$  représente le rayon réduit entre les deux noyaux. La fonction  $\Psi_o(x)$  est un facteur universel de forme de proximité [LÓPEZ90]. Le premier terme représente l'énergie nucléaire induite par la présence du col cylindrique entre les deux noyaux et le second terme la contribution de proximité des deux noyaux en dehors de ce col.

Pour la partie dissipative lors de la collision entre un projectile et une cible, les forces de friction sont dérivées de la fonction de Rayleigh  $\mathcal{F}$  de la forme:

$$\mathcal{F} = \frac{mN}{2}(2\dot{R}^2 + u_{\perp}^2) + \pi cd\rho\bar{v} \times c^2 \exp\left(-\frac{d}{c+d_n}\right) + \frac{\dot{N}^2}{2M_{NN}} + \frac{\dot{Z}^2}{2M_{ZZ}} \quad (\text{VI.4})$$

Le premier terme de cette équation représente la perte d'énergie liée au transfert de nucléons entre les deux noyaux.  $N$  désigne le flux à sens unique des nucléons à travers le col cylindrique, et par effet de proximité en dehors du col,  $\dot{R}$  et  $u_{\perp}$  sont la composante de vitesse relative parallèle et perpendiculaire au rayon vecteur liant le projectile et la cible. Le second terme de l'équation est la perte d'énergie liée au déplacement de la surface du col de matière nucléaire. Les deux derniers termes représentent respectivement les pertes d'énergie associées au changement du nombre de neutrons et protons dans chaque partenaire.  $M_{NN}$  et  $M_{ZZ}$  sont les tenseurs de mobilité utilisés dans le calcul des coefficients de transport. La dissipation du moment angulaire orbital en spins intrinsèques aux fragments, est décrite par la variable  $u_{\perp}$  qui s'exprime sous la forme:

$$u_{\perp}^2 = (R\dot{\theta} - a\omega_1 - b\omega_2)^2 + \frac{mN}{n_o}(\omega_1 - \omega_2)^2 \quad (\text{VI.5})$$

où  $a$  et  $b$  sont les distances des centres respectifs des 2 noyaux au plan de la fenêtre où ont lieu les transferts de nucléons.  $R=a+b$  est la distance relative entre les deux centres

des noyaux et  $n_o$  ( $\sim 0.263/(fm^2 \cdot 10^{-22} s)$ ) est le flux de neutrons dans la matière nucléaire. Cette quantité  $u_{\perp}$  contient non seulement une contribution liée au glissement des noyaux l'un sur l'autre (premier terme) au cours de la réaction, mais aussi une contribution due au mouvement de roulement des noyaux l'un sur l'autre (second terme). Si la friction l'emporte sur le roulement des noyaux, les deux noyaux finissent par se coller et tourner comme un corps rigide (cas du collage). Les moments angulaires des noyaux se répartissent alors en proportion de leurs moments d'inerties:

$$J_{1,2} = L_i \times \frac{I_{1,2}}{I_1 + I_2 + \mu R^2} \quad (\text{VI.6})$$

L'évolution du système en fonction du temps d'interaction est simplement déduite des équations de Hamilton-Jacobi. Ce modèle calcule les valeurs moyennes et les fluctuations associées des variables usuelles: angles, vitesses, charges, masses des deux partenaires de la collision en fonction du temps d'interaction, ainsi que la dissipation en énergie. Les composantes du moment angulaire de chaque noyau sont traitées explicitement. La phase de désexcitation des noyaux chauds formés lors de la collision n'est pas prise en compte dans ce modèle.

### A.1.2 Résultats du modèle.

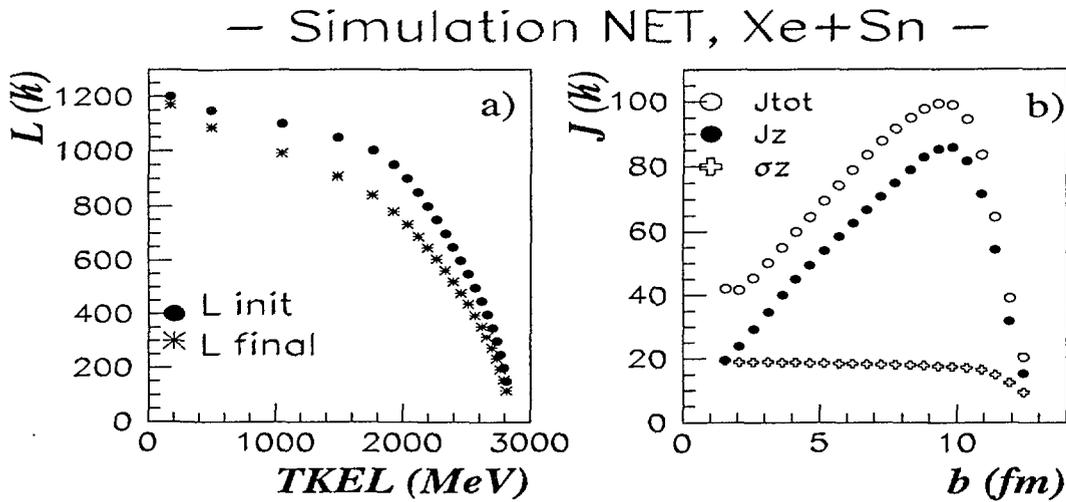


Figure VI.1: a) Evolution du moment angulaire orbital du système, avant et après l'interaction, en fonction de la perte d'énergie cinétique totale des deux partenaires de la réaction, b) évolution du moment angulaire total du quasi-projectile et de sa partie alignée suivant la normale au plan de réaction, en fonction du paramètre d'impact. L'évolution de la fluctuation du moment angulaire suivant la normale au plan de réaction est aussi représentée en fonction du paramètre d'impact.

Nous montrons sur la figure VI.1,a), l'évolution du moment angulaire orbital  $L$  du mouvement relatif, avant et après l'interaction, en fonction de la perte d'énergie cinétique totale des deux partenaires de la réaction.

Les valeurs du moment angulaire orbital décroissent pour des TKEL de plus en plus importants. En effet, le moment angulaire orbital est une fonction décroissante du paramètre d'impact alors que l'échange de nucléons entre les deux partenaires de la réaction augmente avec le paramètre d'impact. Ces évolutions antagonistes expliquent la forme de la courbe qui représente le moment angulaire (total et sa partie alignée) du quasi-projectile en fonction du paramètre d'impact (figure VI.1,b). La partie croissante (à grands paramètres d'impact) de ces courbes est caractérisée par un échange de nucléons de plus en plus important. Le moment angulaire croît rapidement pour atteindre des valeurs de l'ordre de  $90 \hbar$  pour un paramètre d'impact d'environ 9 fm. Ensuite, le moment angulaire transféré est déterminé avec toujours la même fraction du moment angulaire orbital, or ce dernier diminue avec le paramètre d'impact. Les valeurs décroissantes du moment angulaire pour les paramètres d'impact inférieurs à 9 fm, sont ceux obtenus dans le cadre de la rotation rigide (cas du collage). Il est aussi constaté que ce modèle prédit un fort alignement du moment angulaire du noyau suivant la normale au plan de réaction et des fluctuations de moment angulaire assez importantes (inférieures à  $20 \hbar$ ).

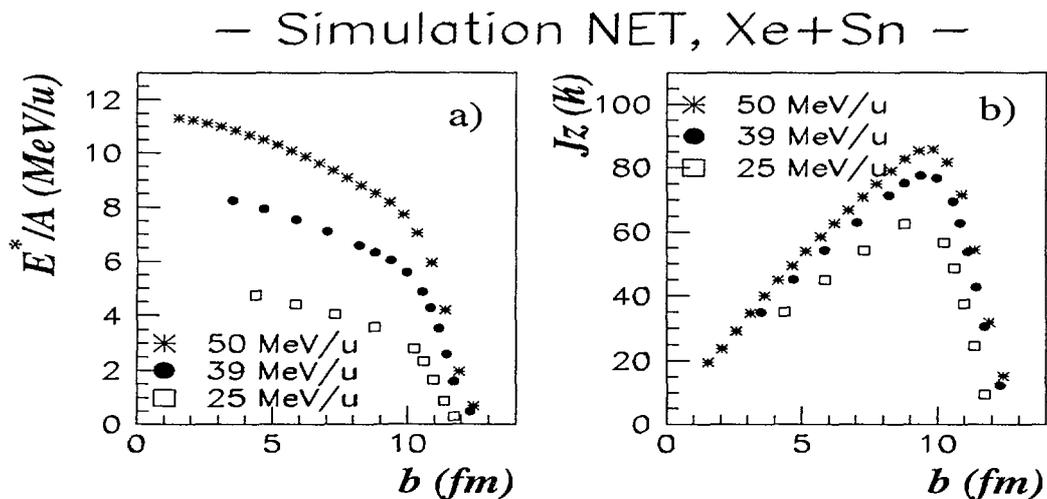


Figure VI.2: a) Evolution de l'énergie d'excitation, et b) de la partie alignée du moment angulaire du quasi-projectile en fonction du paramètre d'impact pour différentes énergies incidentes 25, 39, 50 MeV/u.

Nous avons représenté sur la figure VI.2,a), l'évolution de l'énergie d'excitation du quasi-projectile en fonction du paramètre d'impact pour différentes énergies incidentes 25, 39, 50 MeV/u. Cette énergie d'excitation a été déterminée à partir du TKEL, en négligeant

le bilan en masse de la réaction et supposant un partage de l'énergie d'excitation entre les deux partenaires en rapport de leurs masses. Quelle que soit l'énergie incidente, les énergies d'excitation croissent fortement dans les collisions périphériques et plus lentement dans les collisions centrales. A un paramètre d'impact donné, l'énergie d'excitation croît avec l'énergie incidente. Le modèle NET prédit des transferts de moment angulaire au quasi-projectile plus faibles lorsque l'énergie incidente diminue (figure VI.2,b).

## A.2 Le modèle SIMON.

### A.2.1 La voie d'entrée du modèle.

La voie d'entrée de ce modèle est décrite dans un mémoire de thèse [NGUYEN98]. Les équations du mouvement des deux partenaires sont régies par l'équation de Lagrange-Rayleigh généralisée (équation VI.1). Le lagrangien de l'équation VI.2 diffère par le choix de l'énergie potentielle nucléaire de proximité. Cette énergie potentielle s'exprime sous forme d'une énergie de surface [HASSE88].

L'expression de la fonction de Rayleigh qui traduit la partie dissipative lors de la collision nucléaire, est simplifiée. Elle ne tient pas compte comme dans le modèle NET, d'un col de matière reliant les deux partenaires de l'interaction. Son expression est ainsi déduite en annulant le paramètre  $c$  dans l'équation VI.1. Ces deux noyaux échangent donc leurs nucléons simplement à travers une surface effective de fenêtre. Cet échange de nucléons est stoppé au moment de la séparation des deux partenaires de la collision, contrairement au modèle NET.

Avec les mêmes hypothèses sur le partage d'énergie d'excitation entre les deux partenaires de la collision que celles utilisées pour le modèle NET, nous avons déterminé l'énergie d'excitation du quasi-projectile en fonction du paramètre d'impact pour différentes énergies incidentes 25, 39, 50 MeV/u (figure VI.3,a).

Les évolutions de ces énergies d'excitation sont les mêmes que celles prédites par le modèle NET. Cependant, une différence subsiste pour les collisions les plus périphériques. Le modèle NET prédit de plus fortes énergies d'excitation. La raison est que, ce modèle échange encore des nucléons lors de la séparation des deux noyaux alors que dans le modèle SIMON, cet échange est stoppé. Cet échange de nucléons un peu plus important, dans le modèle NET favorise une plus grande dissipation dans le système. Il en va de même pour les transferts de moment angulaire au quasi-projectile (figure VI.3,b), ils sont plus importants avec le modèle NET qu'avec le modèle SIMON. Cependant, ce dernier prédit un transfert de moment angulaire, comme le modèle NET, croissant avec l'énergie incidente.

### A.2.2 Phase de désexcitation des noyaux.

Cette phase de désexcitation est basée sur l'hypothèse de thermalisation du système. Elle est décrite par un modèle statistique du type séquentiel avec une dépendance en temps

– Simulation Simon, Xe+Sn –

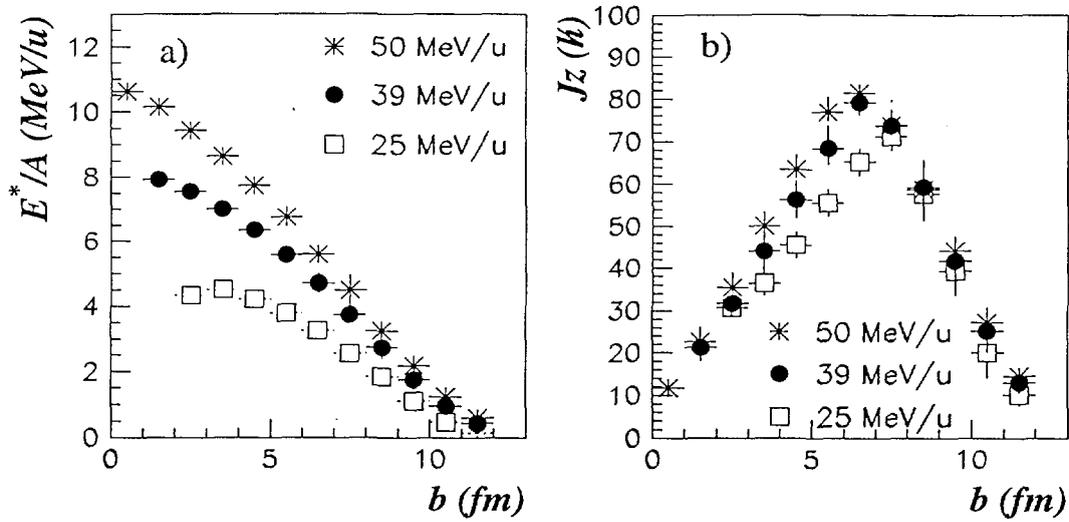


Figure VI.3: a) Evolution de l'énergie d'excitation, et b) de la partie alignée du moment angulaire du quasi-projectile en fonction du paramètre d'impact pour différentes énergies incidentes 25, 39, 50 MeV/u.

pour l'émission des particules et des fragments. Le formalisme pour calculer les largeurs d'émissions des particules est basé sur la méthode de l'état transitoire [MORETTO75]. Les états excités des noyaux légers sont aussi pris en compte dans cette simulation. De plus amples informations et les calculs détaillés sont contenus dans la référence [DURAND93]. Les trajectoires des particules émises sont calculées en tenant en compte des interactions coulombiennes (conservation des corrélations spatio-temporelles).

Lors de l'évaporation d'une particule, les moments angulaires se répartissent en proportion des moments d'inertie de la particule et du noyau résiduel (hypothèse du sticking). La direction d'émission de la particule est définie par l'angle hors-plan, et elle est échantillonnée sur la distribution:

$$W(\theta^*) \propto \exp\left(-\frac{\cos^2\theta^*}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{VI.7})$$

où l'écart-type  $\sigma$  de cette gaussienne en  $\cos(\theta^*)$  est inversement proportionnel à la composante  $J_o$  du spin du noyau (chapitre V.1).

### A.2.3 Influence de certains facteurs sur la détermination du moment angulaire du noyau.

Nous avons appliqué notre méthode de détermination du moment angulaire sur les données simulées, dans le cadre d'une détection parfaite. Le moment angulaire du quasi-

projectile est déduit à partir de la largeur des distributions angulaires des particules, de la température. L'hypothèse sur la détermination de la masse du noyau résiduel est la même que celle utilisée expérimentalement. Cette étude a été réalisée seulement avec les neutrons, les protons et les  $\alpha$ , le manque de statistique pour les autres particules ne permettant pas de conclure sur cette analyse.

— Simulation SIMON, Xe+Sn 50 MeV/u—

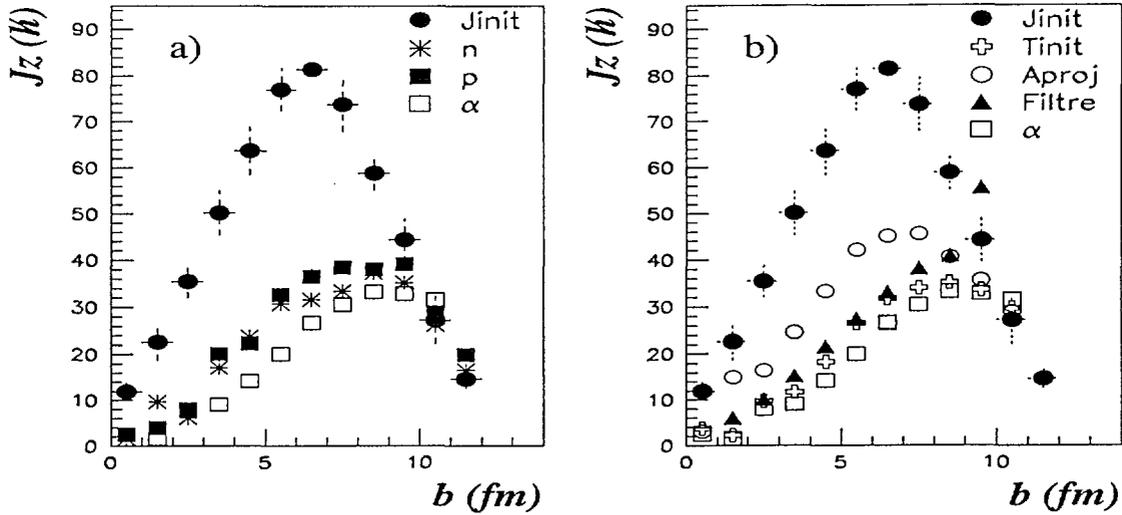


Figure VI.4: a) Evolution du moment angulaire du quasi-projectile déterminé à partir des distributions angulaires simulées des particules (neutron, proton,  $\alpha$ ) dans le cadre d'une détection parfaite, b) influence respectif de certains facteurs (masse, température et dispositif expérimental) sur la détermination du moment angulaire du noyau à partir des distributions angulaires simulées des particules  $\alpha$ . Les valeurs initiales du moment angulaire sont représentées par des ronds noirs.

Sur la figure VI.4, a), est représenté le moment angulaire du quasi-projectile, obtenu à partir des différents types de particules, en fonction du paramètre d'impact de la collision. Ces valeurs sont comparées aux valeurs initiales du moment angulaire. Aux grands paramètres d'impact ( $b \geq 9$  fm), un accord satisfaisant est observé quel que soit le type de particule considéré. Au contraire, pour de plus faibles paramètres d'impact, les valeurs du moment angulaire déterminées à partir des distributions angulaires des particules, s'écartent nettement des valeurs initiales. En fait, ces valeurs ne sont que des valeurs moyennées sur toute une chaîne de désintégration et elles s'écartent d'autant plus des valeurs initiales du moment angulaire que le nombre de particules évaporées par le noyau est important (c'est-à-dire lorsque le paramètre d'impact de la collision diminue).

Nous allons maintenant évaluer les influences respectives de certains facteurs (température, masse et dispositif expérimental) sur la détermination du moment angulaire du

noyau, par exemple, obtenu à partir des distributions angulaires simulées des particules  $\alpha$ .

Pour évaluer l'influence de la température sur la détermination du moment angulaire, au lieu de considérer celle déduite à partir de la pente des spectres en énergie cinétique, nous avons pris la température initiale du quasi-projectile (figure VI.4,b). Les résultats obtenus sur le moment angulaire sont très peu différents, et montrent ainsi une faible influence de la température sur ces valeurs de moment angulaire. En réalité, la valeur de la température obtenue à partir de la pente des distributions en énergie cinétique des particules, bien que plus faible, ne s'écarte pas beaucoup de la valeur initiale de la température du quasi-projectile [PÉTER97]. La température intervenant en  $\sqrt{T}$  dans le calcul du moment angulaire, explique sa faible influence.

L'influence de la masse du noyau résiduel sur la détermination du moment angulaire est montrée sur la figure VI.4,b). Au lieu de considérer une masse moyenne pour le noyau résiduel, nous avons pris la masse du projectile. Une forte influence du choix de la masse du noyau résiduel sur la détermination du moment angulaire est observée sur la figure VI.4,b). Le noyau émet de plus en plus de particules et ainsi la masse moyenne que nous admettons dans nos calculs, s'écarte davantage de la masse du projectile. Or, cette masse intervient en première approximation comme  $A^{4/3}$  dans la détermination du moment angulaire du noyau, ce qui explique sa forte influence sur les résultats.

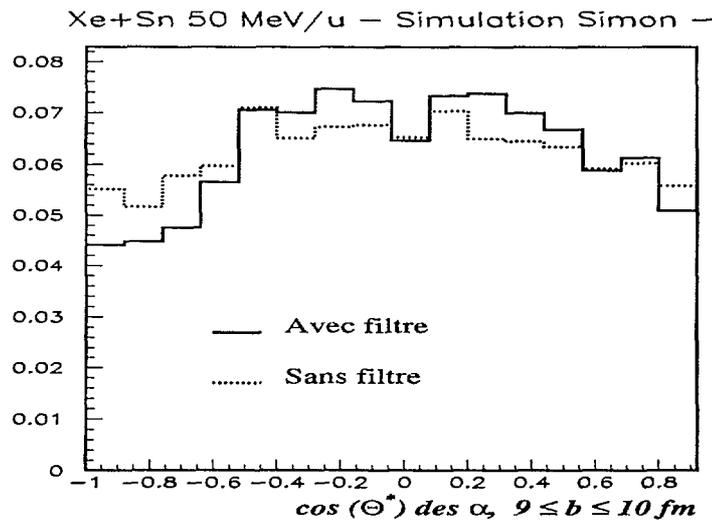


Figure VI.5: Influence du dispositif expérimental d'INDRA sur les distributions angulaires simulées des particules  $\alpha$  pour des collisions périphériques. Les distributions angulaires sont normalisées de telle façon que leurs intégrales valent 1.

Nous montrons aussi sur la figure VI.4,b), l'influence du dispositif expérimental INDRA sur la détermination du moment angulaire du noyau. Le filtre a pour effet d'éliminer les

collisions les plus périphériques où de faibles transferts de moment angulaire au quasi-projectile sont attendues. De plus, parmi les événements retenus dans cette analyse (événements pseudo-complets), la détermination du plan de réaction, associé à ces collisions périphériques, est imprécise. Cette indétermination a pour effet d'augmenter l'anisotropie des distributions angulaires des particules (figure VI.5). Or, plus l'anisotropie est grande et plus le moment angulaire du noyau est important.

A.2.4 Hiérarchie d'émission des particules.

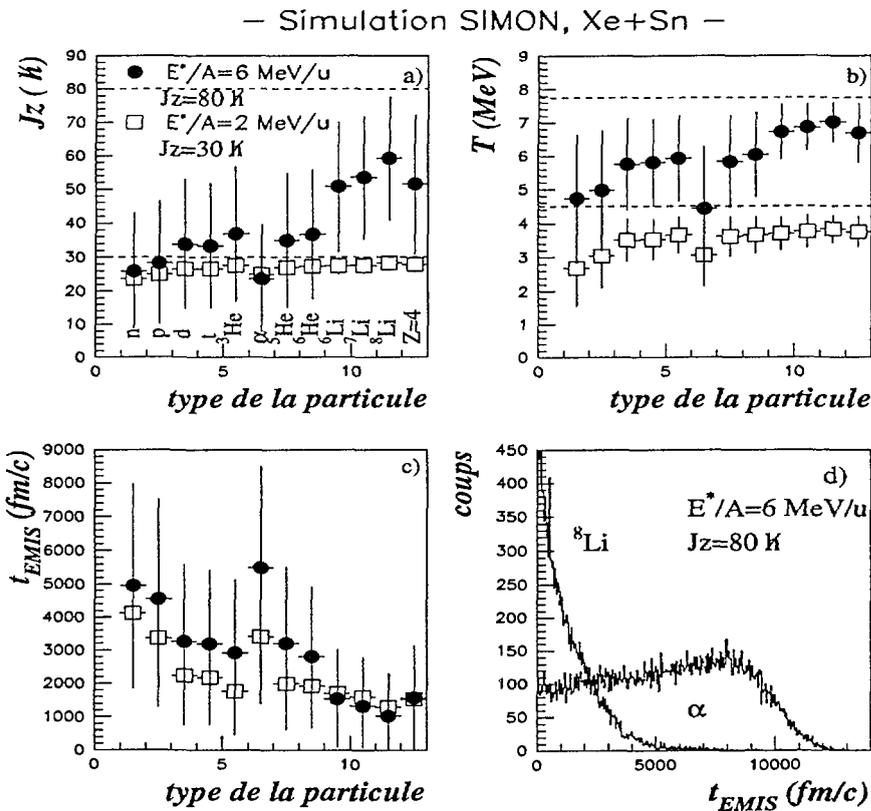


Figure VI.6: Evolution de la valeur moyenne du moment angulaire, de la température, des temps d'émission des particules en fonction du type de particule ( $n, p, d, \dots, Z=4$ ) pour un noyau de xénon possédant un moment angulaire et une énergie d'excitation de:  $J_z=30 \hbar$ ,  $E^*/A=2 \text{ MeV/u}$  ( $\square$ ) et  $J_z=80 \hbar$ ,  $E^*/A=6 \text{ MeV/u}$  ( $\bullet$ ). Dans ce dernier cas, est également représentée la probabilité d'émission des  $^8\text{Li}$  et  $\alpha$  en fonction du temps d'émission de ces particules.

Afin d'extraire des informations sur la séquence d'émission des particules, nous nous sommes intéressés aux prédictions théoriques du modèle SIMON dans le cadre de la désexcitation d'un noyau chaud de xénon. Cette étude a été réalisée pour des caractéristiques

en énergie d'excitation et de moment angulaire fixées à 6 MeV/u et  $80 \hbar$ , puis à 2 MeV/u et  $30 \hbar$ . Dans ces deux cas, il est représenté sur la figure VI.6, a, b) les valeurs moyennes du moment angulaire, de la température du noyau vus pour un type de particule donné au cours de la cascade de désexcitation. Aucune émission secondaire des fragments n'est considérée dans ce calcul de moyenne.

Ces figures montrent que plus le noyau est chaud, plus il est difficile d'obtenir des informations sur les quantités initiales du noyau à partir des particules légères ( $Z \leq 2$ ). Cette dégradation de l'information liée à la chaîne de désexcitation, est beaucoup plus marquée sur le moment angulaire que sur la température. Cependant, pour des noyaux faiblement excités, peu de particules sont émises et les valeurs moyennes du moment angulaire sont assez voisines des valeurs initiales.

Il est aussi très surprenant que la valeur moyenne du moment angulaire calculée à partir des particules  $\alpha$  soit la plus faible des valeurs. En effet, au vu des études effectuées à plus basses énergies incidentes, elles sont généralement émises par le noyau, en moyenne, avant les autres particules légères et ainsi reliées aux plus hautes valeurs du moment angulaire [REEDY69]. C'est ce qui pourrait être observé si l'énergie d'excitation du noyau diminuait davantage. Déjà, pour des énergies d'excitation de 2 MeV/u, leurs valeurs moyennes que ce soit en température ou en moment angulaire deviennent comparables à celles des protons.

Comme il était attendu, de faibles valeurs de moment angulaire et de température pour les particules sont connectées à d'importants temps d'émission (figure VI.6,c) et vice-versa. Il est aussi montré sur ces figures que ce sont les particules les plus massives qui sont émises, en moyenne, dans les premiers instants de la désexcitation du noyau. Ces particules ont été émises par des noyaux possédant de grands moments angulaires et de fortes températures. Ce fait est bien corroboré par les spectres comparés en temps d'émission, par exemple des  ${}^8\text{Li}$  et  $\alpha$ , sur la figure VI.6,d). On peut y constater aussi que les particules  $\alpha$  ont été émises sur toute la chaîne de désexcitation.

En ce qui concerne la séquence d'émission des particules légères prédite par cette simulation, elle semble comparable, à une exception près les deutons, à celle observée par les données expérimentales. Les  ${}^3\text{He}$ , les tritons seraient émis par le noyau, en moyenne, avant les protons et les  $\alpha$ .

## B Comparaison des modèles avec les données.

### B.1 Evolution du moment angulaire en fonction de l'énergie transverse des particules légères.

Le moment angulaire du noyau a été déterminé à partir des distributions angulaires simulées des particules  $\alpha$  par le modèle SIMON, puis filtrées par le dispositif expérimental.

Ces valeurs ont été comparées aux données expérimentales, pour chaque tranche en énergie transverse (figure VI.7).

On peut observer sur cette figure, un excellent accord entre les prédictions du modèle et les données expérimentales pour des énergies transverses inférieures à 100 MeV. Cependant, un désaccord grandissant apparaît pour de plus importantes énergies transverses des particules légères. Il pourrait être attribué aux particules de la région de la mi-rapacité qui rendent le transfert du moment angulaire au quasi-projectile moins efficace pour des collisions de plus en plus violentes. Ces particules emporteraient une fraction du moment angulaire orbital lors de la collision.

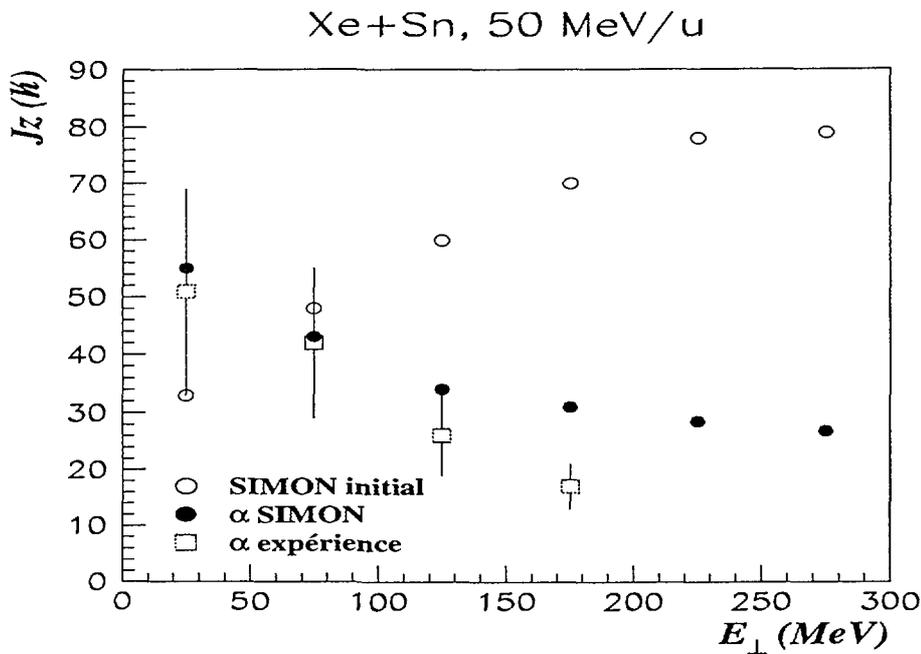


FIG. VI.7 - Valeurs du moment angulaire extraites des distributions angulaires expérimentales des particules  $\alpha$  (carrés). Elles sont comparées aux prédictions du modèle SIMON issues des distributions angulaires des particules  $\alpha$  (ronds noirs). Les valeurs initiales (simulation) du quasi-projectile sont également représentées (ronds ouverts).

Ce résultat montre aussi que, pour ces collisions périphériques, les prédictions de modèle basées sur l'échange de nucléons entre les deux partenaires lors de l'interaction reproduisent qualitativement les mesures expérimentales sur le moment angulaire. Ceci suggère que les mécanismes de réaction s'apparentent à ceux qui prévalent à basse énergie incidente.

## B.2 Evolution du moment angulaire en fonction de la charge du résidu.

Les prédictions des modèles NET et SIMON sur le moment angulaire, ont été représentées en fonction de la charge du résidu à des énergies incidentes comprises entre 25 et 50 MeV/u. Cependant, le modèle NET ne possède pas de phase de désexcitation, et afin de relier ces résultats aux données, nous avons supposé qu'un nucléon évaporé emportait en moyenne 12 MeV d'énergie d'excitation. Cette hypothèse a été vérifiée avec le modèle SIMON.

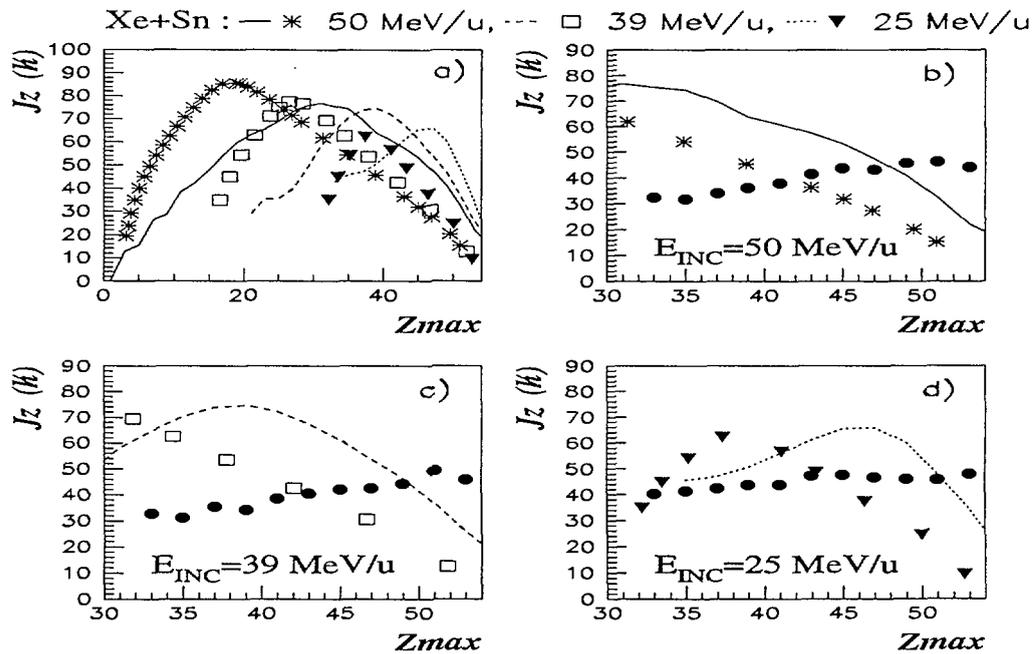


Figure VI.8: a) Evolution du moment angulaire, obtenu à partir des particules  $\alpha$ , en fonction de la charge du résidu pour les prédictions des deux modèles de transport NET (symboles) et SIMON (lignes) à différentes énergies incidentes; b, c et d) comparaison du moment angulaire en fonction de la charge du résidu entre les modèles dynamiques et les données expérimentales (ronds noirs), respectivement à des énergies incidentes de 50, 39, 25 MeV/u.

Sur le figure VI.8,a), nous avons comparé à différentes énergies incidentes, l'évolution du moment angulaire initial du noyau en fonction de la charge du résidu obtenue par les prédictions théoriques. Quel que soit le modèle, à une charge du résidu fixée ( $Z_{max} \geq 35$  pour le modèles NET ou  $Z_{max} \geq 45$  pour le modèle SIMON), le transfert de moment angulaire au quasi-projectile est plus important lorsque l'énergie incidente décroît. Cette même évolution a été observée avec les données expérimentales (chapitre V, figure V.24).

Il est utile de préciser que pour une même énergie incidente, le transfert de moment angulaire au quasi-projectile en fonction de la charge du résidu, est plus important avec le modèle SIMON que celui obtenu avec le modèle NET. Ce qui n'est pas observé si les moments angulaires des noyaux sont représentés en fonction du paramètre d'impact de la collision (figure VI.2,b et VI.3,b). La raison est que, l'énergie d'excitation du quasi-projectile dans le modèle NET est plus importante que celle obtenue avec le modèle SIMON, ce qui conduit tout naturellement à une charge plus faible du résidu. Ce même raisonnement peut être tenu pour chaque modèle où l'énergie d'excitation du quasi-projectile croît avec l'énergie incidente pour un même paramètre d'impact.

Une comparaison du moment angulaire du noyau en fonction de la charge du résidu entre les simulations et les données expérimentales, a été réalisée pour différentes énergies incidentes 50, 39, et 25 MeV/u, respectivement figure VI.8,b, c et d). De manière générale, les valeurs du moment angulaire obtenues à partir des distributions angulaires expérimentales des  $\alpha$  sont plus faibles que celles prédites par les modèles. Ce qui n'est pas étonnant dans la mesure où elles ne représentent que des valeurs moyennées sur toute une chaîne de désexcitation. Le désaccord est beaucoup plus prononcé à 50 MeV/u qu'à 25 MeV/u d'énergie incidente. Les valeurs du moment angulaire sont sous-estimées d'un facteur presque 2 vis-à-vis des prédictions théoriques. Les particules émises au voisinage de la mi-rapidité pourrait expliquer ce désaccord. En effet, ces particules deviennent de plus en plus nombreuses lorsque l'énergie incidente croît [PLAGNOL99], elles pourraient dissiper une quantité de moment angulaire orbital de plus en plus élevée limitant ainsi le transfert de moment angulaire au quasi-projectile lors de la collision.

## C Conclusions.

Ce chapitre a été consacré à une comparaison entre les prédictions des modèles de transport NET et SIMON et les données expérimentales. Le modèle SIMON a permis de mettre en évidence le rôle de la cascade lors de la désintégration du noyau sur la détermination du moment angulaire. Elle dégrade fortement l'information lorsqu'un grand nombre de particules est évaporé. Ce modèle a permis d'évaluer les influences des différents ingrédients intervenant dans le calcul du moment angulaire. Le choix de la masse du noyau résiduel semble affecter davantage les résultats que la température. Néanmoins, ces valeurs sont des valeurs moyennes sur toute une chaîne de désintégration et ne permettent pas, par conséquent de déterminer le moment angulaire initial du noyau. Pour les collisions les moins violentes, il semble qu'une indétermination du plan de réaction conduise à une détermination biaisée du moment angulaire. Dans tous les cas, il semble difficile de relier ces valeurs de moment angulaire aux valeurs initiales du moment angulaire transféré au noyau.

Il a été montré que les prédictions du modèle SIMON, filtrées par le dispositif expérimental et analysées de la même manière que les données expérimentales reproduisent

correctement les valeurs du moment angulaire obtenues avec les données, pour les collisions les plus périphériques. Pour ces réactions, le concept de basse énergie des forces de friction peut encore s'appliquer et de grands moments angulaires (de l'ordre de  $50 \hbar$ ) sont transférés au quasi-projectile. Le rôle de l'émission à mi-rapidité a été évoqué pour expliquer le désaccord observé entre la simulation et les données pour des collisions de plus en plus violentes. Ces particules émises à des vitesses intermédiaires entre les deux partenaires issus de la réaction, pourraient dissiper une fraction importante du moment angulaire orbital, et ainsi limiteraient le transfert de moment angulaire au quasi-projectile. Cette hypothèse est renforcée par le fait que, les valeurs de moments angulaires extraites des données expérimentales décroissent en fonction de l'énergie incidente. Or, il est montré dans la référence [PLAGNOL99] que le taux de particules émises à mi-rapidité est une fonction croissante de l'énergie incidente.

La hiérarchie d'émission des particules a pu être aussi discutée à partir des valeurs moyennes de température, de moment angulaire des noyaux et des temps moyens d'émission des particules. La séquence d'émission obtenue avec les valeurs expérimentales du moment angulaire est globalement en accord avec les prédictions des modèles théoriques. Les  ${}^3\text{He}$  et les tritons sont émis par le noyau, en moyenne, avant les autres particules légères.

## Conclusion

L'objectif de ce travail était l'étude des propriétés des noyaux chauds formés dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. L'accent a été mis sur la détermination de l'énergie d'excitation et du moment angulaire des quasi-projectiles formés dans les collisions d'ions lourds Xe+Sn aux énergies incidentes entre 25 et 50 MeV/u.

Le dispositif expérimental INDRA, d'une grande qualité de détection et d'identification, a permis d'entreprendre une étude sur les caractéristiques du quasi-projectile sur une large gamme en paramètre d'impact. En effet, pour la majorité de la section efficace totale de réaction, les mécanismes de réaction sont principalement binaires accompagnés d'une production de particules localisée entre les deux partenaires de la collision. Pour estimer la violence de la collision, il a été montré que l'énergie transverse totale des particules légères chargées est bien corrélée au paramètre d'impact.

La reconstruction des quasi-projectiles a été réalisée à partir des caractéristiques cinématiques des particules émises par ces noyaux. Différentes méthodes ont été proposées pour reconstruire les caractéristiques du quasi-projectile (charge, masse, énergie d'excitation et moment angulaire). La première étape a consisté à estimer la vitesse de la source QP qui s'est désintégrée en émettant des particules légères et fragments de masse intermédiaire (IMF). Connaissant cette vitesse et faisant certaines hypothèses pour sélectionner les particules et IMF émis par le QP, il est alors possible d'en déduire sa charge, sa masse et son énergie d'excitation (totale et par nucléon). Diverses hypothèses ont été choisies pour déterminer ces quantités. Elles ont été comparées entre elles, et pour certaines d'entre elles, testées à l'aide d'un modèle. Des différences existent selon les méthodes. La présence des particules émises à des vitesses intermédiaires entre celles du projectile et de la cible "perturbe" ces analyses. Il est impossible de s'en affranchir totalement. C'est ainsi que les valeurs des charges, des masses et énergies d'excitation totales du quasi-projectile doivent être considérées comme des valeurs limites supérieures. Dans les collisions centrales, toutes les méthodes utilisées conduisent à de grandes énergies d'excitation qui atteignent des valeurs entre 9 et 11 MeV/u, dépassant ainsi l'énergie de liaison des noyaux. Ces résultats confirment ceux obtenus sur des systèmes plus légers [PÉTER95], [STECKMEYER96].

Le moment angulaire transféré au quasi-projectile au cours de l'interaction (ou spin intrinsèque) a été extrait des données expérimentales à l'aide de deux techniques: à partir des distributions angulaires des particules légères, et à partir de leurs distributions d'énergie cinétique. Ces deux méthodes donnent des estimations voisines compte tenu des incertitudes expérimentales élevées. Il est à noter que la seconde méthode ne nécessite pas la connaissance de la température du noyau.

Les valeurs extraites du moment angulaire décroissent avec la violence de la collision (augmentation de l'énergie transverse totale des particules légères, diminution de la charge du résidu). Ce comportement est surprenant dans la mesure où l'on s'attend à ce que le moment angulaire augmente avec le nombre de nucléons échangés entre les deux partenaires, du moins dans les collisions périphériques ou semi-périphériques. L'évolution observée expérimentalement provient de ce que les valeurs extraites ne reflètent pas les valeurs initiales du moment angulaire du quasi-projectile: elles ne sont qu'une moyenne des valeurs du moment angulaire du noyau émetteur, ces valeurs du moment angulaire (au même titre que la charge, la température) diminuent continûment tout au long de la chaîne de désexcitation. Une simulation complète réalisée à 50 MeV/u en considérant les particules  $\alpha$  émises par le quasi-projectile donne des résultats sur le moment angulaire en très bon accord avec les données pour les collisions les plus périphériques mesurées expérimentalement. Pour des collisions plus violentes, un écart sensible est observé. Deux explications peuvent être avancées selon l'importance accordée aux propriétés de l'émission de particules légères et IMF à mi-rapacité:

- Si ces particules de mi-rapacité sont émises dans les premiers instants de la collision, elles dissipent une fraction du moment angulaire orbital initial (ainsi qu'une fraction de l'énergie cinétique incidente). Cela a pour conséquence de diminuer la quantité du moment angulaire pouvant être transféré au quasi-projectile.
- Si l'émission à mi-rapacité provient de la désexcitation d'un morceau de matière nucléaire initialement rattaché à l'un ou l'autre des partenaires de la réaction, au moment de la séparation, ce col de matière emportera et dissipera une certaine quantité de moment angulaire du partenaire auquel il était lié.

Quelle que soit l'hypothèse retenue, cette émission à mi-rapacité peut expliquer l'écart constaté entre les prédictions des modèles dynamiques et les données expérimentales. Cet écart devant croître avec la violence de la collision et l'énergie de bombardement.

Les valeurs du moment angulaire extraites en fonction de l'énergie incidente, montrent que, pour une charge donnée du résidu du quasi-projectile, ces valeurs diminuent quand l'énergie incidente croît. Deux interprétations sont possibles:

- Pour un paramètre d'impact donné, le moment angulaire transféré au quasi-projectile et son énergie d'excitation augmentent avec l'énergie incidente. La charge du résidu issu de la phase de désexcitation du quasi-projectile sera d'autant plus faible que

l'énergie d'excitation du noyau sera importante. On peut donc observer un comportement inverse, diminution du moment angulaire en fonction de l'énergie incidente, pour une charge donnée du résidu.

- Les résultats de modèles semi-classiques prédisent naturellement des valeurs de moment angulaire transféré au quasi-projectile plus faibles à mesure que l'énergie incidente augmente [ECOMARD95].

Les prédictions de modèles microscopiques basé sur l'échange de nucléons entre les deux partenaires lors de l'interaction reproduisent qualitativement les mesures expérimentales sur le moment angulaire des noyaux. Des valeurs de moment angulaire importantes (de  $30 \hbar$  à  $50 \hbar$ ) sont transférées au quasi-projectile dans les collisions périphériques Xe+Sn à 50 MeV/u. Ces valeurs ne représentent que des valeurs limites inférieures dans la mesure où nous n'avons pas pris en compte l'existence des fluctuations du moment angulaire. Ce résultat indique que les mécanismes de réaction aux énergies intermédiaires, s'apparentent à ceux qui prévalent à basse énergie incidente. L'échange de nucléons entre les noyaux paraît être un bon candidat pour décrire le transfert de moment angulaire dans les collisions d'ions lourds.

En raison de la présence de l'émission de particules à mi-rapacité, il n'a pas été possible de réaliser une étude du désalignement du moment angulaire. La mesure d'un tel désalignement devrait permettre une meilleure identification du mécanisme de réaction. A ce sujet, les corrélations entre les moments angulaires du quasi-projectile et de la quasi-cible ont été étudiées théoriquement et montrent que la probabilité d'émission conjointe de deux éjectiles provenant de deux noyaux présente un maximum selon certaines orientations dans le plan de réaction [RANDRUP82a]. Une telle étude pourrait être entreprise sur le système Ni+Ag à 52 MeV/u (campagne de mesure d'INDRA en 1997). En effet, dans cette expérience, un soin particulier a été apporté pour détecter la quasi-cible en coïncidence avec le projectile.

Il semble difficile de conclure sur une hiérarchie d'émission des particules légères au cours de la désintégration du noyau. Si les  ${}^3\text{He}$  et les tritons semblent être émis, en moyenne, dans les premiers instants de la désintégration du noyau, les incertitudes associées à la détermination du moment angulaire ne permettent pas d'opter pour une séquence d'émission entre les protons, deutons et  $\alpha$ . Ce comportement est aussi prédit par un modèle statistique d'émission séquentielle.

Le but de ce travail était de reconstruire le noyau quasi-projectile à partir de ses produits de désintégration, de terminer ses caractéristiques et d'étudier ses propriétés. En raison de la complexité intrinsèque des collisions entre ions lourds (superposition de plusieurs processus dans l'espace et dans le temps), il est difficile d'extraire des mesures expérimentales les caractéristiques du quasi-projectile. Celles-ci sont déduites dans le cadre d'hypothèses nécessairement réductrices, les incertitudes associées pouvant être importantes. Une caractérisation plus fidèle des noyaux ne peut-être obtenue que par comparaison avec les

prédictions théoriques de modèles ayant pour but une description aussi complète que possible des interactions entre noyaux. Ces prédictions doivent être filtrées par le dispositif expérimental qui, aussi performant soit-il, introduit des perturbations qu'il faut savoir maîtriser. A présent de tels modèles restent à développer.

## Annexe A

# Tenseur caractéristique de l'événement

L'analyse tensorielle repose sur la construction d'un tenseur caractéristique de la forme de l'événement [CUGNON83]. Les éléments du tenseur sont définis par:

$$Q_{ij} = \sum_{\nu=1}^N \gamma p_i^{(\nu)} p_j^{(\nu)} \quad (\text{A.1})$$

La somme s'effectue sur les particules de l'événement considéré, et les indices courants  $i$  et  $j$  représentent les trois composantes des coordonnées cartésiennes de leur impulsion dans le centre de masse. Le facteur  $\gamma$  est un poids qui donne une signification physique au tenseur. Il peut être un tenseur en distribution de particules ( $\gamma = 1/p^2$ ), en flux énergétique ( $\gamma = 1/2m$ ) ou en moments ( $\gamma = 1/p$ ).

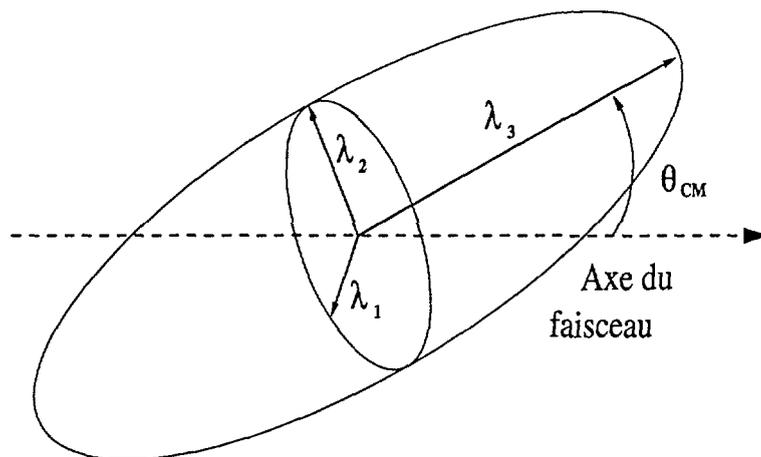


Figure A.1: Représentation géométrique des valeurs propres définies à partir du tenseur.

Dans l'espace des moments, la représentation de ce tenseur est un ellipsoïde dont chaque axe est déterminé par son vecteur propre et sa valeur propre. La valeur propre la plus grande détermine le plus grand axe de l'ellipsoïde. L'angle  $\theta_{CM}$  est défini comme étant l'angle entre le plus grand axe de l'ellipsoïde et la direction du faisceau (Figure A.1). Cet angle peut être relié à une direction privilégiée d'émission de la matière nucléaire.

La forme de l'événement est définie à partir des valeurs propres normalisées du tenseur ( $\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3$ ). Ces trois valeurs propres permettent de définir des variables globales utiles pour caractériser la forme de l'événement: sphéricité (S), coplanarité (C) et aplanarité (A):

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_3) \quad (\text{A.2})$$

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

$$A = \frac{3}{2}\lambda_1 \quad (\text{A.4})$$

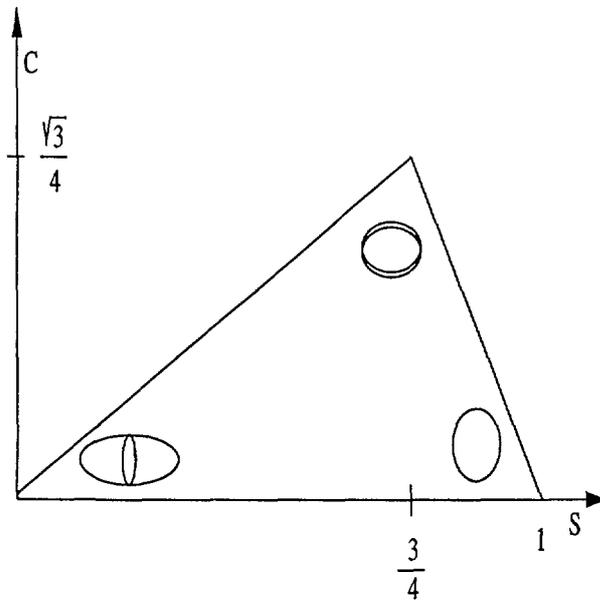


Figure A.2: Limite de variation de la sphéricité et de la coplanarité

La représentation de la valeur de C en fonction de S, permet par exemple de définir trois régions particulières (figure A.2): Les événements de forme allongés ( $C \sim 0, S \sim 0$ ), dits "cigares", de forme sphérique ( $C \sim 0, S \sim 1$ ) où en forme de disque ( $C \sim \sqrt{3}/4, S \sim 3/4$ ).

# Bibliographie

- [AICHELIN91] J. AICHELIN. *Quantum Molecular Dynamics - dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions*. Phys. Rep., volume N 202-5 et 6, pages 233–260, (1991).
- [AJITANAND86] N.N AJITANAND. *Clues to the shapes of very hot nuclei: Calculated patterns for evaporative emission from deformed nuclei*. Phys. Rev., volume C34, pages 877, (1986).
- [ALARD92] J.P ALARD. *Midrapidity Source of intermediate-Mass Fragments in Highly Central Collisions of Au+Au at 150 A.MeV*. Phys. Rev. Lett., volume Vol 69 N 6, pages 889–892, (1992).
- [BABINET80] R. BABINET. *Light Particle Emission in Deeply Inelastic Collisions of 280 MeV  $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ : Thermal Equilibrium and Angular Momentum Transfer*. Z. Phys., volume A 295, pages 153–167, (1980).
- [BACRI93] C. O. BACRI. *Measurements in the beam direction of the  $^{40}\text{Ar}$  projectile fragmentation at 44 MeV/A*. XXXI Intern. Winter Meeting on Nuclear physics, Bormio (italy), (1993).
- [BACRI95] C. O BACRI. *Onset of vaporization for the Ar+Ni system*. Phys. Lett., volume B353, pages 27, (1995).
- [BENLLIURE92] J. BENLLIURE. *Recherche d'un comportement critique dans le Fragmentation du projectile dans le réaction Xe+Sn à 50 MeV/A*. Thèse, Université de Valence, (1992).
- [BERTSCH78] G. BERTSCH. *The collision Integral in Nuclear Matter at Zero Temperature*. Z. Phys., volume A289, pages 103–105, (1978).
- [BERTSCH83] G. F. BERTSCH. *Nuclear Fragmentation*. Phys. Lett., volume B126, pages 9–12, (1983).
- [BISQUER96] E. BISQUER. *Caractérisation de la fusion incomplète dans les réactions Ar+Kcl à 32,40,52, et 74 MeV/u*. Thèse, Université de Lyon, (1996).

- [BIZARD93] G. BIZARD. *From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei*. Phys. Lett., volume B302, pages 162–166, (1993).
- [BLUMENFELD86] Y. BLUMENFELD. *Angular evolution of peripheral heavy ion reactions at intermediate energies*. Nucl. Phys., volume A455, pages 357–380, (1986).
- [BOCAGE98] F. BOCAGE. *Production statistique et hors-équilibre de fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires*. Thèse, Université de Caen, (1998).
- [BOHR39] N. BOHR. .. Phys. Rev., volume 56, pages 426, (1939).
- [BONDORF95] J. P. BONDORF. *Statistical multifragmentation of nuclei*. Phys. Rep., volume 257, pages 133, (1995).
- [BORDERIE96] B. BORDERIE. *Kinematical properties and composition of vaporizing sources: is thermodynamical equilibrium achieved?* Phys. Lett., volume B388, pages 224, (1996).
- [BOTVINA95] A. S BOTVINA. *The effect of large angular momenta on multifragmentation of hot nuclei*. Nucl. Phys., volume A 592, pages 257–270, (1995).
- [BRESSON92] S. BRESSON. *Fission of spin-aligned projectile-like nuclei in the interactions of 29 MeV/nucleon  $^{208}\text{Pb}$  with  $^{197}\text{Au}$* . Phys. Lett., volume B294, pages 33–39, (1992).
- [CHARTIER93] M. CHARTIER. *Rapport de stage D.E.A. GANIL*, (1993).
- [COLIN95] J. COLIN. *Angular momentum transfer in peripheral reactions at intermediate energies*. Nucl. Phys., volume A593, pages 48–68, (1995).
- [COLONNA92] M. COLONNA. *Sharp transition in nuclear dynamics: limits to collectivity and stability*. Prog. Part. Nucl. Phys., volume 30, pages 17, (1992).
- [CUGNON83] J. CUGNON. *global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collision*. Nucl. Phys., volume A397, pages 519–525, (1983).
- [CUSSOL93] D. CUSSOL. *Charged-particle calorimetry of  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  reactions from 36 to 65 MeV/u*. Nucl. Phys., volume A561, pages 298–316, (1993).
- [DAYRAS81] R.A DAYRAS. *Angular Momentum transfer and orientation in strongly damped collisions induced by 166 MeV  $^{20}\text{Ne}$  on  $^{63}\text{Cu}$* . XXXI Intern. Winter Meeting on Nuclear physics, Bormio (italy), (1981).

- [DAYRAS86] R. DAYRAS. *Peripheral interactions for 44 MeV/u  $^{49}\text{Ar}$  on  $^{27}\text{Al}$  and  $^{nat}\text{Ti}$  targets.* Nucl. Phys., volume A460, pages 299–323, (1986).
- [DURAND92] D. DURAND. *An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain.* Nucl. Phys., volume A451, pages 266–294, (1992).
- [DURAND93] D. DURAND. *La théorie statistique: Perspectives et limites.* Ecole Joliot-Curie, (1993).
- [ECOMARD95] P. ECOMARD. *Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur  $4\pi$  INDRA.* Thèse, Université de Caen, (1995).
- [EUDES97] P. EUDES. *Dynamical aspect of particle emission in binary dissipative collisions - effects on hot-nuclei formation.* Phys. Rev., volume C56 N4, pages 2003–2013, (1997).
- [FRIEDMAN90] W. A. FRIEDMAN. *Rapid massive cluster formation.* Phys. Rev., volume C42 N2, pages 667–673, (1990).
- [GALIN94] J. GALIN. *Hot nuclei as viewed through  $4\pi$  neutron multiplicity filters.* Nucl. Part. Phys., volume 20, pages 1105–1142, (1994).
- [GERMAIN97] M. GERMAIN. *Emission hors équilibre de protons dans les réactions  $\text{Ar}+\text{Ta}$  et  $\text{Xe}+\text{Sn}$  aux énergies intermédiaires.* Thèse, Université de Nantes, (1997).
- [GROSS93] D. H. E. GROSS. *Multifragmentation.* Nucl. Phys., volume A553, pages 175c–190c, (1993).
- [HADDAD96] F. HADDAD. *Compressibility probed by linear momentum transfer.* Phys. Rev., volume C53 N3, pages 1437–1439, (1996).
- [HASSE88] R. C. HASSE. *Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics.* Springer-Verlag berlin Heidelberg, (1988).
- [HUBELE91] J. HUBELE. *Fragmentation of gold projectiles: from evaporation to total disassembly.* Z. Phys., volume A 340, pages 263–270, (1991).
- [KERAMBRUN93] A. KERAMBRUN. *Etude de la formation et de la désexcitation des noyaux chauds produits dans les collisions  $\text{Zn}+\text{Ti}$  entre 35 et 79 MeV/nucléon.* Thèse, Université de Caen, (1993).
- [KNOLL89] G. F. KNOLL. *Radiation detection and measurement, second edition.* John Wiley and Sons, (1989).
- [KRAMERS40] N. KRAMERS. ... .., volume .., pages .., (1940).

- [LECOLLEY95] J. F LECOLLEY. *Neck formation and decay in Pb+Au collisions at 29 A.MeV*. Phys. Lett., volume B354, pages 202–207, (1995).
- [LE FÈVRE97] A. LE FÈVRE. *Etude de la multifragmentation : apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments*. Thèse, Université de Caen, (1997).
- [LEFORT78] M. LEFORT. ... Ann. of Phys., volume 5, pages 41–48, (1978).
- [LEFORT97] T. LEFORT. *Etude de l'écoulement de matière nucléaire avec le multi-détecteur INDRA*. Thèse, Université de Caen, (1997).
- [LE NEINDRE99] N. LE NEINDRE. *Etude des effets de compression dans les collisions centrales*. Thèse, Université de Caen, (1999).
- [LÓPEZ90] J. LÓPEZ. *Theory of nuclear multifragmentation*. Nucl. Phys., volume A512, pages 345–364, (1990).
- [LOPEZ93] O. LOPEZ. *Evidence for fast and simultaneous multi-fragment emission in central Kr+Au collisions at 60 MeV/u*. Phys. Lett., volume B315, pages 34–39, (1993).
- [LOPEZ96] J. LOPEZ. *Some dynamical aspects of heavy ions collisions*. XXXIV Intern. Winter Meeting on Nuclear physics, Bormio (italy), (1996).
- [LUKASIK97] J. LUKASIK. *Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi-central collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon*. Phys. Rev., volume C55(4), pages 1906–1916, (1997).
- [LYNCH95] W. G. LYNCH. *Fragmentation in exclusive measurements*. Nucl. Phys., volume A583, pages 471–480c, (1995).
- [MA97] Y.-G. MA. *Surveying the nuclear caloric curve*. Phys. Lett., volume B390, pages 41–48, (1997).
- [MARIE95] N. MARIE. *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 MeV par nucléon*. Thèse, Université de Caen, (1995).
- [METIVIER95] V. METIVIER. *Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u : apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA*. Thèse, Université de Caen, (1995).
- [METIVIER98] V. METIVIER. *Mass scaling of reaction mechanisms in intermediate energy heavy ion collision*. Z. Phys., volume A 295, pages 153, (1998).

- [MORETTO75] L. G. MORETTO. *Statistical emission of large fragments: a general theoretical approach*. Nucl. Phys., volume A247, pages 211, (1975).
- [MORETTO80] L.G MORETTO. *Equilibrium statistical treatment of angular momenta associated with collective modes in fission and heavy-ion reactions*. Phys. Rev., volume C21, pages 204–216, (1980).
- [MORETTO<sup>+</sup>81] L.G MORETTO, S.K BLAU, and A.J PACHECO. *Angular momentum misalignment in deep inelastic processes and angular distribution of sequentially emitted particles and gamma rays*. Nucl. Phys., volume A364, pages 125–143, (1981).
- [MORETTO93] L.G MORETTO. *Multifragmentation in heavy-ion processes*. Ann. Rev. of Nuclear and particle Science, volume 43, pages 379, (1993).
- [MORRISSEY80] D. J. MORRISSEY. *Intrinsic fragment spins generated in the reactions of  $^{20}\text{Ne}$  with  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{238}\text{U}$  at 12.6 MeV/nucléon*. LBL-13055, (1980).
- [NALPAS97] L. NALPAS. *Propriétés et modes de désexcitation des noyaux chauds observés dans la réaction  $^{36}\text{Ar}$  sur  $^{58}\text{Ni}$  avec le détecteur INDRA*. Thèse, Université de Caen, (1997).
- [NEBAUER99] R. NEBAUER. *Multifragmentation in  $\text{Xe}(50 \text{ A.MeV})+\text{Sn}$ , confrontation of theory and data*. article à paraître dans Nucl. Phys., (1999).
- [NGUYEN98] A. D. NGUYEN. *Caractérisation spatio-temporelle de la matière dans la fragmentation nucléaire*. Thèse, Université de Caen, (1998).
- [PARLOG81] R.A PARLOG. Conférence interne, (1981).
- [PÉTER90] J. PÉTER. *Global variables and impact parameter determination in nucleus-nucleus collisions below 100 MeV/u*. Nucl. Phys., volume A519, pages 611–630, (1990).
- [PÉTER95] J. PÉTER. *Binary dissipative processes and formation of hot nuclei in  $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  reactions from 55 to 95 MeV/u*. Nucl. Phys., volume A593, pages 95, (1995).
- [PÉTER97] J. PÉTER. *Apparent temperature in hot QP and the caloric curve*. XIII winter workshop meeting on nuclear dynamics, Marathon, Floride, Etats-Unis (LPCC 97-08), (1997).
- [PLAGNOL99] E. PLAGNOL. *The onset of mid-velocity emissions in symmetric heavy ion reactions*. to be published, (1999).
- [POCHODZALLA95] J. POCHODZALLA. *Probing the Nuclear Liquid-Gas phase Transition*. Phys. Rev. Lett., volume 75 N6, pages 1040–1043, (1995).

- [POUTHAS95] J. POUTHAS. *INDRA, a  $4\pi$  charged product detection array at GANIL*. Nucl. Inst. Meth., volume A357, pages 418, (1995).
- [RANDRUP79] J. RANDRUP. *Theory of transfer-induced transport in nuclear collisions*. Nucl. Phys., volume A327, pages 491–515, (1979).
- [RANDRUP82a] J. RANDRUP. *Fragment spin correlations in damped nuclear reactions*. Phys. Lett., volume B110, pages 25, (1982).
- [RANDRUP82b] J. RANDRUP. *Transport of angular momentum in damped nuclear reactions*. Nucl. Phys., volume A383, pages 468–508, (1982).
- [REEDY69] R. C. REEDY. *Study of protons et  $\alpha$  particles emitted from  $^{75}\text{Br}$  compound nuclei with differing angular-momentum distributions*. Phys. Rev., volume 188,N4, pages 1771–1783, (1969).
- [RIVET96] M. F. RIVET. *vaporizing events from binary dissipative collisions*. Phys. Lett., volume B388, pages 219, (1996).
- [RUDOLF93] G. RUDOLF. *Fragmentation pattern in sequential emission spectra*. Phys. Lett., volume B 307, pages 287–292, (1993).
- [SALOU97] S. SALOU. *Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système  $\text{Xe}+\text{Sn}$  entre 32 et 50 MeV/A : mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out*. Thèse, Université de Caen, (1997).
- [SOBOTKA81] L.G SOBOTKA. *Angular momentum transfer and partition in the deep-inelastic reaction  $664\text{ MeV }^{84}\text{Kr}+\text{Ag}$* . Nucl. Phys., volume A371, pages 510–532, (1981).
- [STECKMEYER84] J. C. STECKMEYER. *Transfert de moment angulaire orbital et mecanismes de désalignement du spin, dans les collisions très inélastiques  $\text{Ar}+\text{Bi}$  et  $\text{Ni}+\text{Pb}$  à l'aide de la fission séquentielle*. Thèse, Université de Caen, (1984).
- [STECKMEYER91] J. C STECKMEYER. *Phoswich*. Nouvelle du GANIL, volume N 40, pages 257–270, (1991).
- [STECKMEYER96] J. C. STECKMEYER. *Properties of very hot nuclei formed in  $^{64}\text{Zn} + ^{\text{nat}}\text{Ti}$  collisions at intermediate energies*. Phys. Rev. Lett., volume 76, pages 4895, (1996).
- [SURAUD90] E. SURAUD. *L'équation d'état de la matière nucléaire*. Ecole joliot-Curie de physique Nucléaire (France), (1990).

- [TRAUTMAN93] W. TRAUTMAN. *Spectrometric Results from ALADIN*. XXXI Intern. Winter Meeting on Nuclear physics, Bormio (italy), (1993).
- [VIENT94] E. VIENT. *Hot-nuclei formation and decay: The Ar+Ag system at 50 and 70 MeV/u*. Nucl. Phys., volume A571, pages 588–616, (1994).
- [WEISSKOPF37] V. WEISSKOPF. *Statistics and Nuclear Reactions*. Phys. Rev., volume 52, pages 295, (1937).
- [WESTFALL76] G. D. WESTFALL. *Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy-ion collision*. Nucl. Phys., volume 37 N18, pages 1202–1205, (1976).

## Résumé:

Ce travail est une contribution à l'étude des propriétés des noyaux chauds formés dans les collisions d'Ions Lourds aux énergies intermédiaires. L'expérience a été réalisée avec le multidétecteur INDRA. Il est montré que la plus grande partie de la section efficace totale de réaction est associée à des collisions binaires dissipatives accompagnées d'une production de particules localisée entre les deux partenaires de la réaction (émissions à mi-rapacité). Cette étude s'est focalisée sur la détermination de l'énergie d'excitation et du moment angulaire des quasi-projectiles formés dans les réactions  $^{129}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$  entre 25 et 50 MeV/u d'énergie incidente. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour caractériser les noyaux chauds (vitesse, charge, masse et énergie d'excitation). Toutes ces méthodes ont été comparées entre elles et indiquent que de fortes énergies sont déposées dans les noyaux au cours de la réaction (pouvant dépasser l'énergie de liaison des noyaux). Le moment angulaire transféré en spin intrinsèque au quasi-projectile dans les collisions périphériques a été déduit à partir des distributions angulaires et d'énergie cinétique des particules légères (particules de charge  $Z \leq 2$ ). Les deux méthodes sont qualitativement en accord. Les valeurs de spin décroissent avec la violence de la collision. Ces valeurs sont des valeurs moyennées sur toute la chaîne de désexcitation du noyau. Les prédictions des modèles de transport reproduisent correctement les collisions les plus périphériques et suggèrent que de grandes valeurs de moment angulaire sont transférées aux quasi-projectiles (de 30 à 50  $\hbar$ ). Les valeurs du moment angulaire les plus grandes sont obtenues aux plus basses énergies incidentes. La hiérarchie en temps des processus d'évaporation et le rôle de l'émission à mi-rapacité sont aussi discutés.

## Abstract:

This work is a contribution to the study of properties of hot nuclei formed in heavy ion collisions at intermediate energies. The experiment has been performed with the INDRA multidetector. It is shown that most of the reaction cross section is associated with binary dissipative collisions, accompanied by the production of particles from a region between the two reaction partners. This study is focused on excitation energy and angular momentum of projectile-like fragment (PLF) in  $^{129}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$  reactions from 25 to 50 MeV per nucleon. Several methods are used to characterize hot nuclei (velocity, charge, mass and excitation energy). All these methods are compared between them and indicate that high energies are deposited in the nuclei in the course of the collision (it may exceed the nuclei binding energy). The angular momentum transferred into intrinsic spin to PLF in the peripheral collisions has been deduced from angular distributions and kinetic energies of the emitted light charged particles (atomic number smaller or equal to 2). Both methods agree qualitatively. The spin values decrease with the violence of the collision. These values correspond to values averaged over the whole deexcitation chain of nuclei. The predictions of transport models reproduce qualitatively the most peripheral collisions and suggest that high spins are transferred to PLF (from 30 to 50  $\hbar$ ). Larger angular momentum values are observed at the lowest incident energy. The time hierarchy in the evaporation process and the role of mid-rapidity emission are also discussed.

## **Mots clés**

Détecteur de rayonnement  
Interaction d'Ions Lourds  
Collision binaire  
Energie d'excitation  
Moment angulaire

## **Key words**

Radiation detectors  
Heavy-ions interactions  
Binary Collision  
Excitation energy  
Angular Momentum