



HAL
open science

Modes de production des fragments dans les collisions d'ions lourds aux energies intermediaires

J. Normand

► **To cite this version:**

J. Normand. Modes de production des fragments dans les collisions d'ions lourds aux energies intermediaires. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2001. Français. NNT : . in2p3-00019736

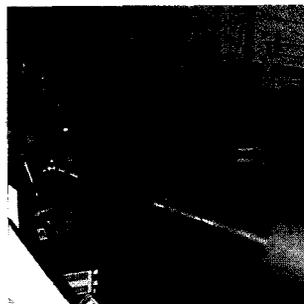
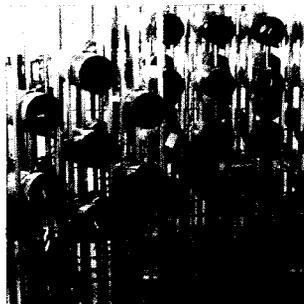
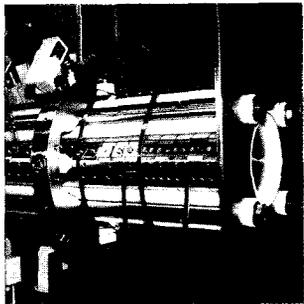
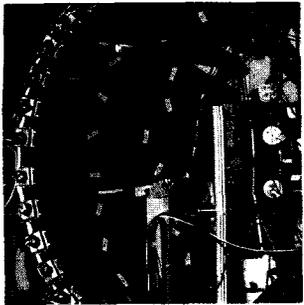
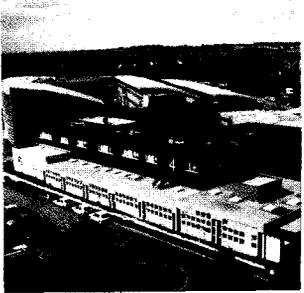
HAL Id: in2p3-00019736

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00019736v1>

Submitted on 26 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.



THESE

présentée par

Monsieur NORMAND Jacques

et

soutenue

le 23 Octobre 2001

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Spécialités : Constituants élémentaires

(Arrêté du 30 Mars 1992)

**MODES DE PRODUCTION DES FRAGMENTS DANS LES
COLLISIONS D'IONS LOURDS AUX ENERGIES
INTERMEDIARES**

JURY :

**Directeur de thèse : Monsieur Jean COLIN
Et Monsieur Daniel CUSSOL**

**Madame Marie-France RIVET, Directeur de Recherche I.P.N. Orsay
Monsieur René ROY, Professeur à l'Université de LAVAL - Québec
Monsieur Alexander BOTVINA, Chercheur Etranger
Monsieur Claude LEBRUN, Professeur à l'Université de Nantes**

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R des Sciences - Ecole doctorale SIMEM

Laboratoire de physique corpusculaire de Caen

THESE

présentée par

M. Jacques Normand

Et soutenue

Le 23 octobre 2001

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

(arrêté du 30 mars 1992)

Titre :

Modes de production des fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires

JURY

Mme Marie-France Rivet

(Rapporteur)

M. René Roy

(Rapporteur)

M. Alexander Botvina

M. Claude Lebrun

M. Jean Colin

(directeur de thèse)

M. Daniel Cussol

(directeur de thèse)

Je tiens à remercier Messieurs Bernard Tamain et Jean-François Lecolley de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen.

Merci à Marie France Rivet et René Roy d'avoir été mes rapporteurs, merci pour vos remarques et critiques. Merci à Claude Lebrun qui a accepté d'être le président du jury et merci à Alexander Botvina d'avoir participé au jury d'une thèse en français.

Merci à Jean et Daniel de m'avoir dirigé et encadré. Leurs nombreux conseils et critiques ont permis de rendre ce travail cohérent et lisible. Je les remercie également pour leur enthousiasme et leur bonne humeur.

Je remercie les membres de la collaboration INDRA pour leurs discussions animées sur les analyses physiques et l'ensemble des physiciens et des personnes des services techniques du LPC qui font que ce laboratoire n'est pas tout à fait comme les autres.

Je remercie plus particulièrement, Jean Marc Fontbonne et Laurent Hay pour les quelques mois passés dans INO. Olivier L, Olivier J, Jean-Claude A. (encore merci pour le 23), Manu V. et Miguel (Zizou c'est le plus grand), Nathalie M., Denis et Stéphane G. pour la joyeuse ambiance qui règne au premier étage et aux pauses café.

Je n'oublie évidemment pas les thésards. Mes remerciements vont d'abord à mes co-bureautières. A Nathalie B., pour son dynamisme, les cours de ski à Bormio. A Véronique qui, entre ses aller-retours entre Le GANILet le LPC, a eu la bonne idée d'instaurer les cartons rouge et jaune quand Jean-luc a séjourné dans le bureau. Et à Lynda de m'avoir recueilli lorsque je me suis retrouvé sans bureau fixe. Elle a réussi à supporter mes dessins et mes « pfffff » pendant que je rédigeais.

Merci à la bande, Sylvie (finalement je te fais confiance), Olivier M. (le mouchèvre), Benoît (le gai hamster), Jean-Luc (le monumental et stellaire poussin jaune), El Jibouine, le Dénicheur, Djosquéen. A feu la confrérie de la dame du lac, et au CTV.

Merci à tous les autres E.G.D, Nicolas, Frédéric, Cyril, Marc, Emmanuel S, Pierre, Adina, Riric, Nathalie A., Matthieu, Guillaume (l'autre normand), Bertrand, Frank, Ettore...

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Anne-Marie Penny et à toute l'équipe de Baclesse qui méritent bien plus que ma gratitude.

Et merci à mes parents et à mes sœurs.

**PLEASE BE AWARE THAT
ALL OF THE MISSING PAGES IN THIS DOCUMENT
WERE ORIGINALLY BLANK**

Table des matières

Introduction	3
I Dispositif expérimental	7
I.1 Description du détecteur	7
I.2 Identification en charge des particules	9
I.3 Tests de nouvelles chambres d'ionisation INDRA	9
I.3.1 Rappel sur les chambres d'ionisation	10
I.3.1.1 Grille de Frish	12
I.3.1.2 Particularité des chambres d'ionisation d'INDRA	12
I.3.2 Géométrie des chambres du test	14
I.3.2.1 Effet du bombé des feuilles de mylar	14
I.3.2.2 Perte d'énergie	16
I.3.3 Test	19
I.3.3.1 Electronique	20
I.3.4 Chambre de référence	21
I.3.4.1 Champ et signal	21
I.3.4.2 Uniformité de réponse	23
I.3.5 Chambre double grille	26
I.3.5.1 Champ et signal	26
I.3.5.2 Uniformité de réponse	30
I.3.6 Chambre simple grille	31
I.3.6.1 Champ et signal	31
I.3.6.2 Uniformité de réponse	33
I.3.7 Comparaison de la perte d'énergie des α dans le gaz déduite de la réponse des chambres et d'une diode.	36
Conclusion	38
II Caractéristiques des évènements	41
II.1 Caractéristiques générales des évènements	41
II.2 Séparation des évènements X+C et X+U	43
II.3 Caractéristiques des évènements sélectionnés	46
II.4 Les particules légères	52
II.5 Résumé	60

III Les cassures binaires du quasi-projectile	61
III.1 Au delà de la fission	61
III.1.1 L'asymétrie en charge de la cassure	62
III.1.2 Les vitesses relatives entre les deux fragments	63
III.1.3 Les directions de cassure	63
III.1.3.1 La fission standard	65
III.1.3.2 Distributions angulaires expérimentales	67
III.1.4 Vitesses relatives et directions de cassure	74
III.2 Fission à proximité de la cible?	77
III.2.1 Description sommaire de SMM	77
III.2.2 SMM standard	80
III.2.3 Effet du moment angulaire	80
III.2.4 Effet du champ coulombien de la cible	83
III.2.5 Effets combinés du champ coulombien de la cible et du moment angulaire	83
III.2.6 Conclusion	83
III.3 Compétition entre plusieurs modes de cassures	87
III.3.1 Déconvolution	87
III.3.2 Comparaison avec un modèle de fission	89
III.3.3 Proportions	90
III.3.4 Caractéristiques des cassures dynamiques	92
III.3.5 Etudes comparatives des vitesses relatives	94
IV Les autres voies de sortie	99
IV.1 Similitude avec le cas à deux fragments	99
IV.2 Directions d'émission du plus gros fragment	103
IV.2.1 Distribution angulaire expérimentale	103
IV.2.2 Comparaison avec SMM	113
IV.3 Séparation des modes de cassures	117
IV.3.1 Déconvolution	117
IV.3.2 Proportions	117
Conclusion	123
Bibliographie	127

Introduction

L'objectif de la physique nucléaire est d'étudier le noyau des atomes. Les noyaux sont composés de protons et de neutrons dont la cohésion est assurée par l'interaction forte. Cette force nucléaire reste à ce jour mal connue.

Les premières expériences ont consisté à observer et à rendre compte du comportement des noyaux stables. La plupart de leurs propriétés sont bien décrites par le modèle de la goutte liquide ou par le modèle en couches. Avec l'avènement de nombreux accélérateurs (Berkeley, GANIL, GSI ...), les collisions particule-noyau et noyau-noyau ont ouvert de nouveaux champs d'investigation pour nous apporter des renseignements plus quantitatifs sur les noyaux et la force nucléaire.

Les collisions d'ions lourds ont l'avantage de permettre l'étude de la matière nucléaire suivant deux aspects :

- l'aspect thermodynamique à travers l'étude des noyaux chauds
- l'aspect dynamique à travers l'étude des mécanismes de réactions.

Le comportement de la matière nucléaire infinie peut être décrit par une équation d'état [SURAUD90, BONCHE85]. Cette équation relie différentes grandeurs thermodynamiques entre elles. L'analogie entre l'interaction nucléon-nucléon et les forces de Van der Waals dans les fluides macroscopiques suggère l'existence d'une transition liquide-gaz dans les noyaux. Dans ce cadre la phase liquide correspond aux noyaux liés et faiblement excités et la phase gazeuse aux nucléons libres.

Les collisions d'ions lourds permettent de porter les noyaux dans des états extrêmes loin de leur état d'équilibre. Les études des noyaux excités (dits chauds) formés dans ces collisions ont pour objectif principal de déterminer l'équation d'état de la matière nucléaire et de mettre en évidence la transition de phase.

Pour caractériser les noyaux chauds, il est important de connaître leurs modes de désexcitation.

Les modes de décroissance des noyaux chauds sont principalement gouvernés par l'énergie d'excitation E^* déposée dans le noyau. Plus l'énergie d'excitation est importante, plus le nombre de voies de décroissance accessibles augmente. A basse énergie d'excitation,

l'émission de particules légères (évaporation) est le processus dominant. Dès que l'énergie d'excitation est suffisante, le noyau peut également fissionner. Les fragments de fission peuvent être encore chauds et évaporer. La cassure des noyaux chauds en plus de deux fragments apparaît à partir de $E^*=3$ MeV/A [BIZARD93]: elle est bien décrite par une désexcitation séquentielle. Au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente, les temps de séparation entre les cassures sont de plus en plus courts [BOUGAULT89] à un point tel qu'à partir de $E^*=5$ MeV/A on considère que la multifragmentation est simultanée [LOPEZ93]. A plus haute énergie $E^*=10$ MeV/A, le mécanisme de fragmentation est remplacé par la vaporisation, à la fin de la décroissance seules subsistent des particules légères ($Z \leq 2$) [BACRI95, RIVET96, BORDERIE96].

Le but des études de ces modes de désexcitation est de décrire thermodynamiquement les noyaux chauds et d'avoir accès à des grandeurs comme la température, l'énergie d'excitation, via par exemple la comparaison avec des modèles statistiques.

Cependant, l'application des concepts thermodynamiques aux noyaux chauds suppose qu'ils ont perdu la mémoire de la voie d'entrée et atteint l'équilibre. Mais la dynamique de la réaction leur en laisse-t-elle le temps? Cette question est encore largement débattue.

L'étude des mécanismes de réaction et leur comparaison avec des modèles dynamiques est primordiale pour répondre à cette question. Elle peut également nous apporter des informations fondamentales sur la section efficace nucléon-nucléon ou sur la viscosité de la matière nucléaire.

A basse énergie (≤ 10 MeV/A), les réactions sont dominées par les effets collectifs ce qui signifie que 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 périphériques). Les transferts inélastiques sont caractérisés par la formation de deux noyaux faiblement excités qui gardent la mémoire de la voie d'entrée. Il a été observé que la fusion devenait de plus en plus incomplète pour des énergies incidentes croissantes: des particules légères sont émises au début de la collision et ne participent pas à la fusion.

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

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. Aux énergies intermédiaires, les réactions sont majoritairement binaires et mènent à la formation de deux noyaux chauds. Une quantité importante de matière est également observée entre ces deux sources [LAROCHELLE97]. Comprendre l'origine de cette contribution à mi-rapidité est l'un des objectifs de ce mémoire. La fusion est également observée dans les collisions les plus centrales avec une très faible section efficace.

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 sur les produits de réaction issus des collisions d'ions lourds. Le multidétecteur INDRA répond à cette exigence.

Expérimentalement nous n'avons accès qu'aux produits finaux issus des collisions. Ces fragments et particules légères ont plusieurs origines. Certains sont émis dans les premiers instants de la collision par des processus dynamiques et d'autres sont issus de la désexcitation des noyaux chauds. Isoler les différentes contributions afin d'obtenir des informations sur la force nucléaire via des modèles dynamiques ou statistiques est la principale difficulté de nos analyses.

L'effort principal de la collaboration INDRA est consacré à l'étude de la multifragmentation. La multifragmentation est beaucoup étudiée car elle pourrait être associée à l'état intermédiaire entre la phase liquide et la phase gazeuse (coexistence de phases), siège de la décomposition spinodale du noyau en fragments et particules légères, et son étude a peut-être permis de mettre en évidence la transition de phase de la matière nucléaire [BOTET01], [BORDERIE01], [LENEINDRE00]. Ces études ont été effectuées sur la multifragmentation d'une source constituée de la majeure partie des nucléons de la cible et du projectile qui se serait formée dans les collisions les plus violentes. La sélection de cette source "unique" parmi des événements majoritairement binaires (elle représente une très faible proportion de la section efficace) a été réalisée grâce à des analyses basées sur la forme des événements [MARIE95], [SALOU97] ou grâce à des analyses multidimensionnelles comme l'analyse discriminante [MASKAY99], l'analyse en composantes principales [BELLAIZE01] ou les cartes de Kohonen [BOURIQUET01]. Les études menées montrent des déviations par rapport à un scénario d'une source totalement équilibrée: la source sélectionnée garde une certaine mémoire de la voie d'entrée (déformation de la source, phase de compression); ce qui nécessite de mieux comprendre la phase de formation de cette source.

Il y a eu moins d'étude sur les autres aspects des collisions d'ions lourds au sein de la collaboration INDRA. L'étude des propriétés thermodynamiques du quasi-projectile [STECKMEYER01] a montré que l'obtention de celles-ci pouvait être biaisée par les particules légères et par les fragments émis à mi-rapidité. L'origine (désexcitation statistique d'une source ou nature dynamique) de ces particules [LEFORT00], [DORE], [PAWLOWSKI00], [GERMAIN00], [GALICHET98] et fragments [PLAGNOL99], [LUKASIK97], [BOCAGE98] est encore incertaine.

Ce travail porte sur l'étude des modes de production des fragments produits lors des collisions d'ions lourds, la compréhension de leur origine et une tentative d'isolement des différentes contributions. Les données expérimentales présentées ont été obtenues avec le multidétecteur INDRA au GANIL.

Dans le premier chapitre, nous décrirons le dispositif expérimental INDRA et nous présenterons les tests de nouvelles chambres d'ionisation envisagées pour INDRA.

Le deuxième chapitre est consacré aux méthodes de sélection utilisées dans les analyses. Quelques caractéristiques des événements en fonction de la violence de la collision seront présentées. Nous verrons que l'origine d'un certain nombre de fragments et de particules légères ne peut pas être expliquée par la désexcitation du quasi-projectile et de la quasi-cible. Nous nous attarderons sur les différentes origines possibles des particules légères.

Dans les deux chapitres suivants, nous essaierons de comprendre l'origine des fragments. Dans un premier temps, nous étudierons les cassures binaires du quasi-projectile avec comme référence la fission standard. Un certain nombre de déviations seront présentées par rapport à ce processus qui montrent que des mécanismes hors-équilibre peuvent également être à l'origine des fragments.

Dans le dernier chapitre, nous verrons si le scénario proposé dans le cas des cassures binaires du quasi-projectile peut être étendu aux autres voies de sortie.

Chapitre I

Dispositif expérimental

Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires produisent un grand nombre de particules légères et de fragments dans tout l'espace sur une grande gamme en énergie (de 1 MeV à 4 GeV). Afin de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu lors de ces collisions, il est nécessaire d'avoir une détection et une caractérisation (masse, charge, énergie, direction d'émission) des produits de réaction les plus complets possibles. Dans cette optique, le multidétecteur INDRA (Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues) a été construit au début des années 90 [POUTHAS95] par quatre laboratoires français: le GANIL, L'IPN d'Orsay, le SEPN de Saclay et le LPC de Caen .

I.1 Description du détecteur

INDRA est un ensemble de détection de particules chargées. Son efficacité géométrique est de 90% de 4π . 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 l'uranium).

INDRA est composé de 336 modules de détection repartis sur 17 couronnes ayant comme axe de révolution l'axe du faisceau (figure-I.1). Le nombre et la nature des détecteurs qui constituent ces modules varient en fonction du domaine angulaire.

- Entre 2° et 3° , la couronne 1, la plus proche de l'axe du faisceau, est composée de 12 détecteurs phoswich. Chacun d'eux est constitué de 2 scintillateurs plastiques respectivement NE102/NE115, suivi d'un photomultiplicateur. Depuis la quatrième campagne de mesures qui a eu lieu à GSI en 1999, ces détecteurs ont été remplacés par une couronne composée de 12 télescopes à 2 étages constitués par des détecteurs silicium et de scintillateurs CsI.
- Entre 3° et 45° , les couronnes 2 à 9 sont composées par des télescopes à 3 étages. Le premier étage est constitué de chambres d'ionisation (ChIo), le deuxième étage de détecteurs silicium (Si) d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ et le troisième étage de scintillateurs

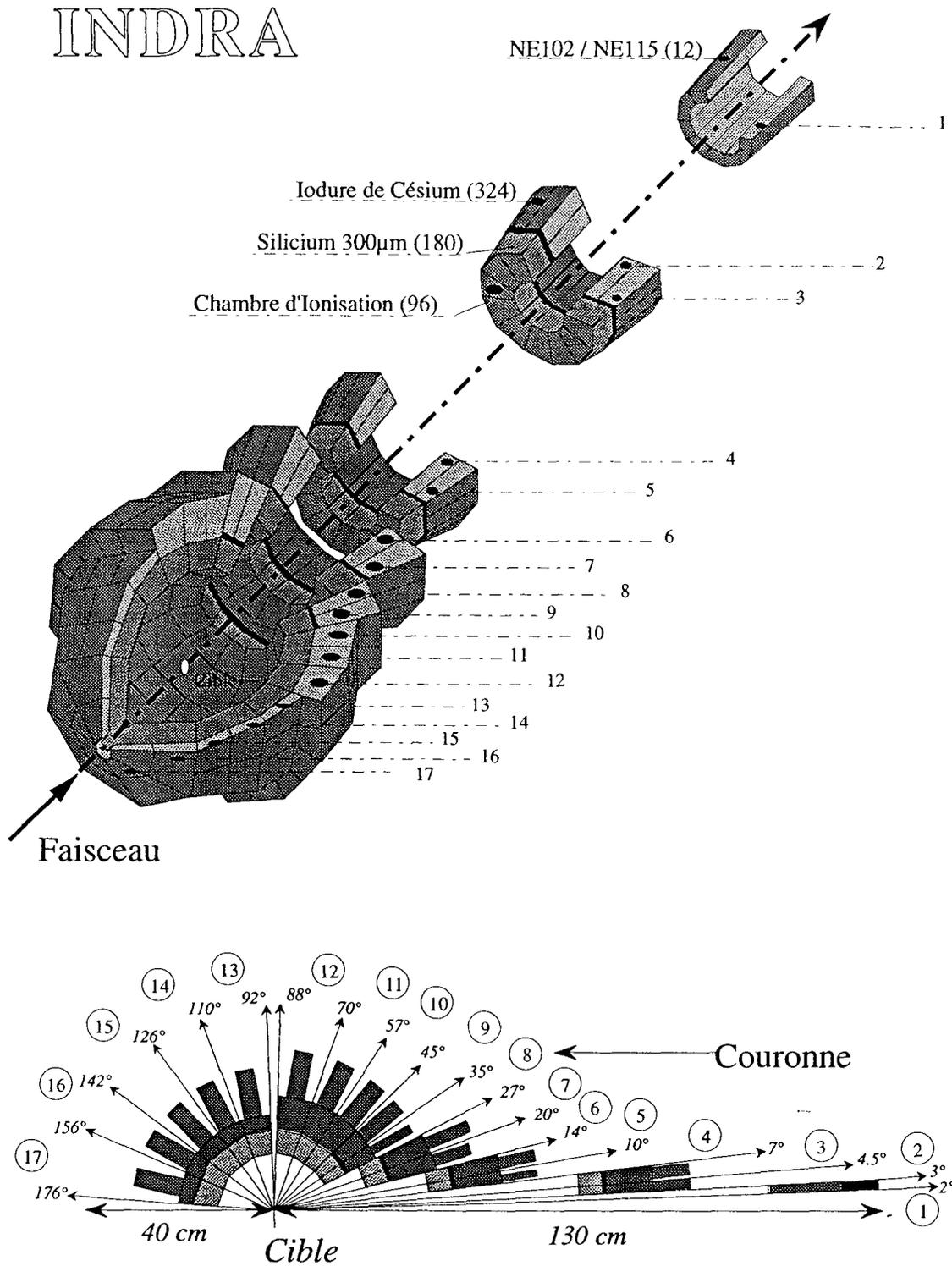


FIG. I.1 - vue schématique des couronnes d'INDRA

CsI(Tl). Ces détecteurs permettent de couvrir une grande dynamique en énergie et en charge allant du proton de 1 MeV jusqu'à des fragments lourds de 5 GeV.

- Entre 45° et 176° , les couronnes 10 à 17 sont composées par des télescopes seulement à 2 étages (chambres d'ionisation et scintillateur CsI(Tl)). La présence des siliciums des couronnes avant n'est plus nécessaire en raison des énergies plus faibles et des produits chargés émis dans ce domaine angulaire. De plus, chacune des 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 dopé au lithium d'épaisseur 2 mm intercalés entre une chambre d'ionisation et un CsI pour permettre l'étalonnage des CsI.

I.2 Identification en charge des particules

L'identification des produits de réaction s'effectue selon deux procédés. Le premier est basé sur la méthode $\Delta E-E$ et le second sur l'analyse en forme des signaux fournis par les scintillateurs et les phoswichs (uniquement pour les particules légères). Ces méthodes ont été déjà présentées dans de nombreuses thèses [FRANKLAND98, TIREL98, LENEINDRE99, MASKAY99, BELLAIZE00, TABACARU01], nous ne les expliciterons pas davantage.

Au cours de l'identification de la deuxième campagne de mesure, il est apparu que la réponse des chambres d'ionisation des couronnes arrières était très instable au cours du temps. Cette instabilité a fortement compliqué l'identification des particules et des fragments. Afin d'apporter une réponse à ce problème, l'étude de nouvelles chambres d'ionisation a été effectuée.

I.3 Tests de nouvelles chambres d'ionisation INDRA

On a pensé que cette dégradation du signal était due à la collection des charges dans les chambres d'ionisation. Cette collection s'effectue par une double boucle sur la feuille de mylar arrière aluminisée qui sert d'anode. Les mises sous pression successives ont pu provoquer une érosion des 200 nm d'aluminium par la double boucle et entraîner un mauvais contact. Pour tenter de résoudre ce problème, deux chambres ont été construites : une chambre "double grille" et une chambre "simple grille". La prise de signal sur ces deux chambres ne se fait plus par la feuille de mylar arrière mais par une grille de collection évitant ainsi de connecter la feuille de mylar par la double boucle. Afin de valider ou d'invalider ces deux solutions, nous avons comparé leur uniformité de réponse à une troisième chambre de référence qui a les mêmes caractéristiques que les chambres d'INDRA. Pour ces tests nous avons placé une chambre à avalanche derrière les chambres d'ionisation, afin de localiser le passage des particules délivrées par une source placée devant. Avec cette procédure nous connaissons la réponse de la chambre en fonction de la trajectoire des

particules.

Nous rappellerons dans la première partie, le principe de fonctionnement des chambres d'ionisation et la particularité des chambres modèle INDRA. La seconde partie est consacrée aux caractéristiques communes aux trois chambres : leur géométrie et les effets liés au gaz dans la détermination des pertes d'énergie. La troisième partie est une description du dispositif expérimental et de la chaîne électronique associée. Ensuite, pour chaque chambre nous décrirons ses spécificités (configurations électrostatiques, courants et charges) et présenterons les résultats expérimentaux obtenus. Dans la dernière partie, nous essayerons de déconvoluer les effets de la géométrie et des configurations électrostatiques sur la réponse des chambres.

I.3.1 Rappel sur les chambres d'ionisation

Une chambre d'ionisation est un détecteur gazeux. Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, elle ionise le gaz. Tout au long de son parcours dans la chambre, elle crée des paires électron-ion. Le nombre de paires électron-ion est proportionnel à l'énergie déposée par la particule. Il faut environ 30 eV pour créer une paire électron-ion. On collecte les charges libérées en appliquant un champ électrique. Les électrons sont attirés vers l'anode, les ions vers la cathode.

Une charge en mouvement génère un courant. Le théorème de Ramo [RAMO39] montre que ce courant est égal à :

$$i(t) = q \cdot \vec{v} \cdot \vec{E}^*$$

E^* : champ virtuel si on applique 1V à l'électrode de mesure et 0V ailleurs.

v : vitesse de déplacement de la charge

La charge que l'on récupère est alors :

$$Q = \int_0^t i(t) \cdot dt = \int_0^t q \cdot v \cdot E^* \cdot dt = q(V_{arr}^* - V_{dep}^*)$$

V_{arr}^* potentiel virtuel d'arrivée de la particule (potentiel de 1V pour un électron qui arrive sur l'anode et 0V pour un ion qui arrive sur la cathode)

V_{dep}^* potentiel virtuel de départ de la particule. (c.à.d potentiel virtuel vu par l'électron ou l'ion à l'endroit où il est créé.)

La figure-I.2,a montre la charge collectée après le préamplificateur. On distingue sur cette figure :

- une première croissance due au courant électronique. Le temps de collection des électrons est de quelques μs .
- une croissance avec une pente plus faible due à la collection des ions. Le temps de collection des ions est de l'ordre de la ms. Ce temps de collection très supérieur à celui des électrons est dû à la mobilité plus faible des ions. Les ions sont environ mille fois plus lents que les électrons.

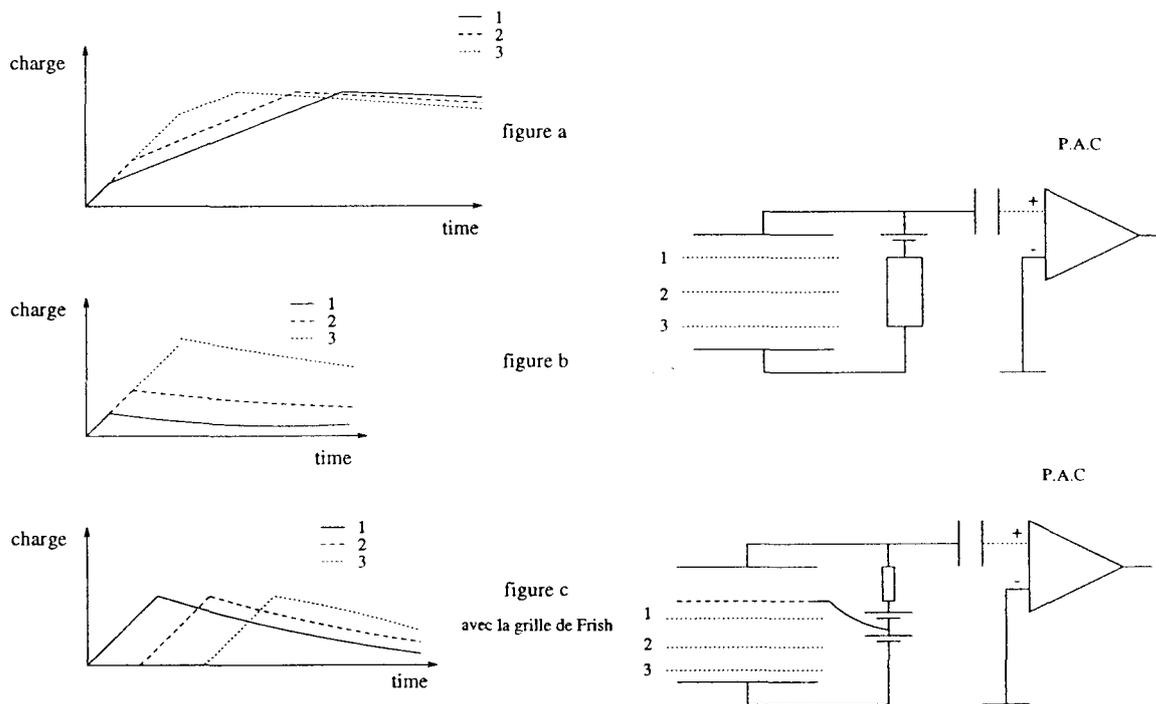


FIG. I.2 – Charges collectées pour différents fonctionnements de la chambre d'ionisation et selon trois positions (1, 2, 3). La figure (a) représente la charge que l'on collecte lorsque la constante de temps du préamplificateur de charge (PAC) est de l'ordre de la ms. La figure (b) représente la charge pour une constante de temps de quelques dizaines de μ s. La figure (c) représente la charge lorsque la chambre comporte une grille de Frish.

- une décroissance due à la constante de temps du préamplificateur de charge (PAC) ($t=RC$) de quelques centaines de μs .

On constate sur cette figure que la forme dépend de la trajectoire de la particule. Si la particule ionise près de l'anode (1), la charge induite par les électrons est plus petite que celle due à une ionisation près de la cathode (3). Le potentiel virtuel (théorème de Ramo) remonté par les électrons créés près de l'anode est plus petit que le potentiel remonté par les électrons créés près de la cathode, donc la charge induite est plus petite. Pour les ions, on observe le phénomène inverse, la charge induite est plus grande si les ions sont créés près de l'anode. La charge totale que l'on collecte est la même quelle que soit la trajectoire de la particule.

Le temps de collection des ions est un problème car il conduit à un taux de comptage très faible. Pour avoir un taux de comptage suffisant, on diminue la constante de temps (RC) du PAC. Ainsi la charge que l'on collecte est seulement la charge induite par les électrons. Ceci pose cependant un autre problème: la réponse de la chambre varie selon la trajectoire de la particule (figure-I.2,b). On résout la perte de la linéarité de la réponse en intercalant une grille de Frish entre la cathode et l'anode.

I.3.1.1 Grille de Frish

Lorsqu'on interpose une grille de Frish, la zone entre l'anode et la grille de Frish devient une zone morte. Pour l'anode, la grille de Frish sert d'écran et l'anode ne "sent" le déplacement des électrons que lorsqu'ils ont dépassé la grille. Si on applique le théorème de Ramo, le potentiel virtuel que remontent les électrons créés entre la cathode et la grille de Frish est nul car la cathode et la grille sont virtuellement à la masse, donc la charge collectée n'est proportionnelle qu'au potentiel virtuel de 1V entre la grille et l'anode (l'anode est virtuellement à 1V). Quelle que soit la trajectoire de la particule, on récupère la même charge, on observe par contre un décalage dans le temps du signal (figure-I.2,c). Ce décalage est dû à la différence de parcours des électrons entre la cathode et la grille de Frish.

Si les particules passent dans la zone entre l'anode et la grille de Frish, on se retrouve dans le cas précédent. La charge induite dans cette zone dépend de la trajectoire de la particule. La charge récupérée est en moyenne la moitié de celle récupérée si la particule passe entre la cathode et la grille de Frish. C'est pour cela que l'on s'arrange pour que les particules ne traversent pas cette zone entre la grille de Frish et l'anode. Ainsi la réponse de la chambre est uniforme quelle que soit la trajectoire des particules qui la traversent.

I.3.1.2 Particularité des chambres d'ionisation d'INDRA

Les chambres d'ionisation d'INDRA sont utilisées d'une manière différente. La trajectoire de la particule qui traverse la chambre n'est plus parallèle à l'anode et à la cathode mais orthogonale (Le champ électrique n'est plus orthogonal mais longitudinal à la trajectoire de la particule.) (figure-I.3.1.2).

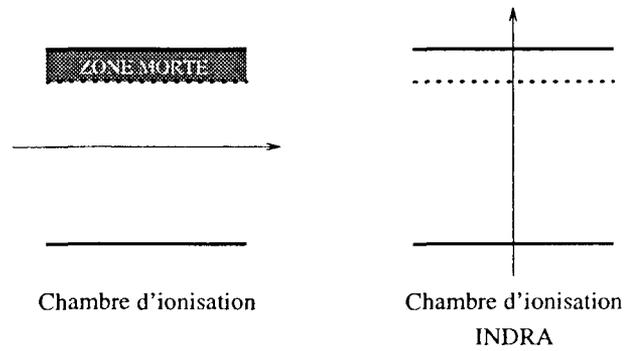


FIG. I.3 – *particularité des chambres d'ionisation d'INDRA*

INDRA a été conçu pour couvrir le maximum d'angle solide sur 4π . Or, la zone entre la grille de Frish et l'anode d'une chambre d'ionisation traditionnelle représente une grande zone morte, donc une perte importante de l'angle solide couvert. La configuration des chambres INDRA permet de résoudre ce problème.

I.3.2 Géométrie des chambres du test

Les trois chambres construites pour le test ont la même géométrie que les chambres de la couronne 8/9 (figure I.5). Elles sont localisées à 18 cm de la face de sortie. La structure des chambres a été réalisée avec des pans d'époxy de 3,2 mm d'épaisseur (1,6 mm pour les chambres d'INDRA). Les faces d'entrée et de sortie sont des feuilles de mylar aluminisées de 2,5 μm d'épaisseur. La face d'entrée représente une surface de 5 cm par 5 cm et la face de sortie représente une surface de 7 cm par 7 cm. La profondeur de la chambre est de 5 cm.

I.3.2.1 Effet du bombé des feuilles de mylar

Les feuilles de mylar de la face de sortie des chambres INDRA, ont été collées sur les pans d'époxy sous une pression de 30 mbar (pression d'utilisation). La déformation induite correspond à un bombé avec une flèche de 5 mm. Lors de la première mise en pression, le mylar "absorbe" la contrainte et la transforme en déformation "définitive". Les variations de la déformation consécutives aux autres mises en pression sont minimales.

Le collage des feuilles de mylar a été différent lors de la construction des chambres de ce test. Les feuilles ont été collées à plat avec une tension très faible et à pression atmosphérique. A la mise sous pression à 30 mbar, la déformation induite pour la face de sortie correspond à un bombé avec une flèche de 5 mm. On a donc les mêmes conditions qu'avec les chambres INDRA.

La face d'entrée subit aussi une déformation: Le bombé mesuré a une flèche de 2 mm.

Epaisseur de gaz traversée

Pour connaître l'épaisseur de gaz traversée selon la trajectoire de la particule et en déduire les pertes d'énergie de celle-ci, nous avons simulé la déformation des feuilles de mylar.

Un matériau élastique, de module d'Young E , d'épaisseur e , de coefficient de Poisson σ , porté par des arêtes rectangulaires de longueur a et de largeur b , soumis à une pression P subit une déformation valant:

$$z(x, y) = \frac{24.P}{\pi^6.A.e^3} \sum_{p,q \text{ impairs}} \frac{1}{p.q} \cdot \frac{\sin \frac{p.\pi.x}{a} \cdot \sin \frac{q.\pi.y}{b}}{\left(\left(\frac{p}{a}\right)^2 + \left(\frac{q}{b}\right)^2\right)}$$

$$\text{avec } A = E/(1 - \sigma^2)$$

$$z(0, 0) = \frac{6.P.S^2}{\pi^6.A.e^3}$$

$$\text{avec } S = a.b \text{ et } a = b.$$

Cette formule nous permet de simuler la déformation des feuilles de mylar et ainsi de calculer la variation d'épaisseur de gaz traversée par les particules.

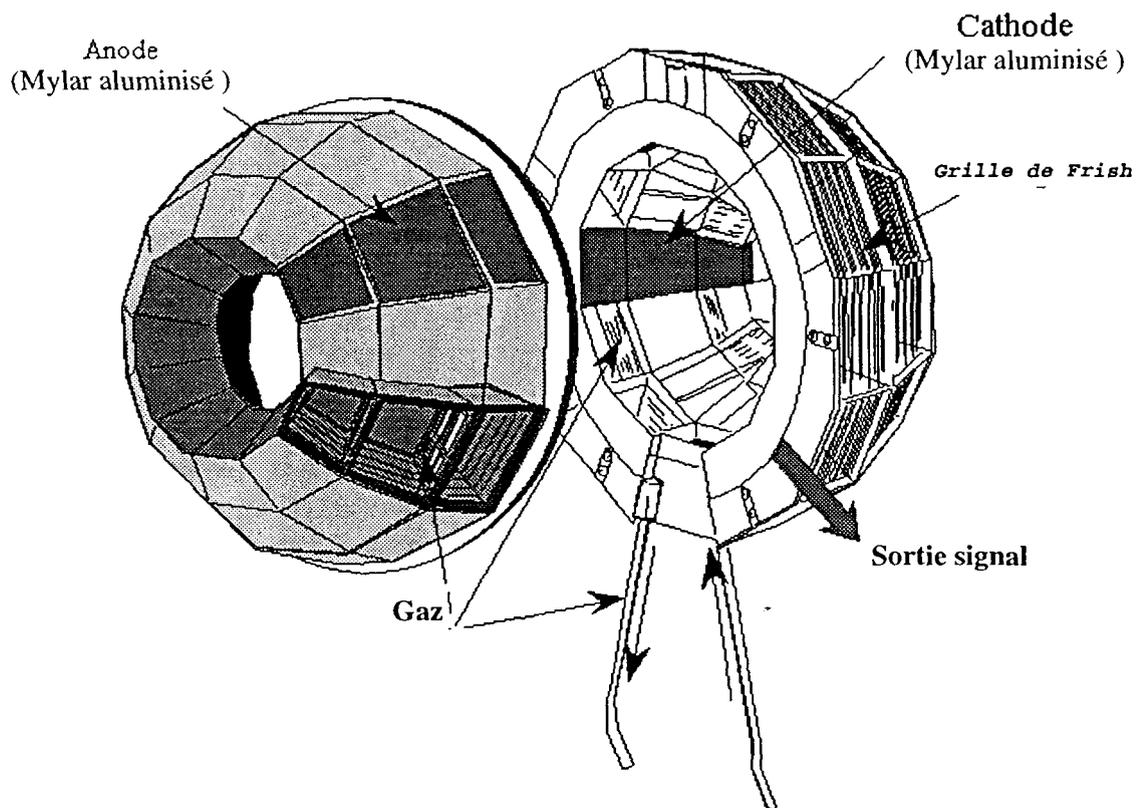


FIG. I.4 - Représentation schématique des chambres d'ionisation des couronnes arrière c8-c12

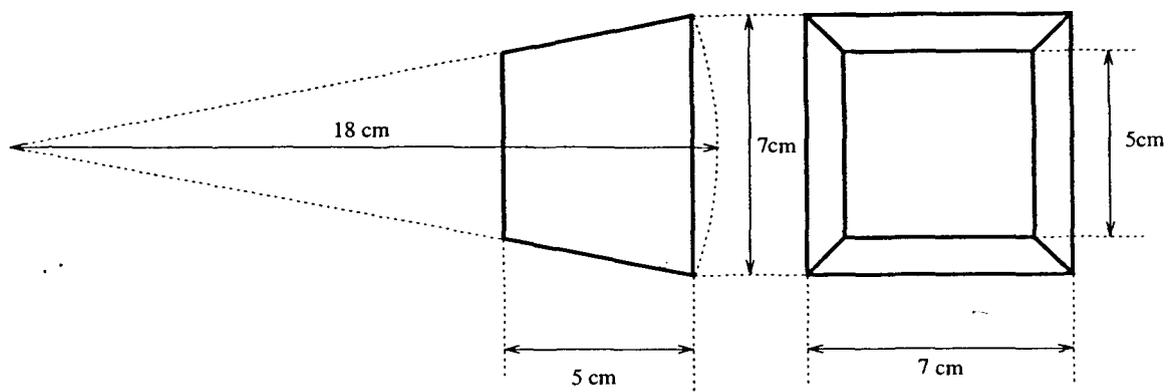


FIG. I.5 - géométrie des chambres d'ionisation de la couronne 9

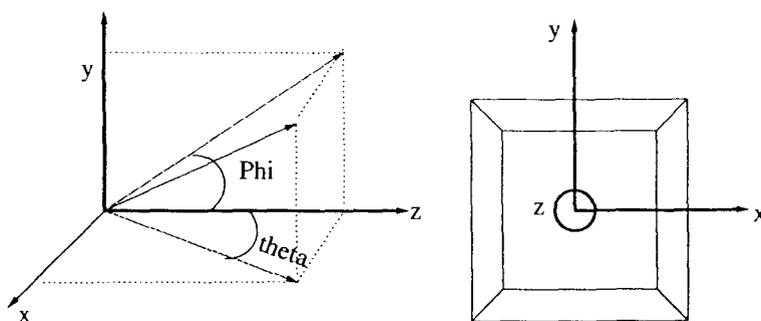


FIG. I.6 – Définition des angles

Si on pose que l'angle θ est l'angle que fait la projection de la trajectoire des particules dans le plan x-z avec l'axe z, et que l'angle ϕ est l'angle que fait la projection dans le plan y-z de la trajectoire des particules avec l'axe z, l'épaisseur de gaz traversée est:

$$e = \frac{e_0}{\cos(\theta) \cdot \cos(\phi)}$$

avec

$$e_0 = z_{avant} + prof + z_{arr}$$

z_{avant} : déformation de la feuille avant

z_{arr} : déformation de la feuille arrière

Prof: profondeur de la chambre (5cm)

La figure-I.7 représente la variation d'épaisseur de gaz traversée par les particules. Les différentes épaisseurs sont renormalisées par rapport à l'épaisseur traversée au centre de la chambre. L'épaisseur de gaz au centre est 5,7 cm. L'épaisseur de gaz diminue progressivement du centre vers les bords. L'écart maximum est de 11% c.à.d que l'on a une différence de 6 mm (5,7-5,1). On remarque que dans les coins de la chambre, l'épaisseur de gaz traversée augmente légèrement par rapport aux bords, on a un écart de 9% avec le centre.

I.3.2.2 Perte d'énergie

La source que nous avons utilisée pour ces tests est une source d'américium. Cette source délivre des α de 5,485 MeV. Le tableau qui suit compare la perte d'énergie des α de 5,251 MeV dans différents gaz à la même pression de 30 mbar. En effet, après avoir traversé la feuille de 2,5 μm de mylar, leur énergie n'est plus que de 5,251 MeV. Ces gaz sont l'isobutane C_4H_{10} , le CF_4 et le C_3F_8 .

Le gaz utilisé dans les chambres d'INDRA est le C_3F_8 . Nous n'avons pas pu faire les tests avec du C_3F_8 du fait de son prix et de sa toxicité. Nous avons préféré le C_4H_{10} au CF_4 , car l'énergie de création de paire électron-ion est plus faible pour le C_4H_{10} . Le signal récupéré est donc plus important pour le C_4H_{10} pour une même perte d'énergie dans les

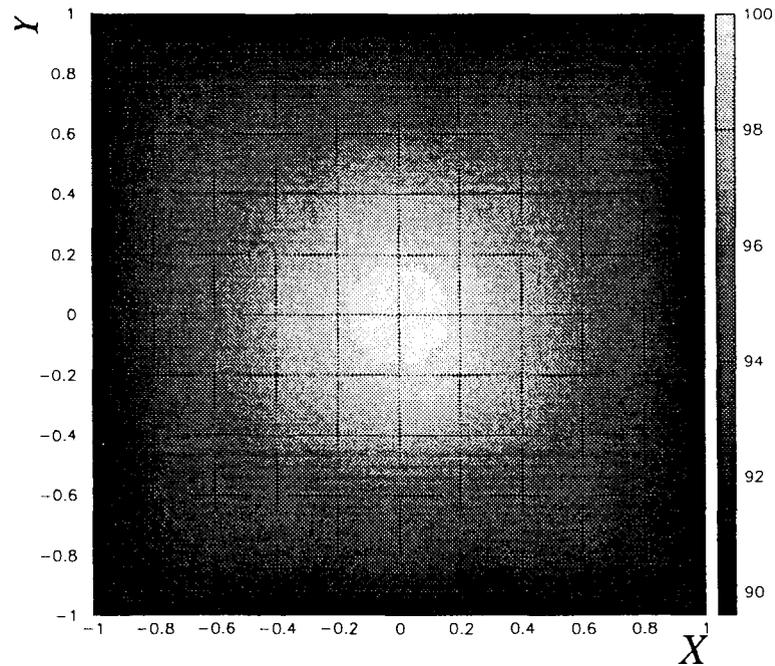


FIG. I.7 – Variation relative de l'épaisseur de gaz traversée. Les épaisseurs sont renormalisées par rapport à celle du centre. 100 % correspond à 5,7 cm.

gaz	perte d'énergie (keV)			
	5.1cm	5.3cm	5.5cm	5.7cm
C_4H_{10}	480	500	521	541
CF_4	444	461	479	498
C_3F_8	1050	1086	1122	1158

TAB. I.1 – pertes d'énergie calculées des α dans différents gaz et pour différentes épaisseurs traversées pour une pression de 30 mbar.

deux gaz. Nous avons obtenu un signal 1,5 fois supérieur avec du C_4H_{10} par rapport à celui obtenu avec du CF_4 .

I.3.3 Test

Le but de ces tests est de comparer l'uniformité de réponse des trois chambres d'ionisation en fonction de la trajectoire des particules α dans les chambres. On localise en position les α grâce à une chambre à avalanche. On place au foyer de la chambre d'ionisation la source d'américium qui délivre les α de 5.485 MeV. Derrière la chambre, on place la chambre à avalanche Exoset2 [FONTBONNE98]. Exoset2 a une résolution de 1 mm, donc en déclenchant sur Exoset2, on peut ainsi connaître la réponse de la chambre mm^2 par mm^2 . Comme la source n'est pas ponctuelle mais qu'elle a un diamètre de 7 mm, la résolution en position du dispositif est moins bonne. Elle est en fait de 2 mm.

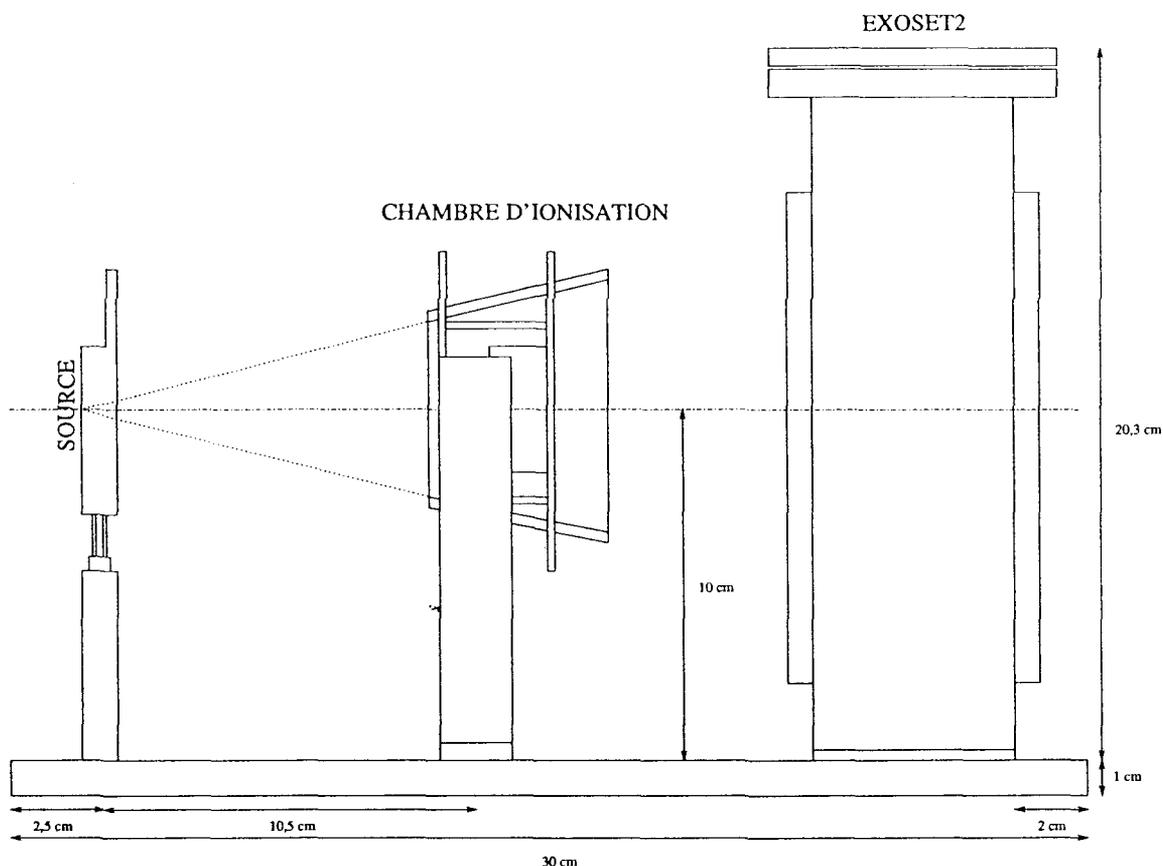


FIG. I.8 - Schéma du test

Exoset2 et la chambre d'ionisation en test sont branchées sur le même circuit de gaz. Le gaz utilisé est l'isobutane C_4H_{10} . La pression dans les deux chambres est de 30 mbar.

La chambre d'ionisation est alimentée par une tension de 200V. Exoset2 est alimentée par une tension de 1000 V.

Pour couvrir tout l'angle solide derrière une chambre d'ionisation, nous avons dû réaliser quatre images avec Exocet2.

I.3.3.1 Electronique

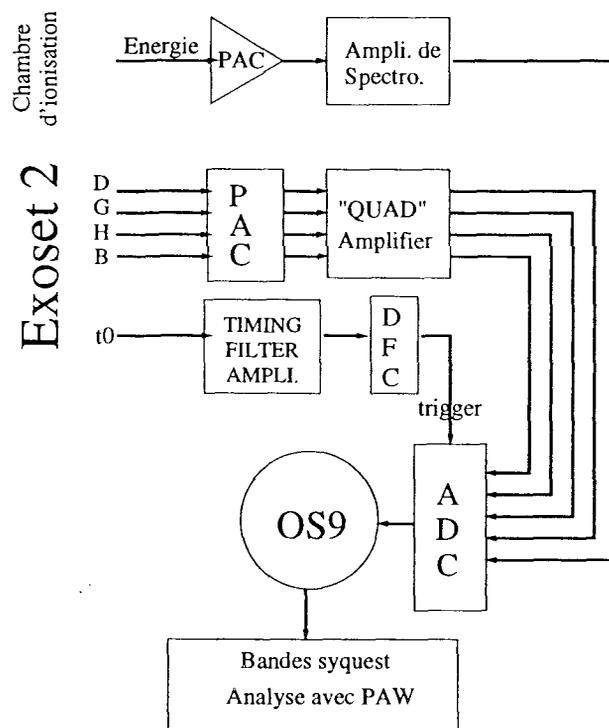


FIG. I.9 - Acquisition

Electronique associée aux chambres d'ionisation

L'entrée du préamplificateur de charge (PAC) (modèle INDRA) des chambres d'ionisation est remise à la masse par une résistance de $10\text{ M}\Omega$. Le préamplificateur est lu par un amplificateur de spectroscopie. Le temps de mise en forme ("shaping time") de ce dernier est réglé sur $2\ \mu\text{s}$ (rapport signal sur bruit optimal). Le grand gain est réglé sur 200 et le gain fin sur 12,38.

Le bruit total de la chaîne électronique $\sigma_{\text{electronique}}$ que l'on mesure vaut 30 keV (pour la haute tension appliquée de 200 V).

Electronique associée à Exoset2

La localisation se fait par une lecture résistive. Les quatre signaux servant à la localisation sont envoyés sur des préamplificateurs de charge (PAC). Ces derniers sont lus par un amplificateur à quatre voies "QUAD amplifier". Le gain de celui-ci est réglé sur 200 pour les quatre voies.

I.3.4 Chambre de référence

La chambre de référence est la chambre qui se rapproche le plus des chambres d'INDRA. Elle est constituée d'une cathode reliée à la haute tension directement sur le mylar, à l'extérieur de la chambre. La haute tension est ensuite répartie sur le dégradeur de champ jusqu'à la grille de Frish. L'anode (l'autre feuille de mylar) est connectée par une colle argent sur une piste située sur la face extérieure. Pour les chambres d'INDRA, l'anode est connectée par une double boucle.

La grille de Frish est placée à 8 mm de la face de sortie. Elle est constituée de fils en cuivre-beryllium de $50 \mu\text{m}$. Les fils sont espacés de 5 mm.

Le dégradeur de tension est constitué de 8 pistes en cuivre de 5 mm de largeur espacées de 5 mm.

I.3.4.1 Champ et signal

Jeu de Potentiels

Le jeu de potentiels du dégradeur de champ est le même que celui utilisé dans INDRA. Il est représenté sur la figure I.10.

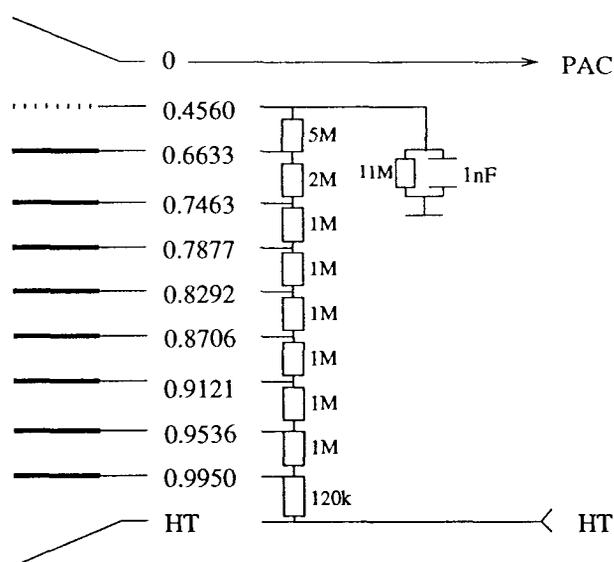


FIG. I.10 – Jeu de potentiels de la chambre de référence

Analyse du signal obtenu

Les figures I.11 et I.12 représentent la forme du courant et de la charge de la chambre de référence après le préamplificateur de charge. Ces valeurs sont moyennées sur plusieurs

coups et le déclenchement a été réalisé par la chambre Exoset2.

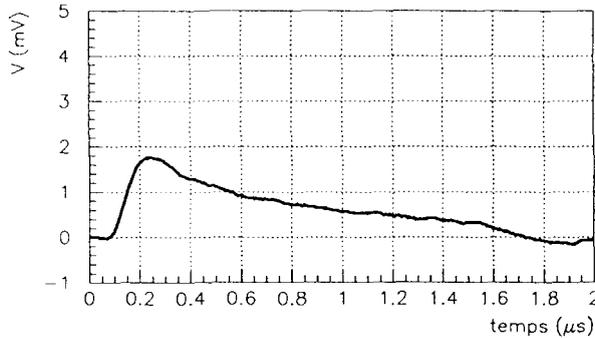


FIG. I.11 - Courant à la sortie du PAC de la chambre de référence

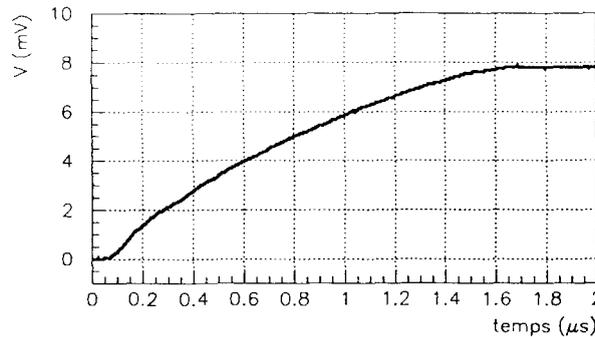


FIG. I.12 - Charge à la sortie du PAC de la chambre de référence

On peut distinguer sur la figure I.12 :

1. une croissance rapide (entre 0 et 200 ns) représentant 1/5 du signal total. Elle correspond au balayage des électrons produits entre l'anode et la grille de Frish. Le champ dans cette zone est en effet à peu près 2 fois plus intense qu'ailleurs.
2. une croissance à pente constante plus faible qui correspond à la migration des électrons produits entre la cathode et la grille de Frish.
3. la décroissance* à pente faible due au PAC modèle INDRA.

L'amplitude moyenne du signal est d'environ 7,8 mV. Le temps de montée du signal est de 1,5 μ s.

* la pente est tellement faible sur la figure que la valeur de la charge est constante sur l'intervalle 1,6-2 μ s

I.3.4.2 Uniformité de réponse

La figure-I.13 en haut et la figure-I.14 en haut représentent l'énergie moyenne relative déposée dans la chambre de référence en fonction de la trajectoire des α . L'énergie moyenne relative est l'énergie moyenne déposée renormalisée par rapport à l'énergie moyenne déposée au centre de la chambre. On observe sur ces figures que la réponse au centre de la chambre est maximum, elle est minimum aux bords. L'écart entre le centre et les bords est d'environ 10%. Un tel écart n'est pas surprenant car il correspond à la différence d'épaisseur de gaz traversée par les α en fonction de leurs trajectoires(figure-I.7).

Si on examine de plus près la figure-I.13, on observe une très forte dégradation de la réponse dans le coin haut-gauche et en haut à droite de la figure . L'énergie moyenne mesurée ne correspond qu'à 50% de l'énergie moyenne au centre. Le spectre en énergie pour cette position est déformé. On peut expliquer la dégradation dans le coin car il s'agit d'une zone où les lignes équipotentiels sont mal définies. On pensait pouvoir expliquer la dégradation en haut à droite par la présence d'une masse à cet endroit à l'extérieur de la chambre, mais on n'a pas reproduit cet effet en plaçant une masse à d'autres positions.

On observe aussi sur le bord droit en haut et sur le bord du bas à droite que l'énergie moyenne déposée est proche de celle au centre de la chambre. Ceci se voit très bien sur les profils de la figure-I.14 en haut (surtout pour $y=0.8$). Elle peut s'expliquer soit par une meilleure collection, soit par la présence de restes de colle à ces endroits.

La figure-I.14 du bas représente la distributions des énergies moyennes relatives. La valeur importante de cette figure est la largeur du pic représentée par l'écart type sigma. Plus le sigma est petit plus la réponse de la chambre est uniforme. Pour la chambre de référence le sigma est de 2,23 %. C'est cette valeur qui va nous servir de référence pour comparer l'uniformité des différentes chambres testées.

Uniformité de réponse de la chambre de référence

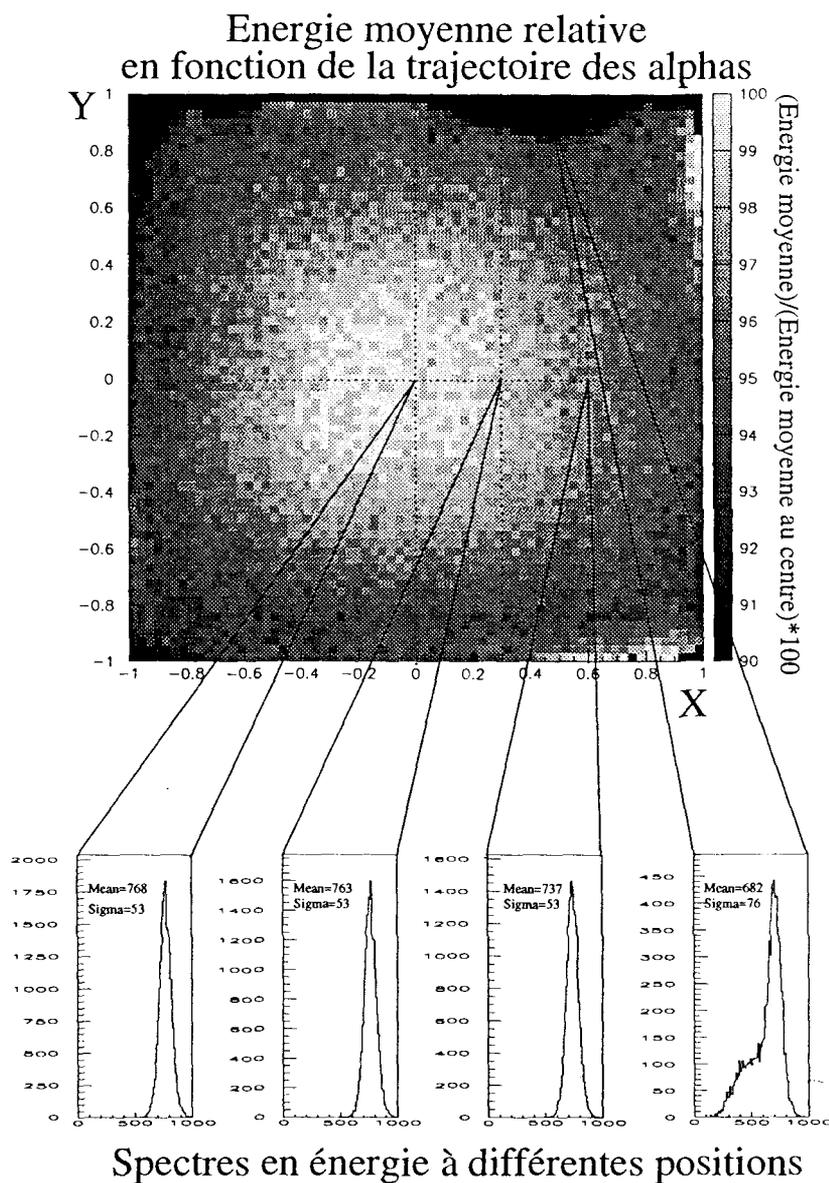
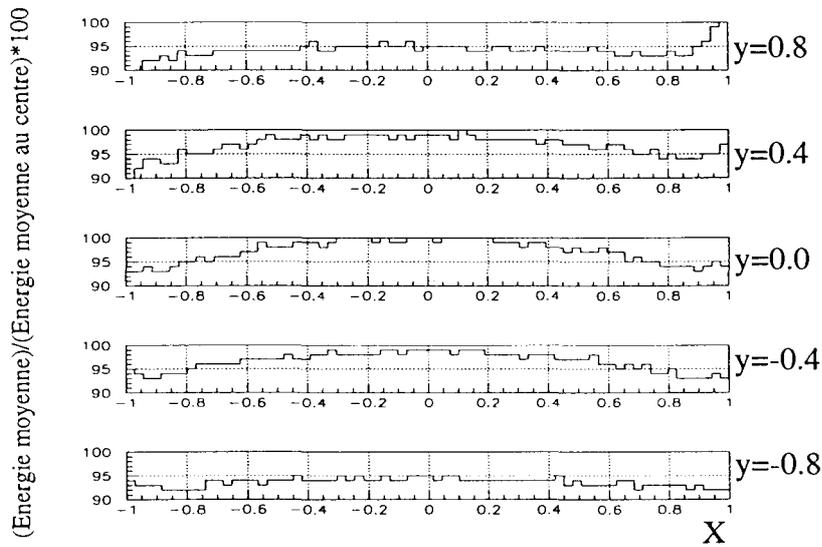


FIG. I.13 – La figure du haut représente l'énergie moyenne en fonction de la trajectoire des alphas. La figure du bas représente quelques spectres en énergie pour différentes positions

Uniformité de réponse de la chambre de référence

Variation de l'énergie moyenne
en fonction de la position



Uniformité de la réponse

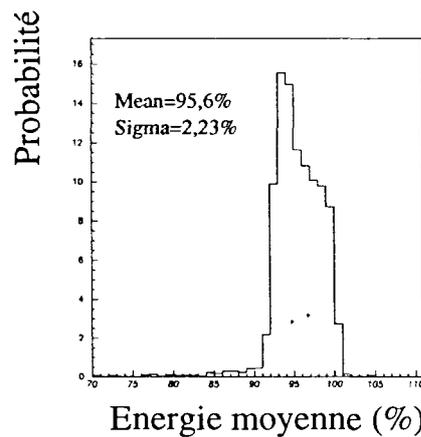


FIG. I.14 - Figure du haut: Variation de l'énergie moyenne déposée pour différentes positions. Figure en bas: distribution des énergies moyennes relatives

I.3.5 Chambre double grille

La chambre double grille a été pensée pour répondre au problème dû à la connexion de la feuille de mylar par une boucle. Dans le cas de cette chambre, la collection des électrons s'effectue grâce à une grille. Cette grille de collection est placée entre la grille de Frish et la face de sortie. La feuille de mylar est ramenée au potentiel de la grille de Frish.

La grille de Frish est placée à 13 mm de la face de sortie et la grille de collection à 8 mm de la face de sortie. Ces deux grilles sont constituées par des fils en cuivre-beryllium de 50 μm . Il y a un espace de 5 mm entre chaque fil.

Le dégradeur de champ est constitué de 7 pistes en cuivre de 5 mm de largeur. Chaque piste est séparée de 5 mm.

L'avantage de cette chambre par rapport aux chambres d'INDRA est qu'on ne prend plus le signal sur la feuille de mylar c.à.d qu'on n'a pas besoin de la connecter par une boucle. Le désavantage de cette chambre est que sa construction est plus délicate que pour la chambre de référence car il faut réaliser deux grilles au lieu d'une.

I.3.5.1 Champ et signal

Jeu de potentiels:

Le jeu de potentiels de la chambre double grille est indiqué sur la figure I.15.

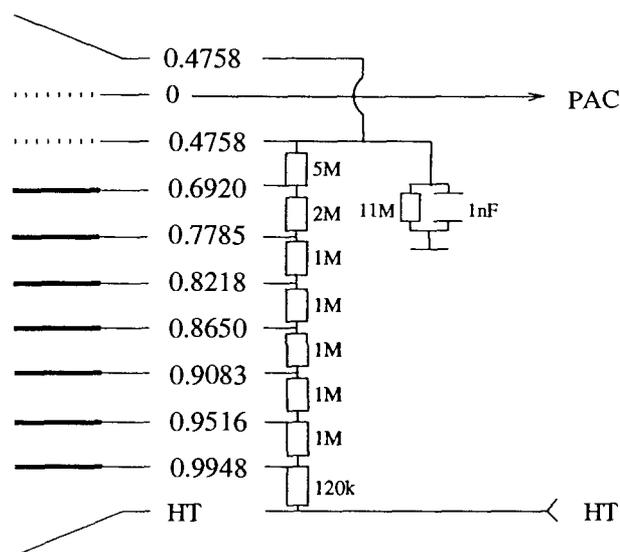


FIG. I.15 - Jeu de potentiels de la chambre double grille

Les figures I.16 et I.17 représentent le courant et la charge de la chambre double grille après le préamplificateur de charge. Ces valeurs sont moyennées sur plusieurs coups et le déclenchement est effectué par la chambre Exoset2.

On peut distinguer sur la figure I.17 :

1. une croissance rapide (entre 100 et 300 ns) représentant 2/5 du signal total. Elle correspond au balayage des électrons produits entre la grille de Frish et la feuille de mylar de sortie. Le champ dans cette zone est en effet à peu près 2 fois plus intense qu'ailleurs.
2. une croissance à pente constante plus faible qui correspond à la migration des électrons produits entre la cathode et la grille de Frish.
3. la décroissance du PAC qui est constante entre 1,4 et 2 μ s.

L'amplitude moyenne du signal est d'environ 8 mV. Le temps de montée du signal est de 1,2 μ s.

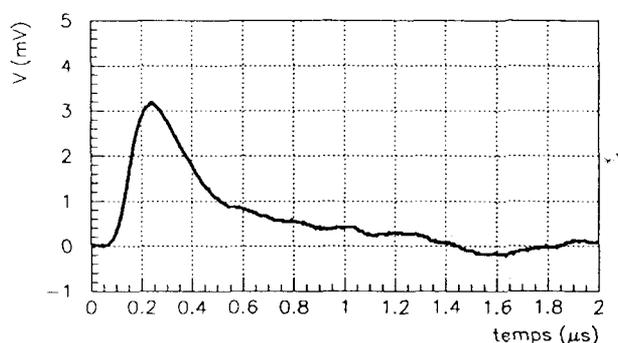


FIG. I.16 - Courant à la sortie du PAC de la chambre double grille

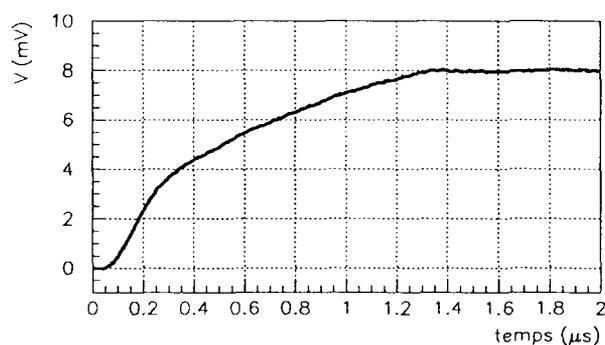


FIG. I.17 - Charge à la sortie du PAC de la chambre double grille

Les signaux obtenus avec la chambre double grille sont très semblables aux signaux obtenus avec la chambre de référence. L'amplitude moyenne du signal est un peu plus élevée (8 mV au lieu de 7,8 mV) et le signal induit dans la zone grille de Frish-feuille de mylar arrière est plus important (ce qui est normal car cette zone est plus grande pour la chambre double grille).

Uniformité de réponse de la chambre Double grille

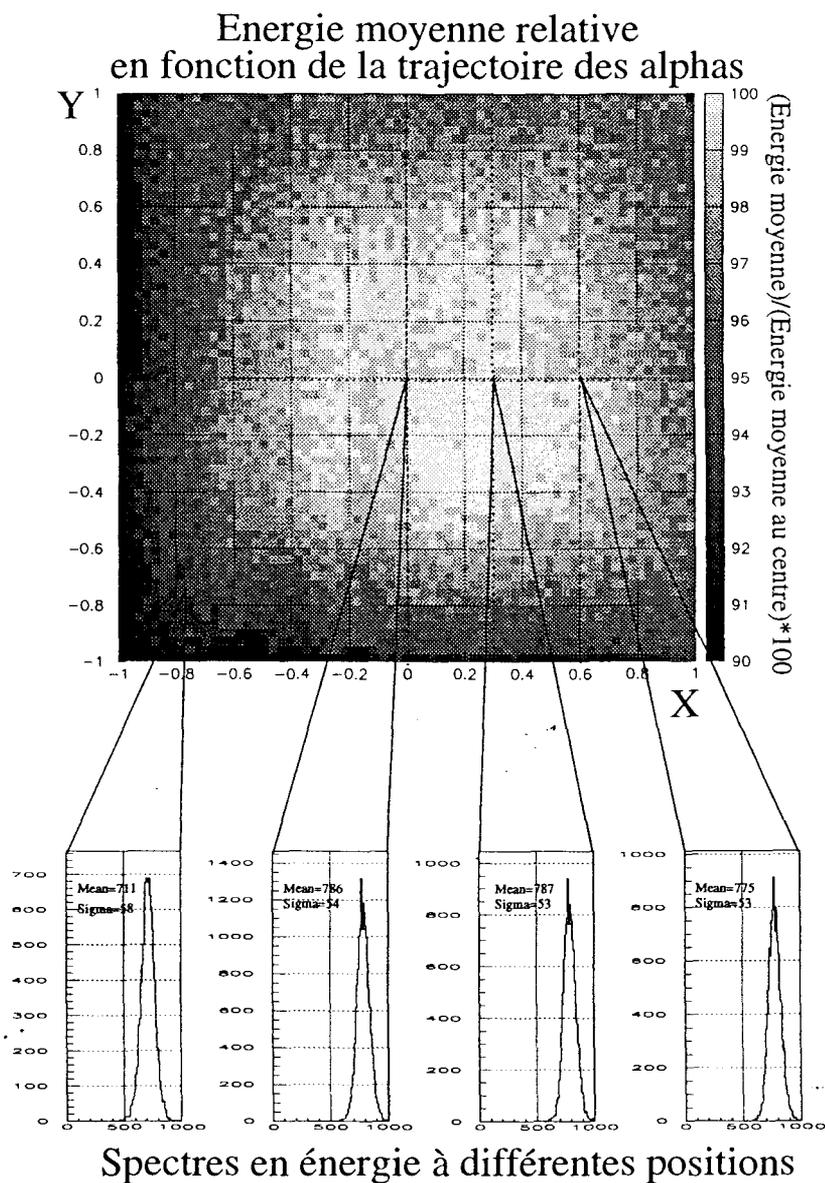
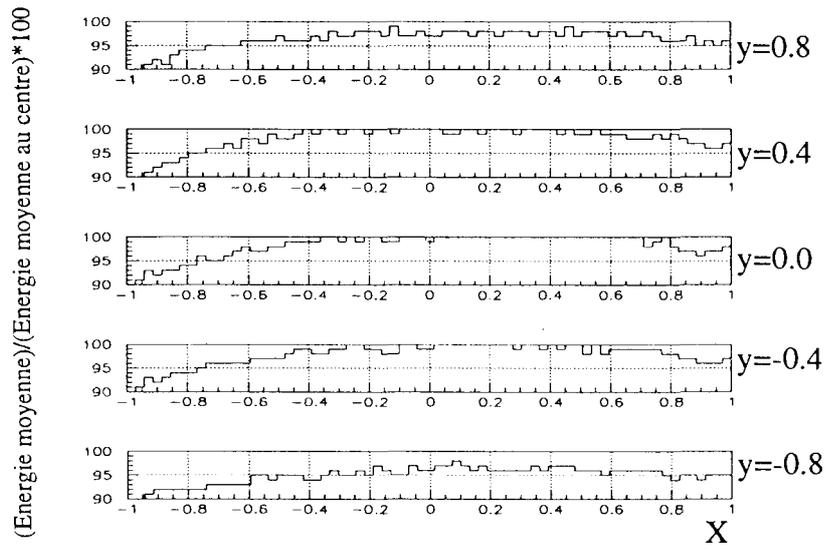


FIG. I.18 – La figure en haut représente l'énergie moyenne en fonction de la trajectoire des alphas. La figure en bas représente quelques spectres en énergie pour différentes positions.

Uniformité de réponse de la chambre Double grille

Variation de l'énergie moyenne en fonction de la position



Uniformité de la réponse

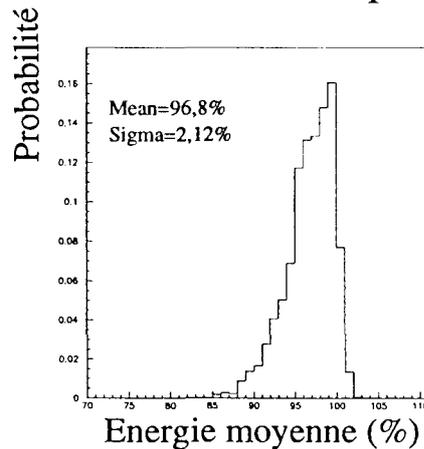


FIG. 1.19 – Figure en haut : Variation de l'énergie moyenne déposée pour différentes positions. Figure en bas : distribution de l'énergies moyenne relative.

I.3.5.2 Uniformité de réponse

La figure-I.18, en haut et la figure-I.19, en haut représentent l'énergie moyenne relative déposée par les α dans la chambre double grille en fonction de la trajectoire des α . On observe sur ces figures que la réponse se dégrade du centre vers les bords. L'écart maximum observé est de 10%. On remarque que la dégradation du signal est plus marquée sur le bord gauche et le bord du bas que sur le bord du haut et le bord droit. On n'observe pas comme pour la chambre de référence des zones avec de fortes dégradations du signal.

La figure-I.19, en bas, indique la qualité de l'uniformité de la réponse de la chambre double grille. La valeur du sigma est 2,12%. Cette valeur est un peu plus faible que celle de la chambre de référence (2,23%). Plus la valeur du sigma est petite, meilleure est l'uniformité de réponse de la chambre. La chambre double grille a donc une réponse plus uniforme que la chambre de référence.

I.3.6 Chambre simple grille

Dans la configuration des chambres d'ionisation d'INDRA, la grille de Frish est orthogonale au champ de dérive. La grille de Frish ne remplit donc pas son rôle dans la zone grille/anode. La chambre simple grille a une conception différente : elle n'a pas de grille de Frish. La collection des électrons s'effectue par une grille placée au milieu de la chambre. Les deux feuilles de mylar sont reliées à la haute tension. La haute tension est répartie sur le dégradeur de tension de part et d'autre de la grille de collection.

La grille de collection est une série de fils en cuivre-beryllium de $50 \mu\text{m}$. Chaque fil est séparé de 5 mm. Cette grille est placée au milieu de la chambre c.à.d à 2,5 cm de la face de sortie et de la face d'entrée.

Le dégradeur de tension est composé de 8 pistes de 5 mm de largeur. 4 pistes sont placées entre la face d'entrée et la grille. Elles sont espacées de 5 mm. Les 4 autres pistes sont placées entre la grille et la face de sortie. L'écart entre les pistes est de 5 mm.

L'avantage de cette chambre est la simplicité de sa construction : on n'a pas besoin de connecter la feuille de mylar arrière par une boucle et il ne faut réaliser qu'une grille. Son désavantage est qu'on n'utilise plus de grille de Frish. On s'attend donc à obtenir un signal plus faible qu'avec la chambre de référence et la chambre double grille.

I.3.6.1 Champ et signal

Jeu de potentiels :

Le jeu de potentiels de la chambre simple grille est indiqué sur la figure-I.20.

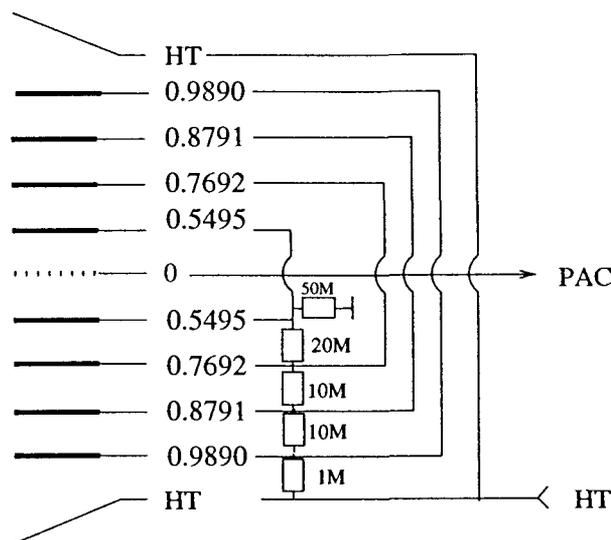


FIG. I.20 - Jeu de potentiels de la chambre simple grille

Analyse du signal obtenu :

Les figures I.21 et I.22 représentent la forme du courant et de la charge de la chambre simple grille après le préamplificateur de charge. Ceux ci sont moyennés sur plusieurs coups et déclenchés par la chambre Exoset2.

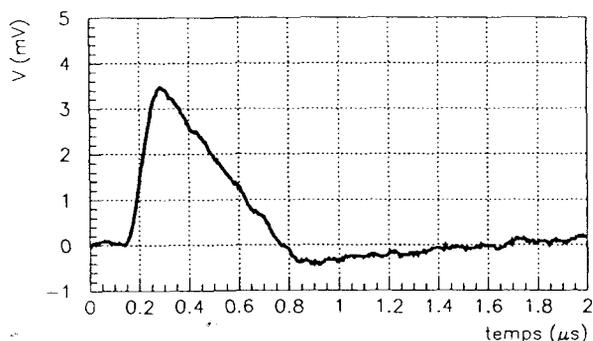


FIG. I.21 - Courant à la sortie du PAC de la chambre simple grille

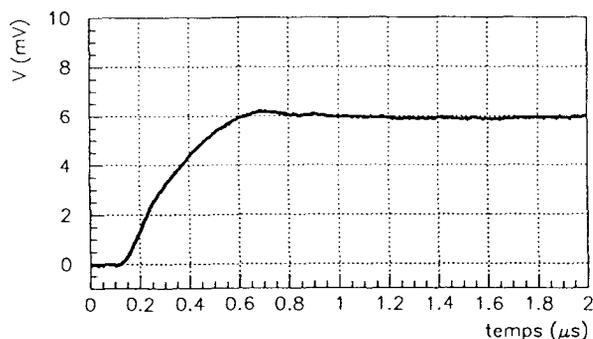


FIG. I.22 - Charge à la sortie du PAC de la chambre simple grille

On peut distinguer sur la figure I.22:

1. une croissance entre 100 et 700ns. Cette croissance correspond à la migration des électrons entre la face d'entrée et l'anode et entre la face de sortie et l'anode.
2. La décroissance du PAC qui est constante entre 0,7 et 2 μ s.

L'amplitude moyenne du signal est d'environ 6.4 mV. Le temps de montée du signal est de 0,6 μ s. Comme on s'y attendait, ce signal est plus faible qu'avec les autres chambres.

Les signaux obtenus avec la chambre simple grille ont une forme différente des signaux obtenus avec les deux autres chambres. L'amplitude moyenne est inférieure à celle des

autres chambres. Le temps de montée est plus rapide : environ le double de celui des autres chambres. Cela vient du fait que la distance à parcourir par les électrons est deux fois moindre que pour les autres chambres car la grille de collection se trouve au centre de la chambre.

I.3.6.2 Uniformité de réponse

La figure-I.23, en haut, et la figure-I.24, en haut, qui représentent l'énergie moyenne relative en fonction de la trajectoire des α , sont semblables à celles que l'on a obtenues avec les deux autres chambres. L'énergie moyenne maximum correspond au centre de la chambre et plus on s'écarte du centre plus la différence d'énergie est importante pour atteindre jusqu'à 10% d'écart.

L'uniformité de réponse nous est donnée par la figure-I.24, en bas. Pour la chambre simple grille le sigma vaut 2,19%. Cette valeur est plus faible que celle de la chambre de référence($\sigma=2,23\%$) et un peu plus élevée que celle de la chambre double grille($\sigma=2,12\%$).

Uniformité de réponse de la chambre Simple grille

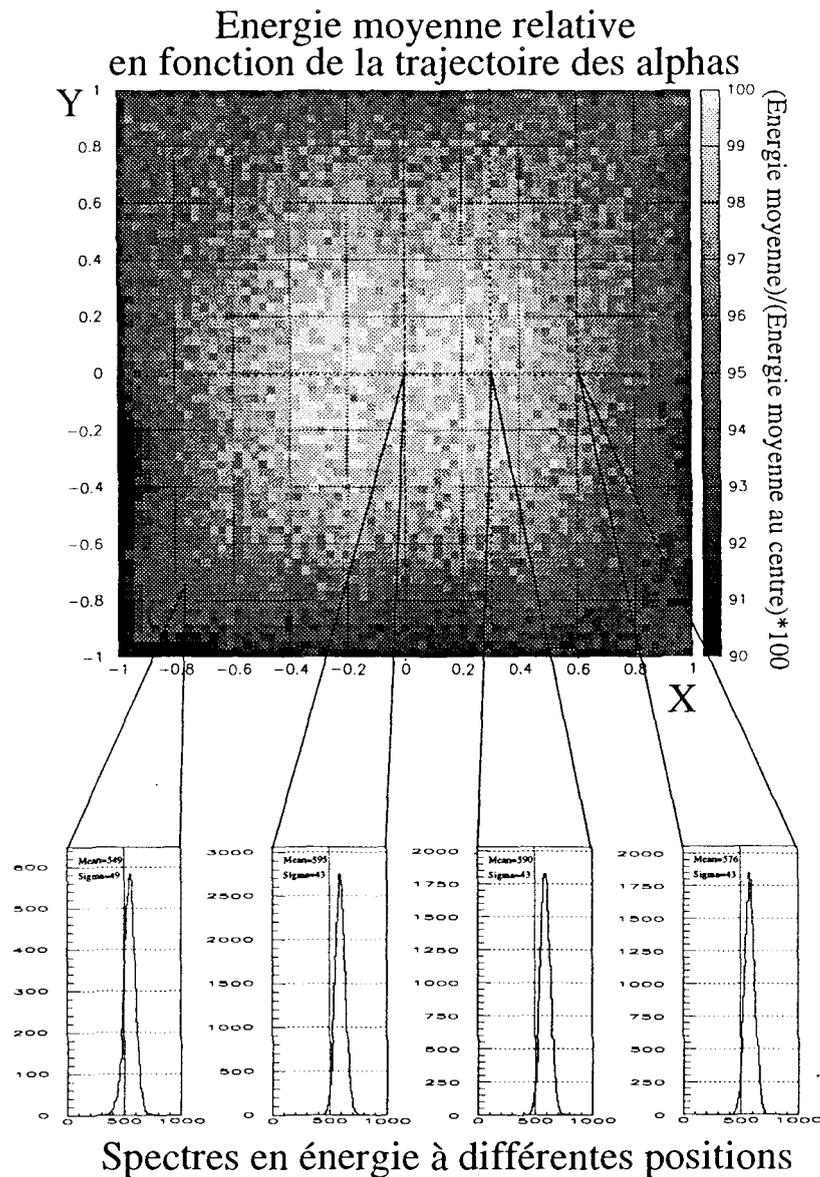
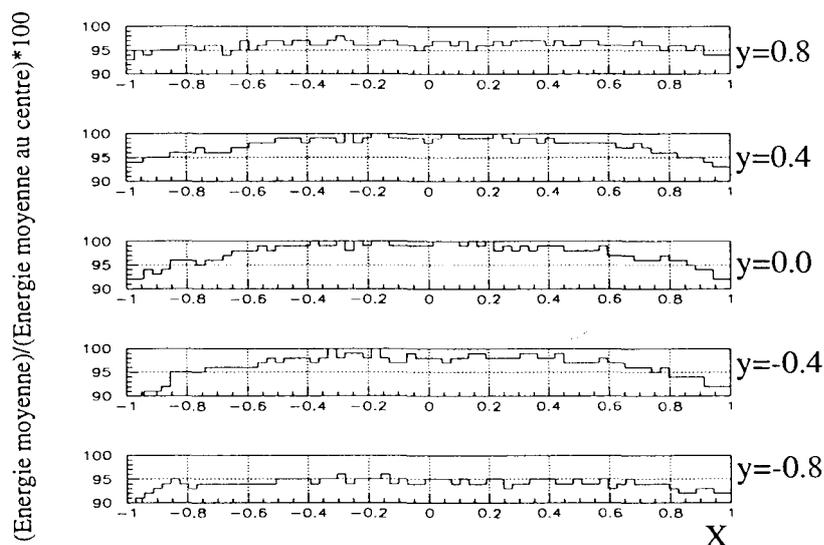


FIG. I.23 – La figure en haut représente l'énergie moyenne en fonction de la trajectoire des alphas. La figure en bas représente quelques spectres en énergie pour différentes positions

Uniformité de réponse de la chambre Simple grille

Variation de l'énergie moyenne en fonction de la position



Uniformité de la réponse

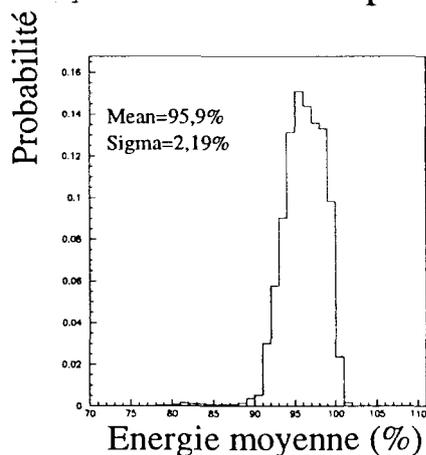


FIG. I.24 - Figure en haut : Variation de l'énergie moyenne déposée pour différentes positions. Figure en bas : distribution des énergies moyennes relatives.

I.3.7 Comparaison de la perte d'énergie des α dans le gaz déduite de la réponse des chambres et d'une diode.

Pour vérifier si l'écart de 10% observé entre la réponse au centre et la réponse au bord pour les trois chambres est dû à la géométrie des chambres ou si les effets des configurations électrostatiques des chambres y contribuent, on a estimé à l'aide d'une diode les pertes d'énergie des α dans le gaz. Ces pertes d'énergies mesurées avec la diode ne sont corrélées qu'à la géométrie. On peut ainsi espérer déconvoluer les effets de géométrie et les effets du champ électrostatique.

En disposant la diode derrière la chambre d'ionisation, on mesure l'énergie perdue par les α après les différents milieux (la feuille de mylar avant, le gaz et la feuille de mylar arrière). Pour estimer la perte d'énergie dans le gaz, on a mesuré l'énergie perdue par les α lorsque la chambre était alimentée en gaz et lorsqu'elle ne l'était pas. Ainsi on connaît l'énergie perdue après les feuilles de mylar et le gaz, et l'énergie perdue seulement après les deux feuilles de mylar. On déduit par soustraction de ces deux valeurs, la perte d'énergie dans le gaz.

La résolution de la diode était de 31 keV pour les α de 5,485 MeV. On a pu grâce à une statistique suffisante déterminer les énergies au keV près. On a effectué ces mesures à deux positions : au centre et sur un côté. La perte d'énergie estimée dans le gaz est de 408 keV au centre de la chambre et de 400 keV pour la deuxième position. La différence entre ces deux valeurs n'est liée qu'à la différence de parcours entre les α donc à la géométrie de la chambre. La perte d'énergie dans les mylars mesurée avec la diode pour le centre de la chambre est de 563 keV et pour la deuxième position de 571 keV. Il est à noter que les énergies perdues après la chambre sont les mêmes pour les deux positions. La différence de perte d'énergie dans les mylars compense la différence de perte d'énergie dans le gaz.

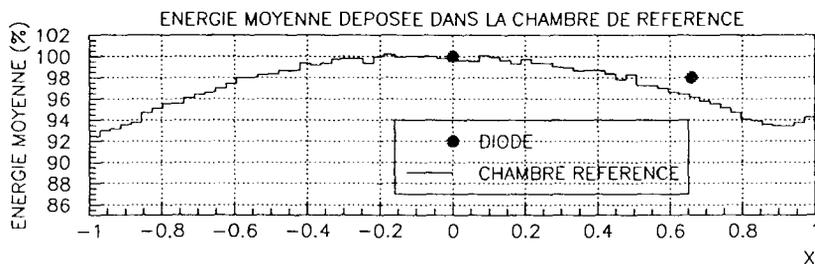


FIG. I.25 – Comparaison de l'énergie moyenne déposée dans la chambre de référence obtenue soit avec la réponse de la chambre de référence, soit par la diode en tenant compte de la perte dans les mylars.

La comparaison entre les valeurs de pertes d'énergie dans le gaz estimées avec la diode et la réponse de la chambre de référence est présentée sur la figure I.25. L'écart observé entre la réponse de la chambre et les pertes d'énergie obtenues avec la diode, est à minimiser. En effet, la méthode à partir de laquelle on déduit les pertes d'énergie dans le gaz, surestime ces dernières.

L'absence de gaz dans la chambre fait que les valeurs de pertes d'énergie dans les feuilles de mylar ne prennent pas en compte la déformation des feuilles et le ralentissement des α dû au gaz. La déformation engendre un parcours plus grand dans les mylars, et plus les particules sont ralenties et plus elles déposent d'énergie. Ces deux effets sont très dépendant de la trajectoire de la particule. On sous estime la perte d'énergie dans les mylars, donc on surestime la perte dans le gaz. L'amélioration que l'on peut obtenir est difficile à quantifier car elle est fortement liée à la déformation des mylars.

Les mesures sont en accord avec la diminution de la réponse des chambres du centre vers les bords. La précision de la méthode ne permet cependant pas de mettre en évidence les effets des configurations électrostatiques sur l'uniformité de la réponse des chambres d'ionisation. Comme la méthode surestime les résultats et au regard des différences d'épaisseur de gaz traversées (figure-I.7), il est raisonnable de penser que la diminution de la réponse du centre vers les bords est essentiellement due à la géométrie de la chambre.

Conclusion

Le but de ces tests était de valider des solutions destinées à améliorer les chambres d'ionisation d'INDRA. On a comparé l'uniformité de réponse de ces différentes chambres. Pour les trois chambres, on a observé une diminution de la réponse du centre vers les bords d'environ 10%. L'uniformité de réponse est un peu meilleure pour la chambre simple grille (S.G) et la chambre double grille (D.G) par rapport à la chambre de référence (Ref).

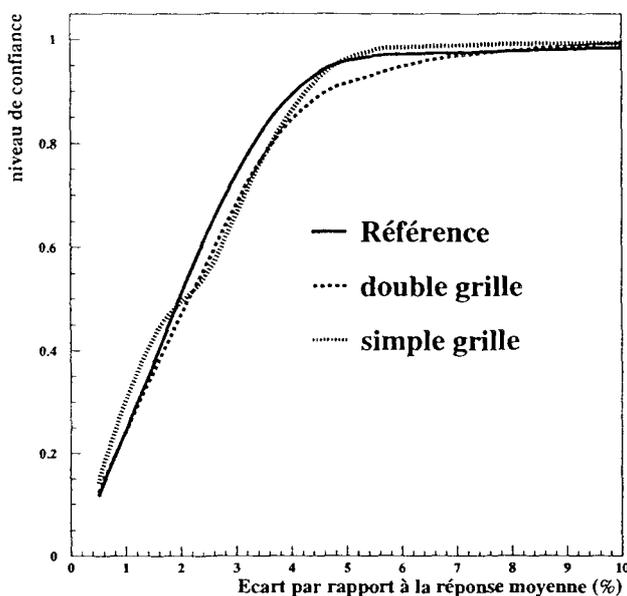


FIG. I.26 - Evolution du niveau de confiance de la réponse des trois chambres en fonction de l'écart par rapport à la réponse moyenne.

Les différences d'uniformité constatées entre les trois chambres ne sont pas très significatives lorsque l'on regarde l'évolution du niveau de confiance de la réponse moyenne en fonction de l'écart par rapport à la réponse moyenne (figure-I.26). Cette figure a été obtenue à partir des distributions d'énergie moyenne relative (figures I.14, I.19,b et I.24).

Le niveau de confiance est l'intégrale de la distribution comprise dans un intervalle centré autour de la valeur moyenne divisée par l'intégrale de toute la distribution. (cf figure I.27). Plus cet intervalle est grand, c.à.d que l'écart par rapport à la valeur moyenne est grand, plus le niveau de confiance tend vers 1.

Cette figure permet de connaître la confiance que l'on a sur la réponse en fonction de la précision que l'on veut sur celle-ci. Comme, pour les chambres d'ionisation, on ne peut pas localiser le passage des particules, la calibration en énergie est effectuée pour la réponse moyenne de la chambre. Mais nous avons vu qu'il existe une différence de la réponse en fonction de la trajectoire de la particule. Pour une particule à une énergie donnée, on a une réponse différente selon la trajectoire, donc on mesure des énergies différentes alors qu'elles devraient être les mêmes. C'est pour cette raison que pour avoir une confiance de

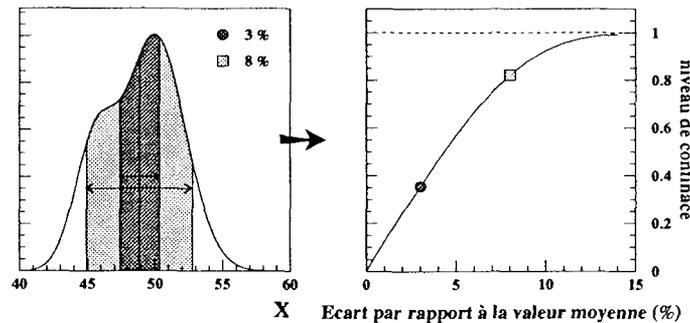


FIG. I.27 – obtention du niveau de confiance

90 % sur l'énergie déposée dans une chambre pour les α de 5,485 MeV, il faut tenir compte d'une incertitude de 6% sur celle-ci.

En conclusion, la chambre double grille et la chambre simple grille sont comparables à la chambre de référence. Les solutions envisagées pour répondre au problème de connection de la feuille de mylar aluminisée de la face de sortie, ne détériorent, ni n'améliorent sensiblement l'uniformité de la réponse de la chambre d'ionisation. On peut donc envisager l'étude de la mise en œuvre d'une des deux solutions. La chambre double grille a l'avantage d'avoir un signal similaire à la chambre de référence par rapport à la chambre simple grille qui a un signal 20% plus faible. Cependant, le choix entre ces deux chambres repose plutôt sur la faisabilité technique de réaliser une couronne. Le fait de ne plus prendre le signal sur la feuille de mylar arrière facilite grandement le collage de celle-ci. Par contre, la difficulté pour construire une couronne avec ces deux chambres, est d'aller chercher le signal entre les cellules de la couronne. Est-il plus facile de prendre le signal au milieu de la cellule (chambre simple grille) ou au bord d'une cellule (chambre double grille)?

Jusqu'à présent le remplacement des chambres d'ionisation est resté à l'état de projet. Les problèmes de stabilité en temps de la réponse des chambres d'ionisation ont été résolus plus simplement en améliorant la compatibilité électromagnétique de la prise de signal par l'ajout d'une tresse de masse.

Chapitre II

Caractéristiques des évènements

L'objectif de ce travail est d'étudier et de comprendre les mécanismes de formation et de production des fragments issus des collisions d'ions lourds. Les données pour cette étude ont été obtenues lors des deux premières campagnes d'expériences réalisées au GANIL avec le multidétecteur INDRA. Les différents systèmes que nous avons étudiés sont Xe+Sn à 25, 32, 45, 50 MeV/A et Gd+U à 36 MeV/A pour la première campagne et U+U à 24 MeV/A, Ta+Au et Ta+U à 33 et 39,6 MeV/A pour la deuxième campagne.

Les évènements issus des réactions de la première campagne ayant fait l'objet de nombreux articles et mémoires de thèse [INDRA], nous présenterons des caractéristiques générales des évènements issus des réactions de la deuxième campagne.

II.1 Caractéristiques générales des évènements

Le détecteur INDRA possède de très bonnes qualités de détection. Néanmoins en raison des seuils en énergie, des zones mortes (parois des détecteurs, cône de 2 degré à l'avant pour laisser passer le faisceau), les produits de réaction ne sont pas tous détectés. La première étape à toute analyse consiste donc à sélectionner les évènements correctement mesurés.

Pour juger de l'information contenue dans chacun des évènements, on utilise les deux grandeurs fondamentales que sont la charge totale collectée Z_{tot} et l'impulsion totale P_{tot} . Ne détectant que les particules chargées, on appelle par abus de langage impulsion totale la somme des produits de la charge par la vitesse de chaque particule de l'évènement.

$$Z_{tot} = \sum_i Z_i \quad P_{tot} = \sum_i Z_i * v_i$$

avec Z_i : charge de la particule i et v_i : vitesse de la particule i .

Sur la figure II.1 qui représente la corrélation entre la charge totale et l'impulsion totale P_{tot} divisé par l'impulsion totale incidente P_{inc} , on peut distinguer trois zones :

- La région A, caractérisée par une faible charge totale et une faible impulsion totale, correspond aux évènements pour lesquels INDRA n'a détecté ni les résidus du projectile, ni ceux de la cible.

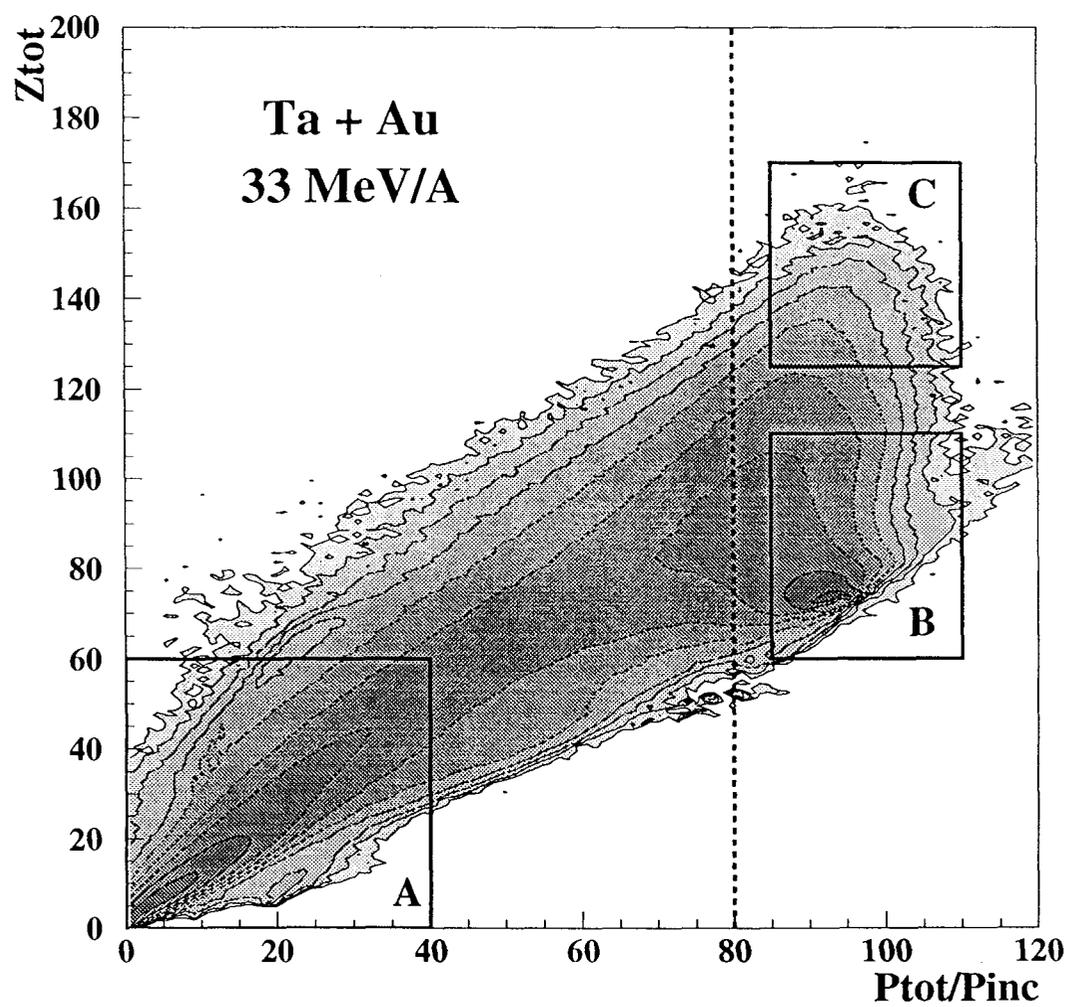


FIG. II.1 - *Ta + Au 33 MeV/A*-Corrélation entre la charge et l'impulsion totale des événements.

- La région B est peuplée par des évènements dont l'impulsion parallèle est totalement collectée avec une charge totale représentant environ 50% de la charge initiale. Ces évènements correspondent au cas où l'on a détecté le quasi-projectile (QP) qui emporte quasiment toute l'impulsion, mais pas la quasi-cible (QC). L'énergie cinétique transférée aux fragments issus de la quasi-cible n'est pas suffisante pour passer les seuils de détection. Cette zone caractérise donc plutôt les collisions périphériques ou les collisions correspondant à un paramètre d'impact intermédiaire.
- La région C correspond à des évènements dits "complets" car l'impulsion et la charge sont presque totalement collectées. Ce sont des évènements issus de collisions violentes pour lesquelles le recul des fragments issus de la cible est suffisant pour passer les seuils.

Pour notre analyse qui a pour objectif d'étudier les modes de désexcitation du quasi-projectile nous sélectionnerons tous les évènements pour lesquels nous avons recueilli au moins 80% de l'impulsion du projectile ($P_{tot}/P_{inc} \geq 80\%$).

II.2 Séparation des évènements X+C et X+U

Les évènements issus des réactions Ta(U)+U correspondent en fait à un mélange de deux réactions: celle du projectile sur la cible d'uranium mais aussi celle du projectile sur le support de cible en carbone.

Pour discriminer les évènements provenant des collisions X+C ou X+U, nous avons utilisé la direction du quasi-projectile. Comme le carbone est un élément plus léger que l'uranium, le quasi-projectile formé après la collision est moins dévié par le carbone que par l'uranium. Les angles d'effleurement θ_{lab}^e pour les réactions X+C sont plus faibles que pour les réactions X+U. (Tab II.1)

Système	E_{inc} (MeV/A)	θ_{lab}^e (deg)	θ_{cdm}^e (deg)	V_{proj} (cm/ns)	V_{cdm} (cm/ns)
U+U	24	8	16	6.8	3.4
U+C	24	0.7	1.4*	6.8	6.48
Ta+U	33	6	10	7.98	3.44
Ta+Au	33	5	10	7.98	3.82
Ta+C	33	0.5	0.9*	7.98	7.48
Ta+U	39.6	5	9	8.74	3.77
Ta+Au	39.6	4	8	8.74	4.18
Ta+C	39.6	0.4	0.7*	8.74	8.2

TAB. II.1 – Angle d'effleurement calculé dans le laboratoire θ_{lab}^e et dans le centre de masse de la réaction θ_{cdm}^e . (*) angle d'effleurement calculé dans le centre de masse de la réaction X+U. Les vitesses du projectile V_{proj} et du centre de masse V_{cdm} sont également indiquées pour les différents systèmes.

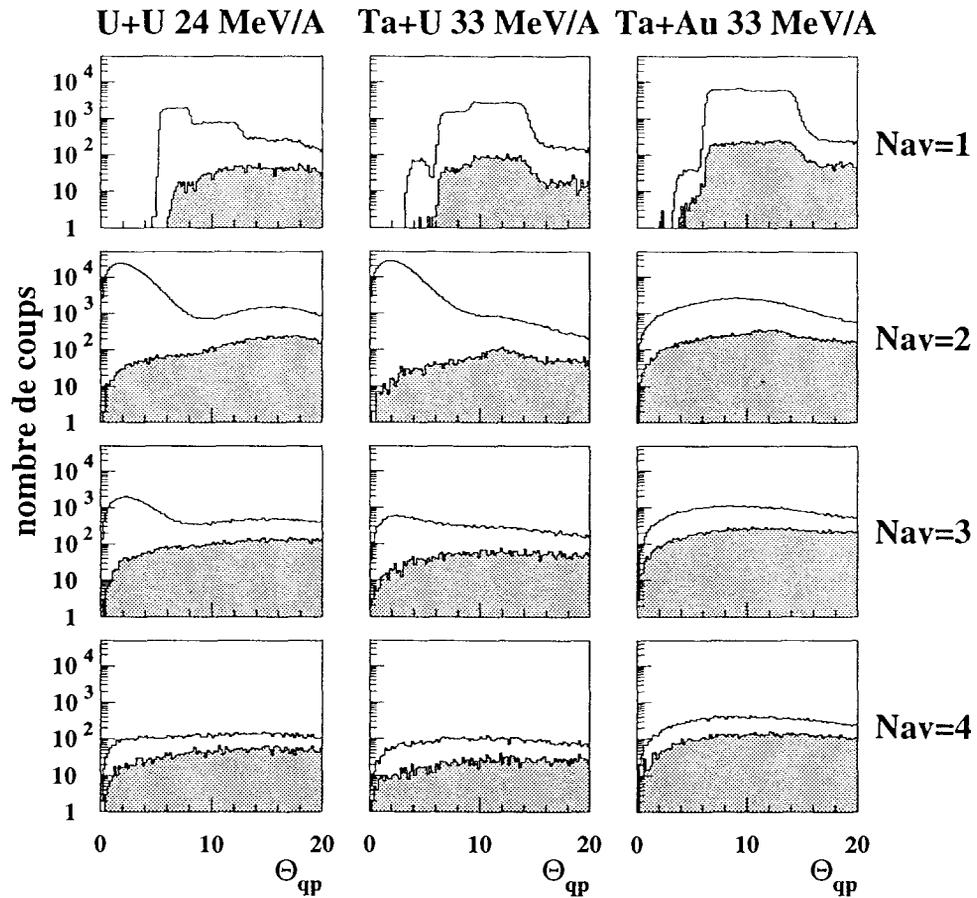


FIG. II.2 - Distribution de l'angle θ_{QP} pour les systèmes $U+U$ à 24 MeV/A, $Ta+U$ à 33 MeV/A et $Ta+Au$ à 33 MeV/A en fonction de différentes multiplicités de fragments à l'avant du centre de masse de la réaction (N_{av}). La distribution en grisé correspond aux événements pour lesquels $Z_{tot} \geq 70\%$ de la charge initiale.

Nous avons déterminé la direction du quasi-projectile en prenant en compte tous les fragments ($Z \geq 3$) ayant une vitesse supérieure à la vitesse du centre de masse de la réaction ($v_Z \geq v_{cdm}$). La figure II.2 présente la distribution de l'angle θ_{QP} (angle entre la direction du QP et le faisceau calculé dans le centre de masse) en fonction de la multiplicité des fragments à l'avant du centre de masse (N_{av}).

Lorsqu'il n'y a qu'un fragment détecté à l'avant du centre de masse, $N_{av}=1$ (première ligne), la distribution angulaire du quasi-projectile correspond à la direction du seul fragment détecté. Comme l'angle du fragment est tiré au hasard dans le domaine angulaire couvert par la couronne qu'il a touchée, la distribution angulaire a une forme en marche d'escalier. De plus, du fait du trou à l'avant d'INDRA pour laisser passer le faisceau, le fragment ne peut pas être détecté à moins de 2° dans le laboratoire d'où le non-peuplement de la distribution angulaire aux petits angles.

Lorsque $N_{av} \geq 2$, nous observons deux contributions sur les distributions angulaires pour les systèmes U+U et Ta+U (première et deuxième colonnes): une à petit angle centrée autour de 2° et la seconde autour de 12° ou 15° selon le système. La contribution à petit angle disparaît lorsque nous demandons que la charge totale collectée Z_{tot} soit au moins égale à 70 % de la charge X+U initiale (distribution en grisée) c.à.d une charge supérieure à celle de la somme des charges du système X+C. Avec cette contrainte sur le Z_{tot} , nous sommes sûrs d'avoir sélectionné des événements provenant de la réaction X+U. La contribution à petit angle semble donc être due aux collisions projectile+carbone. Pour nous assurer que cette contribution ne vient pas d'un artefact dû à la détection, nous avons effectué les mêmes sélections sur le système Ta+Au. L'Au est un élément suffisamment lourd pour que le comportement du quasi-projectile soit assez proche de celui formé dans la réaction Ta+U. Les angles d'effleurement des deux réactions, sont en effet équivalents (Tab-II.1). Pour le système Ta+Au (troisième colonne), nous n'observons qu'une seule contribution centrée autour de 10° . La contribution à petit angle est bien due aux collisions X+C.

Pour séparer les événements X+C - X+U, nous avons alors appliqué les critères suivants:

$$N_{av} = 2 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Ta} + \text{C} \text{ à } 33 \text{ MeV/A} \\ \text{Ta} + \text{C} \text{ à } 39.6 \text{ MeV/A} \\ \text{U} + \text{C} \text{ à } 24 \text{ MeV/A} \end{array} \right. \quad N_{av} \geq 2 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Ta} + \text{U} \text{ à } 33 \text{ MeV/A} \\ \text{Ta} + \text{U} \text{ à } 39.6 \text{ MeV/A} \\ \text{U} + \text{U} \text{ à } 24 \text{ MeV/A} \end{array} \right.$$

Pour sélectionner les événements X+U, nous aurions pu nous limiter à une simple sélection sur la charge totale collectée Z_{tot} mais cela nous aurait privés d'un grand nombre d'événements. En se basant sur le système Ta+Au, le nombre d'événements sélectionné n'est que de 15% pour la coupure en Z_{tot} contre 50% pour la coupure angulaire.

Cette sélection angulaire a aussi l'avantage de nous permettre d'étudier des systèmes ayant le même projectile sur une cible légère ou lourde et ainsi de constater d'éventuels effets de la taille de la cible.

Malheureusement pour les évènements pour lesquels un seul fragment a été émis, nous n'avons pas trouvé de critère de séparation.

II.3 Caractéristiques des évènements sélectionnés

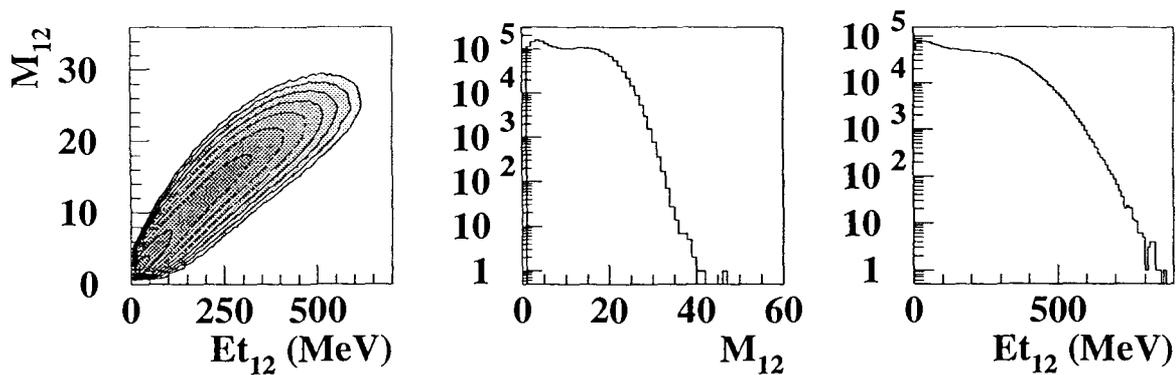


FIG. 11.3 – *Ta + Au 33 MeV/A* - Corrélation entre l'énergie transverse et la multiplicité des particules légères. Distribution de multiplicité des particules légères M_{12} - Distribution d'énergie transverse Et_{12} des particules légères

Pour les évènements sélectionnés, nous allons présenter quelques caractéristiques générales en fonction de la violence de la collision.

La violence de la collision peut être estimée par plusieurs variables. Nous en utiliserons deux qui sont la multiplicité des particules légères M_{12} et l'énergie transverse des particules légères Et_{12} .

$$Et_{12} = \sum_{z=1,2} E_i \cdot \sin^2(\theta_i)$$

avec θ_i : angle entre le vecteur vitesse de la particule i et l'axe du faisceau,
et E_i : énergie cinétique de la particule i .

La multiplicité de particules est une première indication intuitive de la violence. Une faible multiplicité de particules correspond aux collisions les moins violentes tandis qu'une grande multiplicité est associée aux collisions les plus violentes.

L'énergie transverse des particules légères Et_{12} donne quant à elle, une image de la dissipation en énergie. Les collisions les plus violentes dissipent plus d'énergie. Ainsi une grande énergie transverse caractérise les collisions les plus violentes et les faibles énergies transverses, les collisions périphériques.

Ces deux variables sont fortement corrélées (figure II.3) et ont à peu près le même comportement.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous servirons de la multiplicité des particules légères comme indication de la violence de la collision. L'utilisation de l'énergie transverse des particules légères Et_{12} peut biaiser par des effets d'auto-corrélation les analyses que nous présenterons sur les caractéristiques énergétiques des particules légères.

Sur les figures II.4 et II.5 sont représentées pour six tranches en multiplicité des particules légères, la corrélation entre la charge et la vitesse parallèle des fragments (1^{ère} ligne) et la distribution des charges (2^{ème} ligne).

Pour les collisions périphériques (figure II.4, première colonne), on constate que les événements ont gardé le caractère binaire de la collision. On observe sur la carte Z-V, des fragments avec une vitesse proche de celle du projectile. Ces fragments ont une taille proche de la taille du projectile ou à peu près égale à la moitié de celle-ci. Ces fragments sont probablement les résidus et les fragments de fission provenant de la désexcitation du quasi-projectile (QP).

Malheureusement les seuils d'INDRA ne permettent pas d'observer les résidus de la quasi-cible (QC). Seuls sont observés quelques fragments de fission. ($Z=30$, $v_z=0$)

Sur cette carte Z-V, on observe également un peuplement constitué de fragments légers autour de la vitesse du centre de masse. Cet excès de matière par rapport à une image purement binaire semble être présent sur toute la gamme en violence (fig-II.4,II.5).

Pour confirmer cette observation, nous avons représenté sur les figures II.6 et II.7 (1^{ère} ligne), les distributions de vitesses pour les fragments de charge $Z=3-7$ (en noir), $Z=8-12$ (en gris), $Z=13-19$ (en gris foncé) et $Z \geq 20$ (en gris clair) pour les six mêmes tranches en multiplicité de particules légères que pour les figures II.4 et II.5. Ces distributions sont normalisées arbitrairement entre elles afin de mieux les comparer. Cette normalisation est la même pour les différentes tranches en multiplicité de particules légères.

On remarque sur ces figures que les distributions de vitesse des fragments ayant un Z de 3 à 12 évoluent peu avec la multiplicité de particules légères. Seule la contribution située autour de la vitesse du fragment ayant une charge $Z \geq 20$ décroît des collisions périphériques aux collisions centrales. Mais à partir de $M_{12} \geq 16$, les distributions de vitesses n'évoluent plus avec la multiplicité de particules légères.

Donc, globalement seule la distribution de vitesse des fragments les plus lourds ($Z \geq 20$ en gris clair) évolue avec la violence de la collision.

Ce comportement des fragments lourds ($Z \geq 20$) avec la violence de la collision (diminution de leur taille et de leur vitesse (fig-II.4, II.5)) est compréhensible dans le cadre de la désexcitation du QP. En effet, le quasi projectile est d'autant plus excité que la collision est violente: il peut dissiper cette énergie en émettant plus de particules ou de fragments. Les fragments produits peuvent eux aussi avoir une énergie interne d'autant plus élevée que la collision est violente, et dissiper cette énergie en émettant des particules légères. Toutes ces possibilités contribuent à observer une diminution de la taille des fragments. La

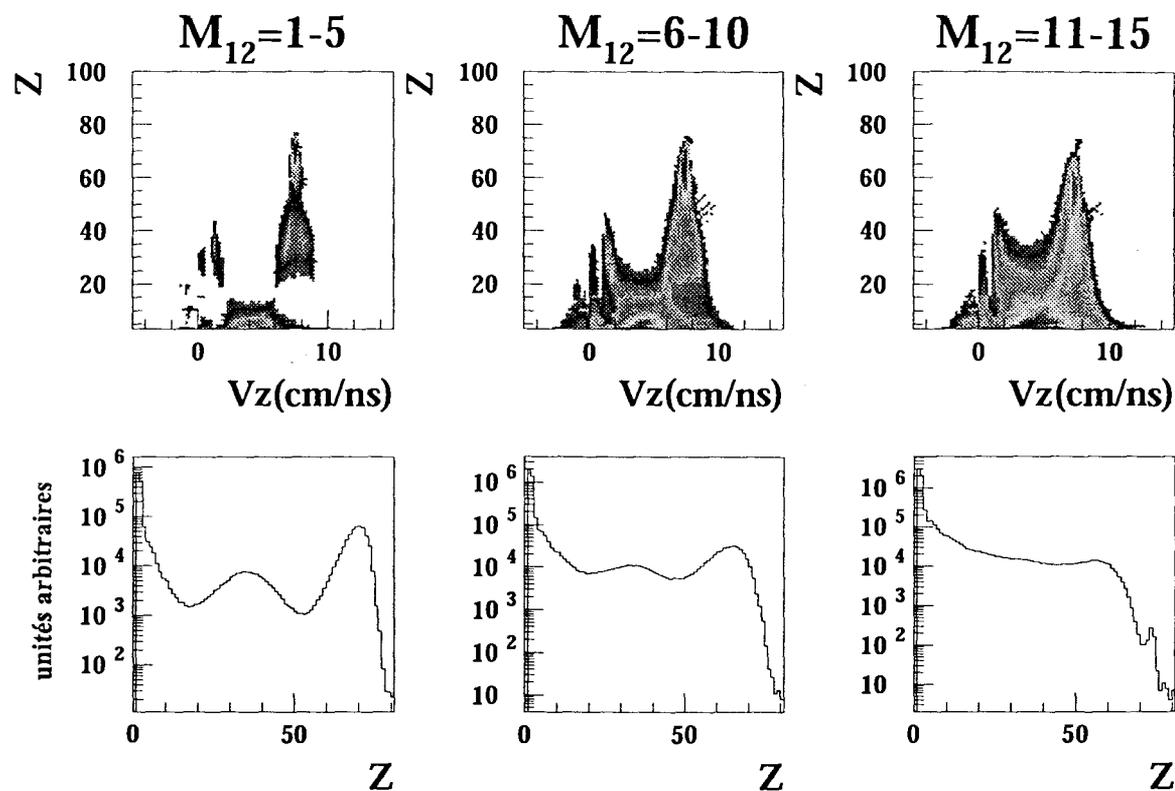


FIG. II.4 - $Ta + Au$ 33 MeV/A- Première ligne: corrélation entre la charge et la vitesse parallèle des fragments. Deuxième ligne: Distribution de charge. Ces observables sont présentées pour différentes multiplicités de particules légères M_{12} .

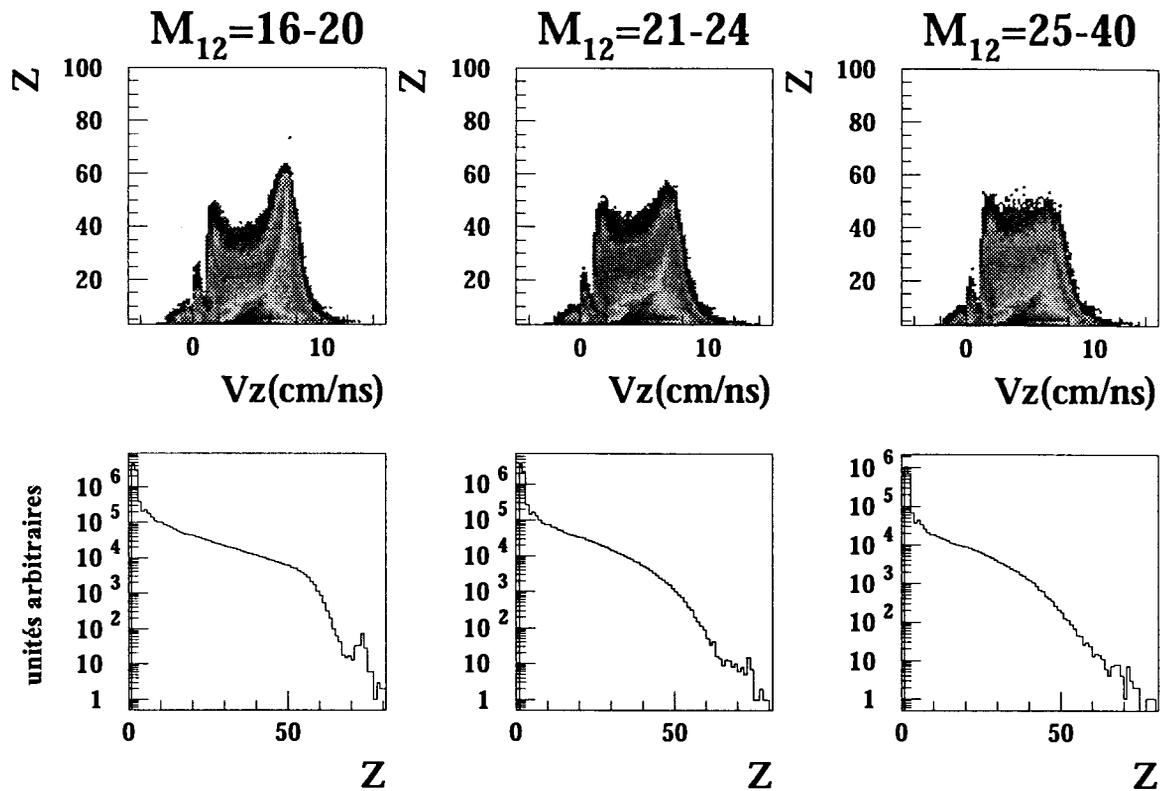


FIG. II.5 - $Ta + Au$ 33 MeV/A- Première ligne: corrélation entre la charge et la vitesse parallèle des fragments. Deuxième ligne: Distribution de charge. Ces observables sont présentées pour différentes multiplicités de particules légères M_{12} .

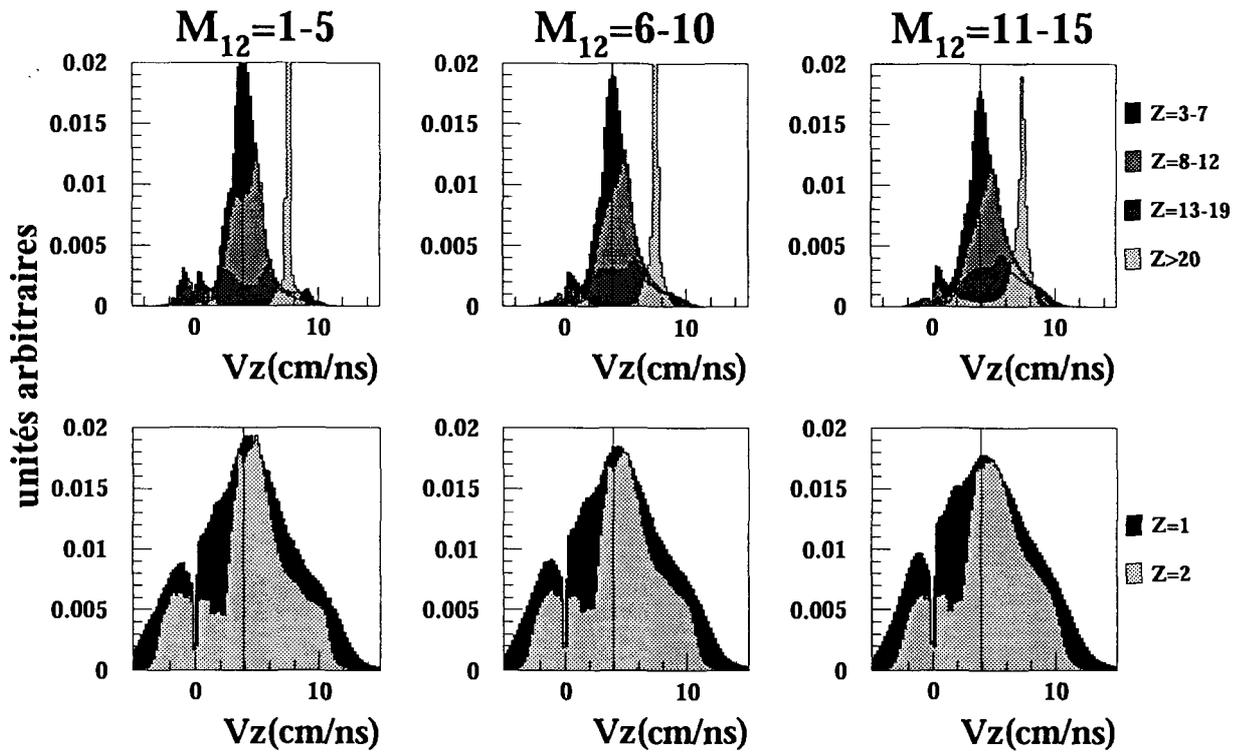


FIG. II.6 - $Ta + Au$ 33 MeV/A - Première ligne: Distribution de vitesse pour les fragments de charge $Z=3-7$ (noir), $Z=8-12$ (gris), $Z=13-19$ (gris foncé) et $Z \geq 20$ (gris clair). Deuxième ligne: Distribution de vitesse pour les particules de charge $Z=1$ (noir) et $Z=2$ (gris). Ces observables sont présentées pour différentes multiplicités de particules légères M_{12} . La ligne verticale représente la vitesse du centre de masse

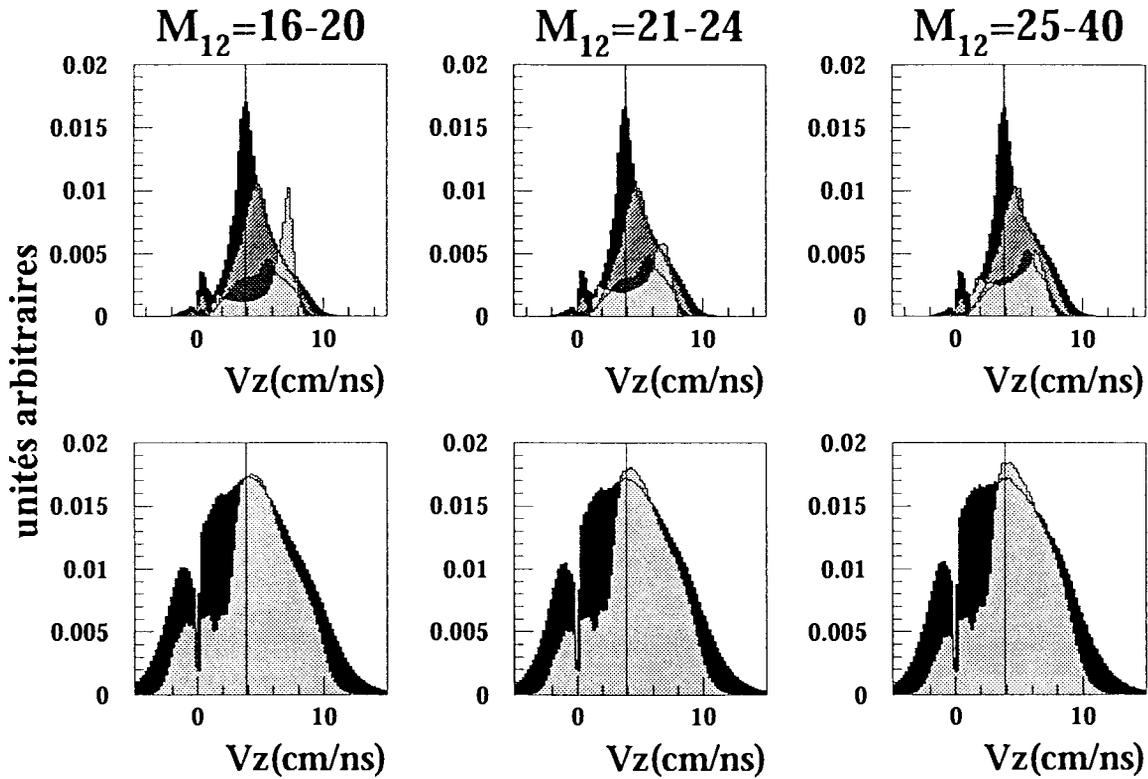


FIG. II.7 - $Ta + Au 33 MeV/A$ - Première ligne: Distribution de vitesse pour les fragments de charge $Z=3-7$ (noir), $z=8-12$ (gris), $z=13-19$ (gris foncé) et $Z \geq 20$ (gris clair). Deuxième ligne: Distribution de vitesse pour les particules de charge $Z=1$ (noir) et $Z=2$ (gris). Ces observables sont présentées pour différentes multiplicités de particules légères M_{12} . La ligne verticale représente la vitesse du centre de masse

zone de recouvrement entre le projectile et la cible au moment de l'interaction augmente avec la centralité de la collision, le quasi-projectile est plus amorti, et donc la vitesse des fragments produits au cours de sa désexcitation diminue aussi.

Par contre le comportement des fragments légers ne peut pas être expliqué par une désexcitation du QP ou de la QC. S'ils provenaient de la désexcitation du QP ou de la QC, ils devraient avoir le même comportement que celui des fragments lourds. Les distributions de vitesse des fragments légers et des lourds seraient centrées autour de la même vitesse, celle du QP (ou de la QC si les seuils permettaient leur détection). Les scénarii les plus probables pour expliquer l'origine de ces fragments sont un processus participant/spectateur ou la rupture d'un col de matière formé entre les deux partenaires. [LAROCHELLE97], [LUKASIK97], [BOCAGE98], [COLONNA95], [MONTROYA94], [LECOLLEY95], [DEMPSEY96].

Nous allons dans les chapitres suivants étudier plus en détail ces différents aspects et essayer de comprendre la différence de comportement entre les fragments les plus lourds et les fragments légers. Auparavant, nous allons nous intéresser aux particules légères, nous verrons qu'elles aussi, ont un comportement qui ne peut pas être expliqué seulement par la désexcitation de la quasi-cible ou du quasi-projectile et que certains aspects de ce comportement sont similaires à ce que l'on observe pour les fragments légers.

II.4 Les particules légères

Comme pour les fragments légers, on observe sur les distributions de vitesses des particules légères $Z=1$ (en noir) et $Z=2$ (en gris), (fig-II.6, 2^{ème} ligne, 1^{ère} colonne), une concentration de particules à mi-rapacité (au centre de masse de la réaction). Ce pic s'accompagne d'un épaulement situé à l'endroit du pic des fragments les plus lourds. (II.6, II.7, 2^{ème} ligne).

La forme de ces distributions de vitesses des particules n'est pas compatible avec le seul processus d'évaporation de la quasi-cible ou du quasi-projectile [LEFORT00]. L'évaporation des deux sources mènerait à deux contributions symétriques centrées sur les vitesses du quasi-projectile et de la cible. Le recouvrement possible de ces deux contributions ne peut pas expliquer à lui seul le peuplement à mi-rapacité.

De plus, les énergies transverses des particules de mi-rapacité sont plus grandes que celles que l'on peut attribuer aux particules provenant de la désexcitation du QP.

La comparaison du spectre d'énergie transverse totale (ronds pleins) avec le spectre d'énergie transverse des particules associées à l'évaporation du QP est présentée sur la figure II.8 . Pour construire le spectre associé à la désexcitation du QP (en gris), nous avons fait l'hypothèse que les particules ayant une vitesse parallèle supérieure à celle du QP (vitesse reconstruite avec tous les fragments ayant une vitesse supérieure à celle du centre de masse de la réaction) viennent de l'évaporation du QP. Les grandes énergies transverses ne sont pas produites par la partie évaporative.

Une partie des particules de mi-rapacité n'est donc pas due à la désexcitation du quasi-

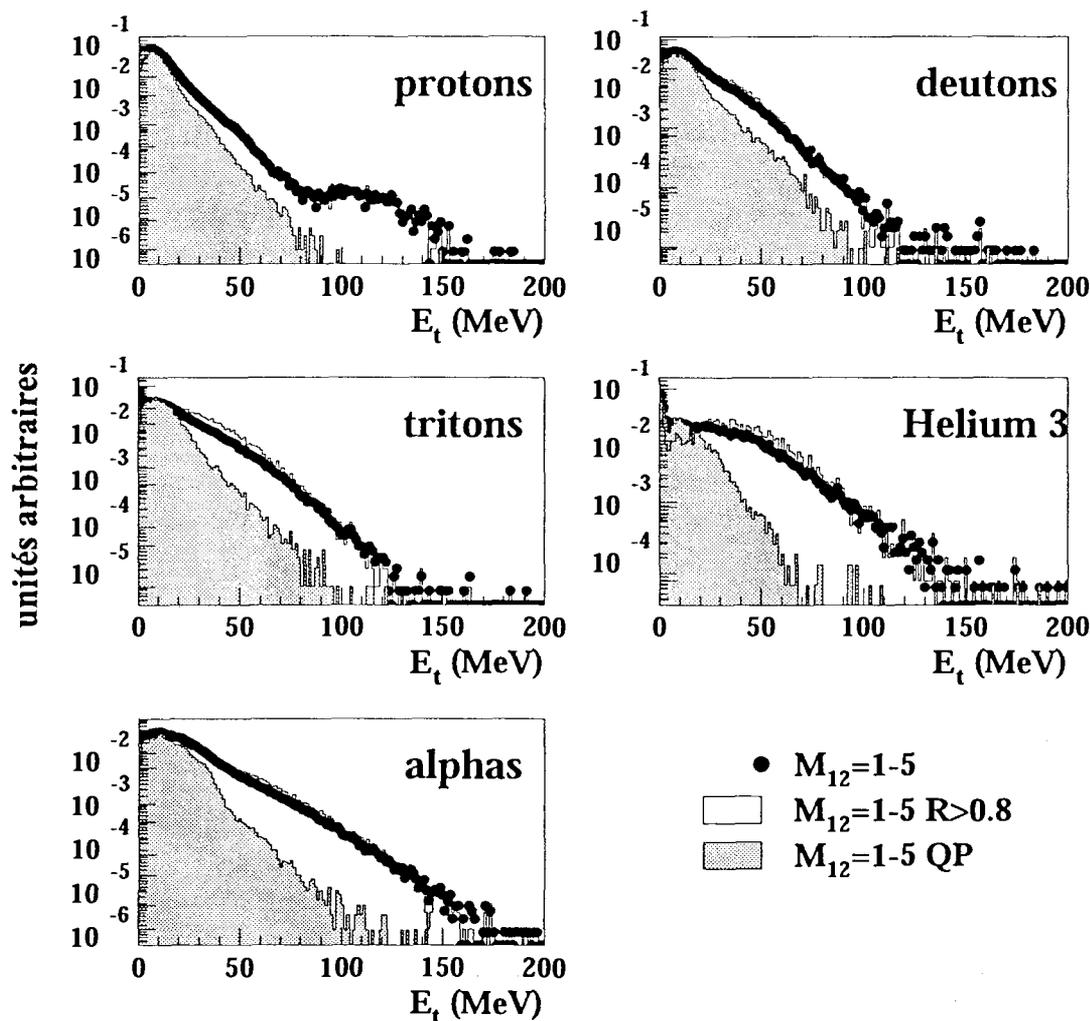


FIG. II.8 - $Ta + Au$ 33 MeV/A, $M_{12}=1-5$ - Spectres en énergies transverses des protons, deutons, tritons, hélium 3 et alphas. Les points représentent le spectre total, l'histogramme grisé représente le spectre pour les particules évaporées par le QP. L'histogramme blanc représente le spectre pour les particules sélectionnées avec le rapport $R \geq 0.8$

projectile ou de la quasi-cible. Plusieurs processus peuvent être à l'origine de ces particules:

– processus directs :

Les protons et les neutrons pourraient être émis aux premiers instants de la collision lors de collisions nucléon-nucléon. Les isotopes légers lors de collisions agrégat-agrégat ou par coalescence des nucléons.[LEFORT00, DORE, PAWLOWSKI00]

– émission à partir d'une source à mi-rapidité:

Les particules pourraient être émises par une source située entre les deux partenaires. Cette source pourrait provenir de la cassure d'un col formé entre la quasi-cible et le quasi-projectile ou pourrait être la zone participante d'un mécanisme boule de feu [DORE].

Pour étudier l'origine de ces particules de mi-rapidité, il faudrait pouvoir les isoler de celles provenant de l'évaporation du quasi-projectile. Une tentative de séparation a été menée en étudiant l'évolution de la forme de l'émission des particules légères avec la violence de la collision.

La forme de l'émission de particules légères peut être caractérisée par le rapport R .

$$R = \frac{Et_{12}}{Et_{12} + El_{12}}$$

$$El_{12} = \sum_{z=1,2} El_i^{cdm}$$

avec Et_{12} : énergie transverse totale des particules légères.

El_{12} : énergie longitudinale totale des particules légères dans le centre de masse de la réaction.

El_i^{cdm} : énergie longitudinale calculée dans le centre de masse de la réaction pour la particule i .

Le rapport R est représentatif de la forme de l'ellipsoïde associé aux particules légères. Il est voisin de la variable E_{rat} [GOBBI95] utilisée aux énergies supérieures à 100 MeV/A pour sélectionner les collisions centrales.

Lorsque R tend vers 0, cela correspond à un événement allongé le long de l'axe du faisceau. $R=2/3$ correspond à une émission isotrope dans le centre de masse, alors que lorsque R tend vers 1 cela correspond à une émission à 90° dans le centre de masse.

Si les particules légères proviennent uniquement de la désexcitation du quasi-projectile et de la quasi-cible, l'évolution de R attendue selon la violence de la collision est la suivante :

Pour les collisions périphériques, comme le caractère binaire de la collision est très marqué, la forme associée à l'émission des particules légères est donc allongée le long de l'axe du faisceau. La valeur de R est petite, proche de 0.

Pour les collisions plus violentes, le quasi-projectile et la quasi-cible s'amortissent. La forme de l'événement devient plus compacte. La valeur de R augmente avec la violence de la collision pour tendre vers $2/3$ si une source sphérique a été formée dans les collisions les plus centrales.

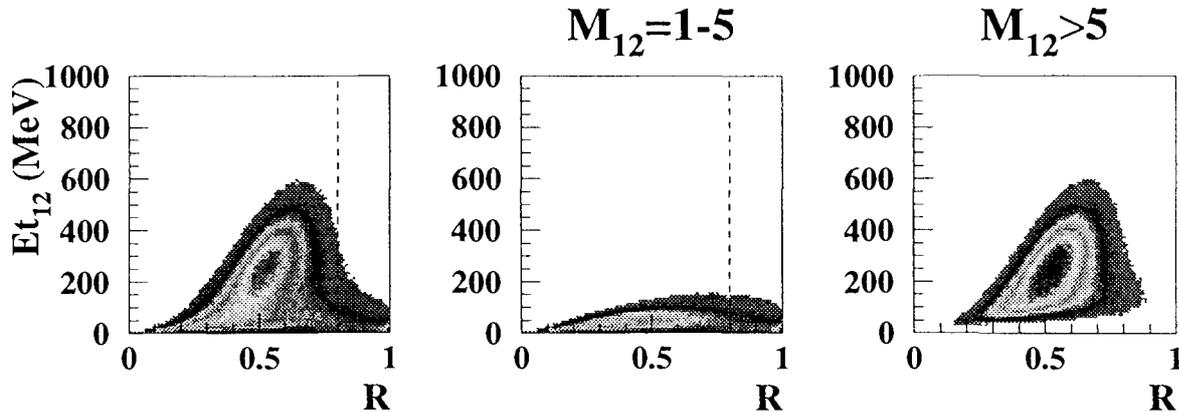


FIG. II.9 - $Ta + Au$ $33 MeV/A$ - Corrélation entre l'énergie transverse des particules légères et le rapport R (voir texte)

Cette évolution du rapport R est observée sur la figure II.9: il augmente avec l'énergie transverse des particules légères. Cependant on observe pour les collisions périphériques un peuplement pour $R \geq 0.8$ qui est assez inattendu.

Le peuplement pour $R \geq 0.8$ correspond à 5% des événements pour lesquels les particules légères sont émises à 90° dans le centre de masse (figure II.10). On observe ce peuplement uniquement pour les collisions périphériques. Pour ces collisions peu dissipatives, les particules légères sont essentiellement détectées avec un fragment à l'avant du centre de masse. Ce fragment a une vitesse et une charge très proche de celles du projectile: c'est le résidu du quasi-projectile. La contribution évaporative que l'on pourrait lui attribuer semble négligeable. (figure II.10).

Le scénario le plus plausible pour expliquer l'origine de ces particules est, qu'aux premiers instants de la collision, dans la zone de recouvrement entre le projectile et la cible, les quelques particules légères sont émises après des collisions nucléon-nucléon. Le quasi-projectile résultant est très peu excité, il n'évapore pas de particules chargées. Il peut se désexciter seulement par émission neutronique ou gamma. Pour ces événements, l'hypothèse boule de feu est très improbable car la source formée à mi-rapidité serait constituée d'un nombre réduit de particules, égal ou inférieur au nombre de particules émises.

Nous remarquons sur la figure II.8 que le spectre en énergie transverse des particules légères associé à $R \geq 0.8$ se superpose aux spectres en énergie transverse des particules légères pour lesquels aucune sélection sur le rapport R n'a été faite. Pour les collisions périphériques, les particules de mi-rapidité ont les mêmes caractéristiques que les particules

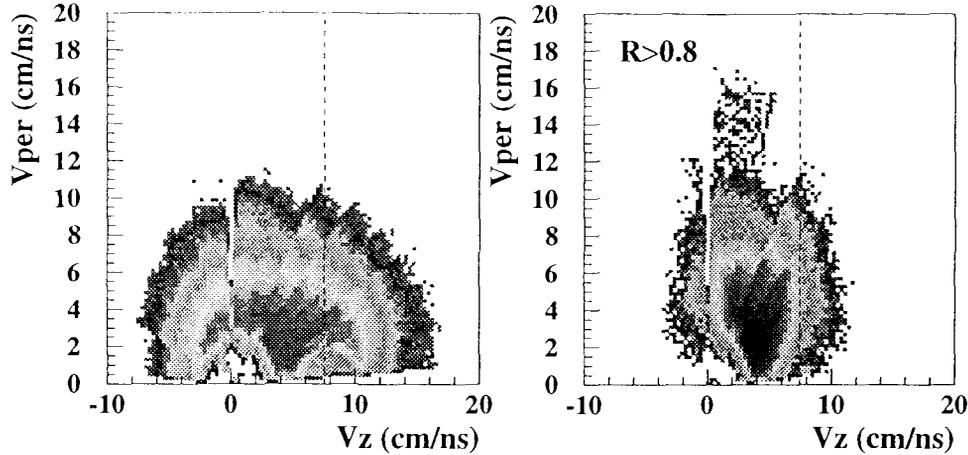


FIG. II.10 - $Ta + Au$ 33 MeV/A - $M_{12}=1-5$ - Corrélation entre les vitesses parallèle et perpendiculaire des particules légères $Z=1,2$ pour des collisions périphériques. A gauche: sans sélection sur R . A droite avec $R \geq 0.8$ La ligne en pointillé représente la vitesse parallèle du quasi-projectile.

que l'on attribue à des processus directs. On peut donc supposer que les particules de mi-rapacité sont essentiellement dues à des processus directs. Si tel est le cas, on doit observer des invariances par rapport à la violence de la collision.

Sur la figure II.11, les spectres en énergie transverse pour les particules de mi-rapacité ($(v_{cdm}-1 \text{ cm/ns}) \leq v_z \leq (v_{cdm}+1 \text{ cm/ns})$) sont présentés en fonction de différentes tranches en multiplicité de particules légères M_{12} . On voit qu'au premier ordre pour les grandes énergies transverses, les spectres se superposent (excepté pour les protons) et l'invariance des spectres des tritons, deutons et hélium 3 avec la multiplicité est remarquable. Ces particules de mi-rapacité ont donc les mêmes caractéristiques des collisions périphériques aux collisions centrales et ont les mêmes caractéristiques que les particules que l'on attribue à des processus directs ($R \geq 0.8$). L'origine de ces particules de mi-rapacité nous semble donc liée à des processus directs plutôt qu'à l'émission d'une source chaude thermalisée formée à mi-rapacité. Pour avoir une telle invariance, il faudrait que la température de la source soit constante sur toute la gamme de violence, ce résultat compatible avec l'hypothèse boule de feu est surprenant à ces énergies de bombardement. De plus, ces particules sont émises suivant une direction particulière [LEFORT99], ce qui est incompatible avec l'émission d'une source pour laquelle toutes les directions sont autorisées.

Des calculs dynamiques indiquent que ces émissions directes ont un spectre de vitesse très étendu autour de la mi-rapacité [EUDES97, VANLAUWE01]; certaines particules peu-

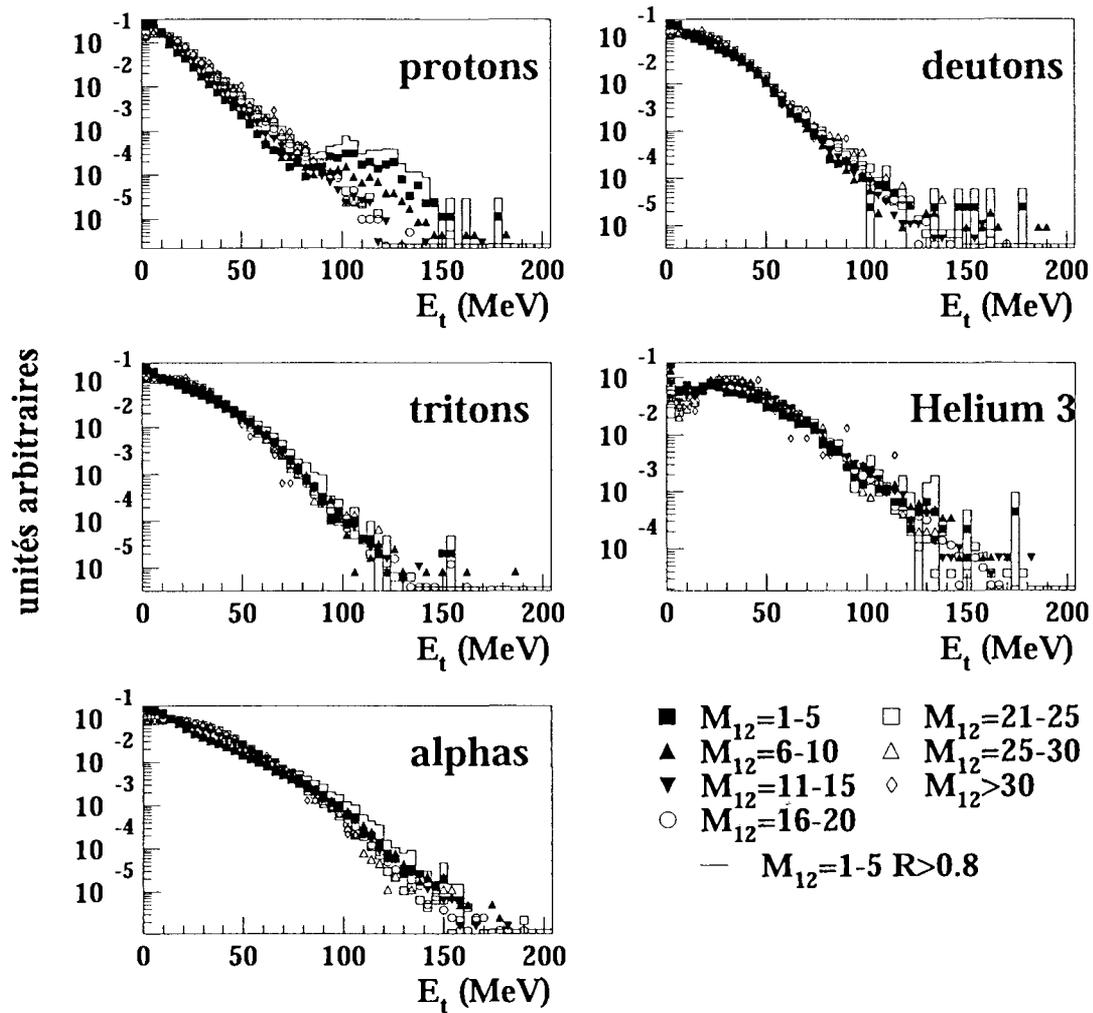


FIG. II.11 - *Ta + Au 33 MeV/A*- Spectre en énergie transverse des protons, deutons, tritons, hélium 3 et alpha émis au centre de masse $(v_{cdm}-1 \text{ cm/ns}) \leq v_z \leq (v_{cdm}+1 \text{ cm/ns})$ en fonctions de la multiplicité des particules légères. Les spectres sont normalisés aux mêmes nombre de particules.

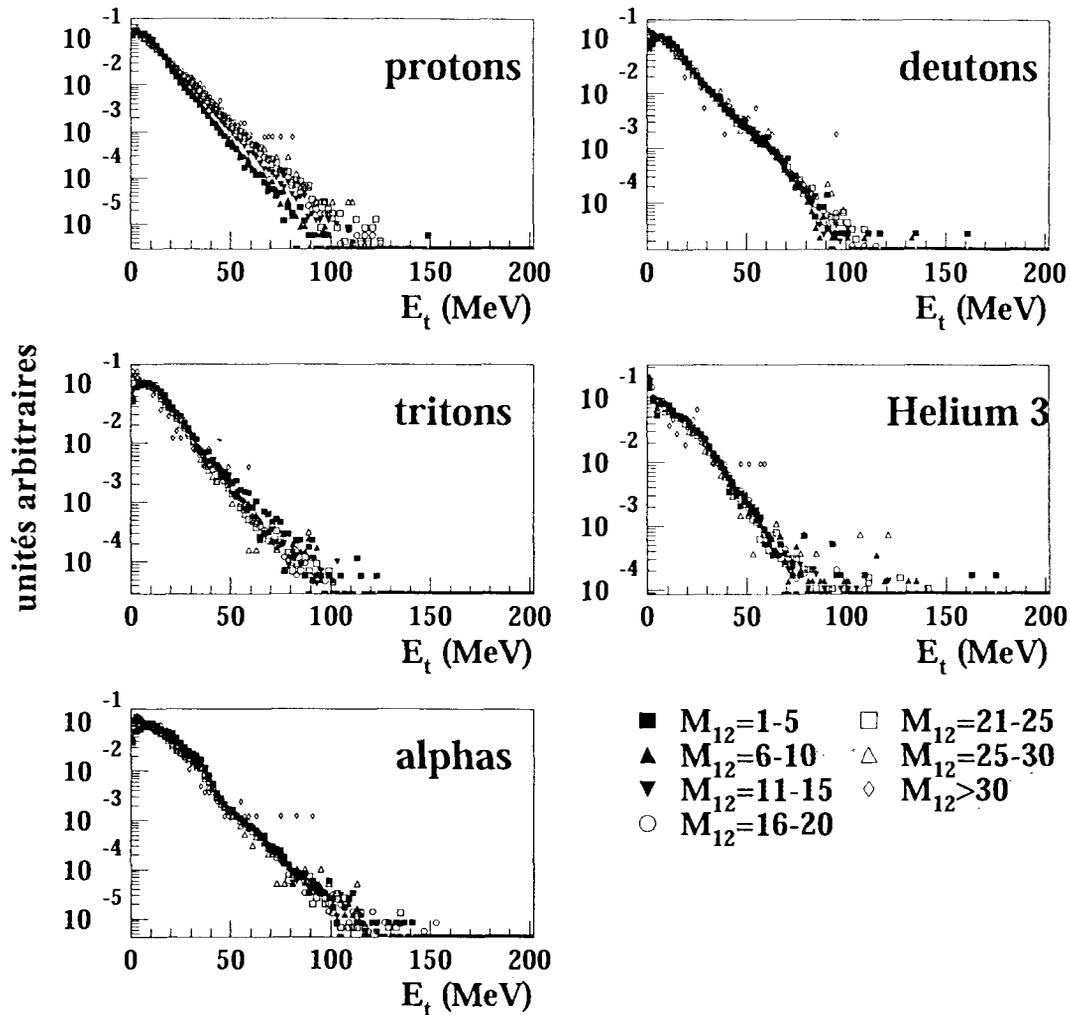


FIG. II.12 - $Ta + Au$ 33 MeV/A- Spectre en énergie transverse des protons, deutons, tritons, hélium 3 et alpha émis avec une vitesse $v_z \geq 8$ cm/ns en fonctions de la multiplicité des particules légères. Les spectres sont normalisés aux mêmes nombres de particules.

vent avoir des vitesses supérieures à celle du quasi-projectile.

On peut donc se poser la question de savoir si les particules les plus énergétiques attribuées généralement à l'évaporation du quasi-projectile (c.à.d celles qui ont une vitesse supérieure à celle du quasi-projectile) ne proviennent pas de collisions nucléon-nucléon ? Sur la figure II.8, on observe sur le spectre des protons, deutons, tritons, alphas pour les particules attribuées à l'évaporation du quasi-projectile (en gris) une rupture de pente qui signe la présence d'une contribution aux grandes énergies autre que l'évaporation [RUDOLF93].

L'invariance de cette contribution avec la violence de la collision constituerait un indice en faveur de l'hypothèse de l'origine directe de ces particules. A cette fin, nous avons représenté sur la figure II.12, les spectres en énergie transverse pour les particules légères ayant une vitesse parallèle supérieure à 8 cm/ns en fonction de la multiplicité des particules légères M_{12} . Pour les deutons, tritons, ^3He et alphas, les spectres sont invariants avec la multiplicité des particules légères. Pour un processus d'évaporation la pente des spectres évolue avec la violence de la collision de la même manière que celle observée dans le cas des protons : plus la collision est violente et plus la pente des spectres est douce. Une partie des particules légères émises avec une vitesse supérieure à celle du quasi-projectile semble donc elle aussi provenir de collisions nucléon-nucléon.

Le fait de ne pas observer cette invariance, uniquement sur le spectre des protons, alors que les protons sont à priori les particules les plus produites dans les collisions nucléon-nucléon, indique dans le cadre de cette hypothèse que le quasi-projectile évapore principalement des protons et peu de particules composites.

Les particules légères peuvent être émises par des processus autres que la désexcitation statistique du quasi-projectile. Nous observons des invariances des spectres d'énergie transverse avec la violence de la collision qui nous font penser que ces particules proviennent de processus directs. Cette hypothèse est confortée par le fait qu'ils ont les mêmes caractéristiques que des événements pour lesquels nous avons pu isoler des particules provenant de processus directs. Il serait intéressant de pouvoir comparer ces événements qui représentent 5% des événements à des modèles qui reproduisent les collisions nucléon-nucléon ou agrégat-agrégat. Ces modèles ainsi contraints pourraient ainsi nous informer sur la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. Ils pourraient également nous servir de référence afin d'estimer et séparer la partie évaporative et donc permettre d'effectuer une calorimétrie plus précise du quasi-projectile ou de la source unique formée dans les collisions d'ions lourds.

II.5 Résumé

Nous avons dans ce chapitre présenté quelques caractéristiques des évènements en fonction de la violence de la collision. L'étude de la corrélation entre la vitesse et la charge des particules montre que l'émission des fragments et des particules légères n'est pas compatible avec la seule désexcitation statistique du quasi-projectile ou de la quasi-cible. La présence de particules légères à mi-rapacité semble être due à des collisions nucléon-nucléon qui ont eu lieu au premier instant de la collision. Est-ce que les fragments légers présents à mi-rapacité sont produits par des processus similaires ou par d'autres mécanismes? C'est à cette question à laquelle nous allons tenter de répondre dans les chapitres suivants.

Chapitre III

Les cassures binaires du quasi-projectile

L'étude des produits de réactions, fragments et particules légères émis lors de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires montre la persistance du caractère binaire de la collision pour la majeure partie de la section efficace. Toutefois, par rapport à une image purement binaire, un excédent de matière est détecté à mi-rapidité. Afin d'étudier le(s) mécanisme(s) à l'origine de cette contribution et après avoir proposé quelques scénarii dans le chapitre précédent, sur l'origine des particules légères, nous allons analyser plus particulièrement les cassures en deux fragments du quasi-projectile. Nous avons choisi d'étudier ce canal de désexcitation car la fission est un mécanisme bien connu. Toute déviation par rapport à ce mode de fragmentation est une information sur les autres mécanismes mis en jeu au cours de la collision.

Nous allons dans un premier temps répertorier les déviations observées par rapport à la fission standard, et ensuite tenter de les interpréter.

III.1 Au delà de la fission

Nous avons la chance de disposer pour le projectile de Ta de trois cibles différentes (C, Au et U) et pour le projectile d'U d'une cible en carbone et une cible en uranium.

Nous nous sommes intéressés dans un premier temps, pour caractériser les cassures en deux fragments du quasi-projectile, aux observables simples que sont l'asymétrie en charge de la cassure et les vitesses relatives entre les deux fragments.

Si le quasi-projectile de Ta formé dans ces réactions fragmente suivant un processus de fission standard, les cassures sont majoritairement symétriques: les deux fragments ont à peu près la même taille et la vitesse relative entre ces deux fragments n'est due qu'à leur répulsion coulombienne et cela quelle que soit la taille de la cible.

III.1.1 L'asymétrie en charge de la cassure

L'asymétrie en charge de la cassure est définie comme suit (Z_G est la charge du fragment de fission le plus lourd, Z_L celle du plus léger):

$$\eta = \frac{Z_G - Z_L}{Z_G + Z_L}$$

Par exemple pour le tantale une asymétrie de 0.28 correspond aux charges $Z_G=47$ et $Z_L=26$ et une asymétrie de 0.8 à $Z_G=59$ et $Z_L=7$.

La figure III.1 montre que la forme des distributions en asymétrie est très influencée par la taille de la cible.

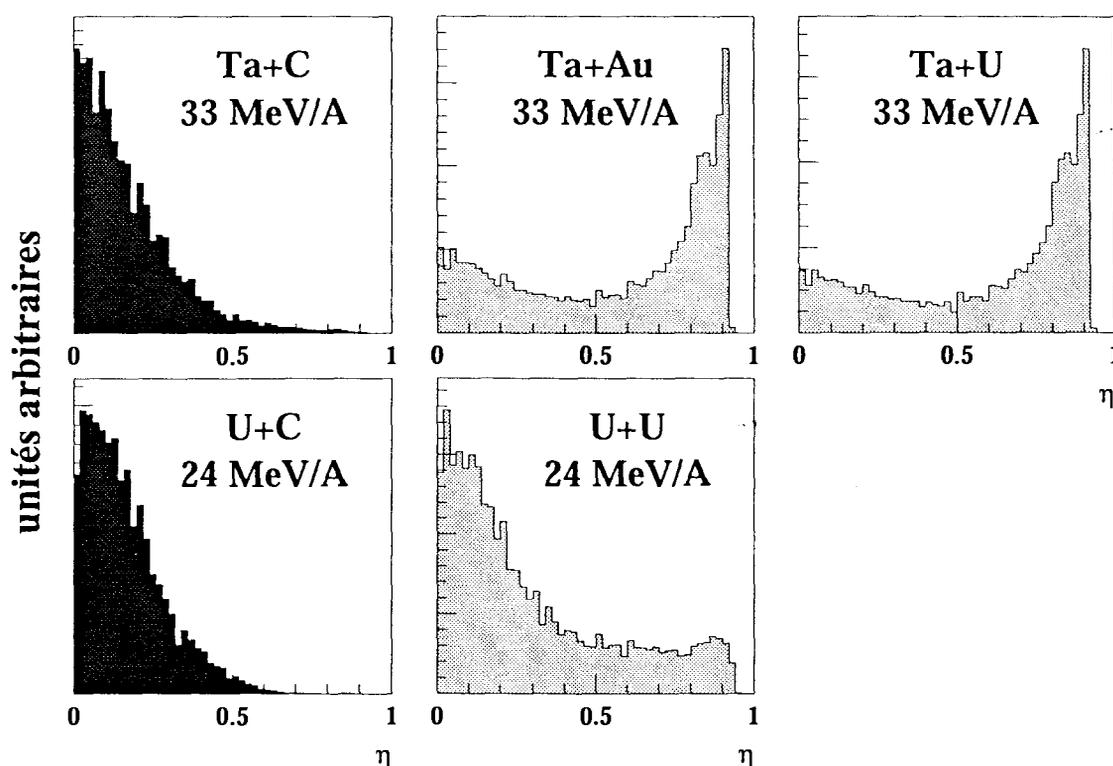


FIG. III.1 – Distributions en asymétrie. La première ligne correspond aux systèmes avec un projectile de tantale à 33 MeV/A. La deuxième correspond aux systèmes avec un projectile d'uranium à 24 MeV/A

Lorsque la cible est en carbone, les cassures en deux fragments du quasi-projectile de tantale (première ligne) sont symétriques alors que pour une cible lourde (Au ou U), une forte contribution apparaît aux grandes asymétries.

Pour l'uranium (seconde ligne), la différence de forme entre les distributions est moins importante, les cassures sont symétriques pour la cible en carbone ou la cible d'uranium. On remarque cependant que les grandes asymétries sont favorisées lorsque la cible est lourde.

Les distributions en asymétrie obtenues pour les réactions Ta+C et U+C sont compatibles avec un processus de fission standard: les cassures sont symétriques. Comme les tailles des quasi-projectiles* formés dans les réactions Ta+C, Ta+Au et Ta+U (ou U+C et U+U) sont proches, si le quasi-projectile se désexcitait uniquement selon un processus de fission, la forme des distributions en asymétrie pour les réactions Ta+Au et Ta+U (ou U+U) devraient être similaires à celles observées dans les réactions Ta+C (ou U+U).

Les premiers enseignements que l'on peut tirer de ces distributions en asymétrie sont que la taille de la cible a une grande influence sur la fragmentation du quasi-projectile et que le(s) mécanisme(s) mis en jeu dans les réactions Ta+Au, Ta+U et U+U favorise(ent) les cassures asymétriques par rapport à la fission standard.

III.1.2 Les vitesses relatives entre les deux fragments

L'influence de la cible se manifeste aussi sur les distributions des vitesses relatives V_r entre les deux fragments (figure III.2). Sur cette figure les distributions de vitesses relatives sont présentées pour différentes valeurs d'asymétrie.

Pour le tantale (première ligne): les distributions sont plus larges pour les systèmes Ta+Au(en gris) et Ta+U que pour le système Ta+C (en noir). Les vitesses relatives maximales atteintes sont plus grandes avec les cibles lourdes et ce d'autant plus que les cassures sont asymétriques. Il est à noter que les distributions des vitesses relatives comme les distributions d'asymétrie sont équivalentes pour Ta+Au et Ta+U.

Pour l'uranium (seconde ligne): les distributions des vitesses relatives pour les cassures symétriques sont équivalentes pour les deux systèmes U+C et U+U. Pour les autres asymétries, on observe les mêmes tendances que dans le cas du tantale: les distributions sont plus larges et les vitesses atteintes sont plus grandes avec la cible lourde.

Les valeurs des vitesses relatives obtenues pour les réactions X+C sont compatibles avec les vitesses relatives dues à la simple répulsion coulombienne entre les deux fragments. Elles sont en accord avec celles attendues dans le cas de la fission standard.

Les vitesses relatives obtenues dans les réactions Ta+Au, Ta+U et U+U sont donc plus grandes que les vitesses relatives dues à leur répulsion coulombienne mutuelle et ce d'autant plus que l'asymétrie de la cassure est grande.

III.1.3 Les directions de cassure

Des études menées sur les cassures binaires montrent que des directions de cassures peuvent être privilégiées. [GLASSEL83, CHEN, BOCAGE98]. Nous avons voulu savoir si cet

* Dans le cas des systèmes Ta+C et U+C, le terme quasi-projectile peut correspondre également aux noyaux de fusion incomplète formés dans ces réactions

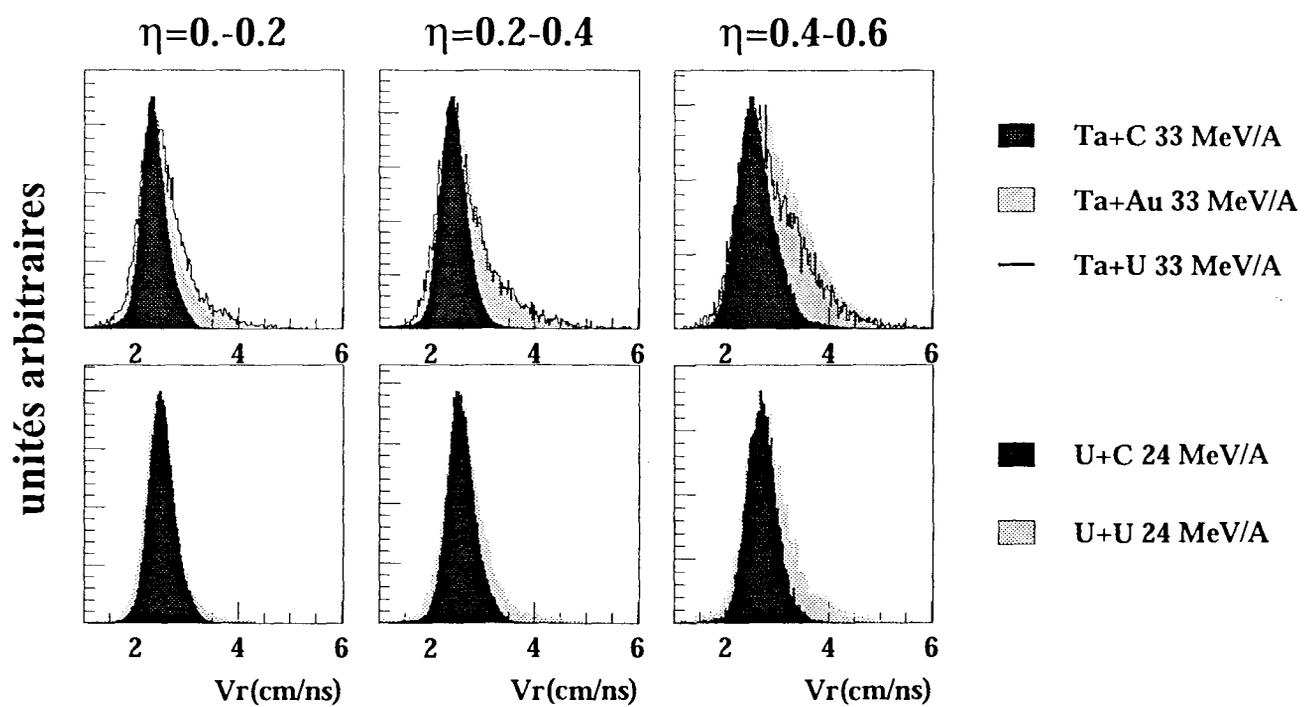


FIG. III.2 – Comparaison des distributions des vitesses relatives entre les deux fragments pour différentes cibles et différentes asymétries de cassures.

effet était dû à la taille de la cible.

Pour notre analyse, nous avons utilisé pour caractériser les directions de cassure les grandeurs présentées sur la figure-III.3. Le plan de réaction est défini à partir de l'axe du faisceau et le recul du quasi-projectile fissionnant \vec{V}_{QP} construit à partir des deux fragments détectés. L'axe normal à ce plan correspond à la direction portant la composante alignée du moment angulaire \vec{S} . L'angle θ_{spin} est l'angle entre \vec{S} et la direction du plus gros fragment \vec{G} . L'angle ϕ_{plan} est l'angle entre la direction de recul du quasi-projectile et la projection de \vec{G} dans le plan de réaction. Nous avons orienté la direction de fission selon la direction du plus gros fragment. Par exemple, si la direction de fission est alignée selon la direction du quasi-projectile et si le plus gros fragment G est le plus rapide alors $\theta_{spin}=90^\circ$ et $\phi_{plan}=0^\circ$.

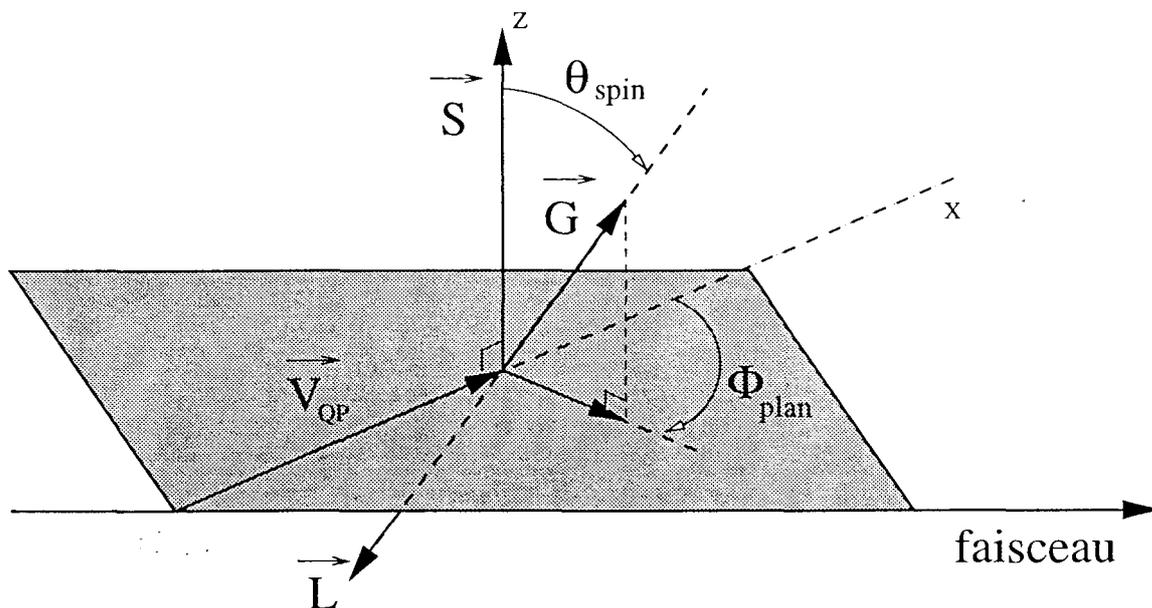


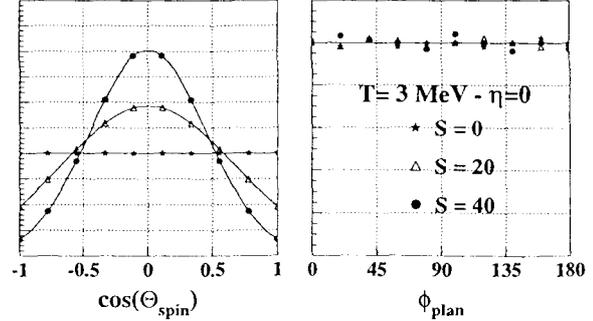
FIG. III.3 –

Avant d'étudier plus en détails les distributions angulaires expérimentales, nous présenterons les distributions attendues dans le cas de la fission standard du quasi-projectile. Ces différentes distributions ont été obtenues via la simulation de la référence [BOCAGE98].

III.1.3.1 La fission standard

Si la cassure du quasi-projectile en deux fragments est due au processus de fission standard, aucune direction de cassure n'est privilégiée. Les distributions angulaires sont isotropes. Cependant, au cours de l'interaction avec la cible, le quasi-projectile a pu acquérir du moment angulaire. Ce moment angulaire favorise les fissions dans le plan de réaction et conduit à l'observation de distributions angulaires anisotropes. L'étude des angles θ_{spin} et ϕ_{plan} permet en partie de déconvoluer cet effet du spin (figure-III.4).

FIG. III.4 - Influence du moment angulaire sur les distributions angulaires dans le cas de la fission du tantale. Distributions obtenues à partir de la simulation [BOCAGE98]



On voit nettement sur cette figure que seule la distribution en $\cos(\theta_{spin})$ est sensible à la valeur du moment angulaire. Quand il n'y a pas de moment angulaire la distribution est plate. Par contre quand le noyau est en rotation, la distribution en $\cos(\theta_{spin})$ est centrée sur 0 (direction de cassure dans le plan de réaction), et plus le spin est élevé et plus la largeur de cette distribution est étroite. La forme de la distribution angulaire des fragments de fission émis par un noyau en rotation est donnée par le modèle statistique :

$$W(\cos(\theta_{spin})) \propto \exp\left(-\frac{\cos^2(\theta_{spin})}{2\sigma^2}\right)$$

$$\text{avec } \sigma^2 = \frac{I_{eff} \cdot T}{\hbar^2 \cdot S^2}$$

I_{eff} : moment d'inertie du noyau fissionnant, T: température du noyau fissionnant et S: spin du noyau fissionnant.

La mesure des largeurs des distributions en $\cos(\theta_{spin})$ permet alors de déterminer le spin et la température du noyau fissionnant. Cet effet a été utilisé pour mesurer le moment angulaire du noyau fissionnant dans les références [BRESSON92, COLIN95, BOCAGE98]. Une méthode similaire basée sur les distributions angulaires des particules légères dans le repère du QP, pour déterminer le moment angulaire du quasi-projectile a été utilisée dans les références [GENOUIN99][STECKMEYER01]

On remarque aussi sur cette figure que la distribution de l'angle ϕ_{plan} est indépendante des effets de spin. La distribution obtenue est toujours plate. L'observation d'une distribution anisotrope de l'angle ϕ_{plan} sera donc la signature d'un mécanisme de cassure en deux fragments du quasi-projectile différent de la fission standard.

III.1.3.2 Distributions angulaires expérimentales

Pour les systèmes Ta+C et U+C :

Sur les figures III.5 (Ta+C) et III.7 (U+C) sont présentées les distributions en $\cos(\theta_{spin})$ (première ligne) et les distributions de l'angle ϕ_{plan} (deuxième ligne) en fonction de différentes asymétries. Pour ces systèmes, on s'attendait au vu des résultats sur les distributions en asymétrie et les distributions des vitesses relatives, à observer des distributions en ϕ_{plan} plates. On peut constater au contraire que ces distributions ont des structures assez marquées.

Ces structures sont en fait dues à des effets de détection. C'est ce que montre une simulation de ces effets sur les distributions angulaires attendues dans le cas de la fission standard (en gris) (figure III.6 et III.8). Pour réaliser ces figures, nous avons construit à partir des événements physiques détectés une distribution isotrope en ϕ_{plan} et une distribution isotrope ou gaussienne en $\cos(\theta_{spin})$ (pour juger de l'importance du moment angulaire sur la détection). Le fait de reconstruire aléatoirement la direction de cassure change les caractéristiques des fragments (énergie et direction). Puis nous avons appliqué le filtre expérimental et la même sélection que dans les données pour obtenir ces distributions. Nous avons utilisé les événements physiques détectés au lieu d'un modèle afin d'avoir accès à la même dynamique en vitesse et en charge que dans les données sur tout le domaine angulaire.

Les perturbations observées sont surtout dues au fait que la direction du quasi-projectile dans les réactions Ta+C et U+C est proche de celle du faisceau (§-II.2). Cela rend imprécise la détermination du plan de réaction et par conséquent imprécise la détermination des distributions angulaires.

Les distributions obtenues (en grisé) reproduisent assez bien les distributions expérimentales notamment l'évolution des distributions en $\cos(\theta_{spin})$ avec l'asymétrie. Les distributions de l'angle ϕ_{plan} sont moins bien reproduites car cet angle est plus sensible à la détermination du plan de réaction.

Pour les systèmes Ta+Au et Ta+U :

Les distributions de l'angle ϕ_{plan} des systèmes Ta+Au, Ta+U présentent également des structures (figures III.9, III.11). On observe deux peuplements différents, le premier centré à $\phi_{plan}=90^\circ$ et le second piqué à $\phi_{plan}=0-20^\circ$. L'importance respective entre les deux peuplements est fonction de l'asymétrie de la cassure. Le premier est surtout présent pour les cassures symétriques et diminue avec l'augmentation de l'asymétrie de la cassure alors que pour le second peuplement c'est l'inverse, il augmente avec l'asymétrie.

Les distributions en $\cos(\theta_{spin})$ (première ligne) sont bien reproduites par la simulation (figure III.10 et III.12, distributions grisées). Par contre les distribution de l'angle ϕ_{plan} (seconde ligne) ne le sont pas. On retrouve des lacunes sur les distributions simulées de l'angle ϕ_{plan} pour les cassures symétriques à $\phi_{plan}=30^\circ$ et à 150° . Ces lacunes sont dues à la présence du trou de 2° à l'avant du détecteur. Cependant, la structure créée n'est

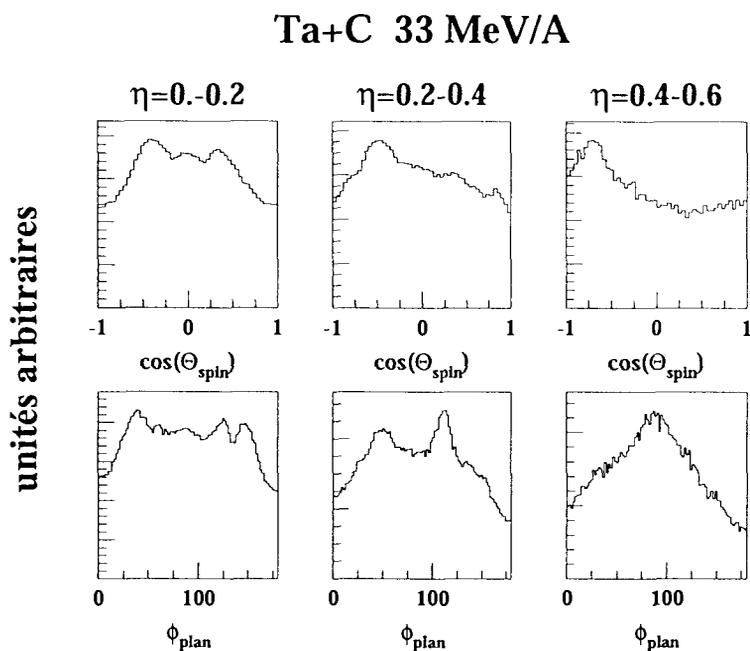


FIG. III.5 – *Ta+C à 33 MeV/A - première ligne : distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - seconde ligne : distribution de l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes valeurs de l'asymétrie.*

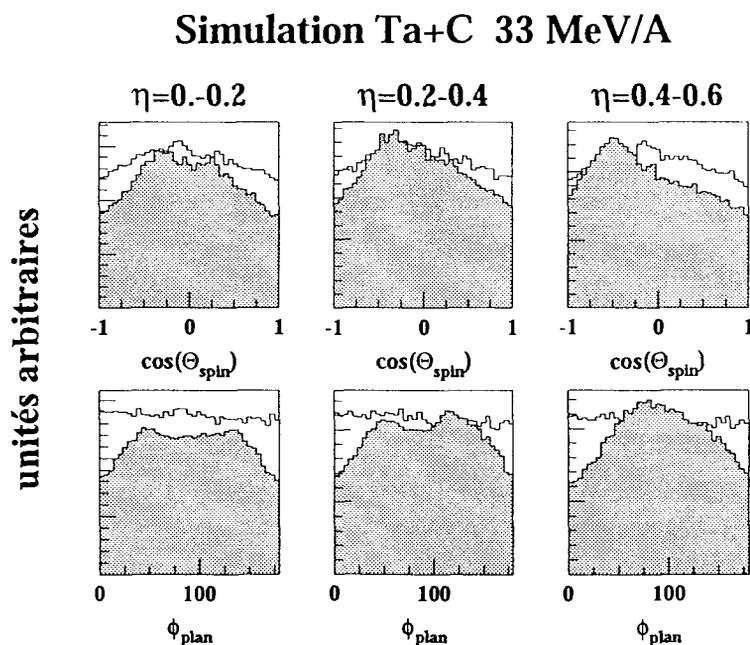


FIG. III.6 – *Simulation des effets de détection sur les distributions angulaires - les distributions blanches représentent les distributions simulés avant le passage du filtre du détecteur et celles en grisé après le passage du filtre.*

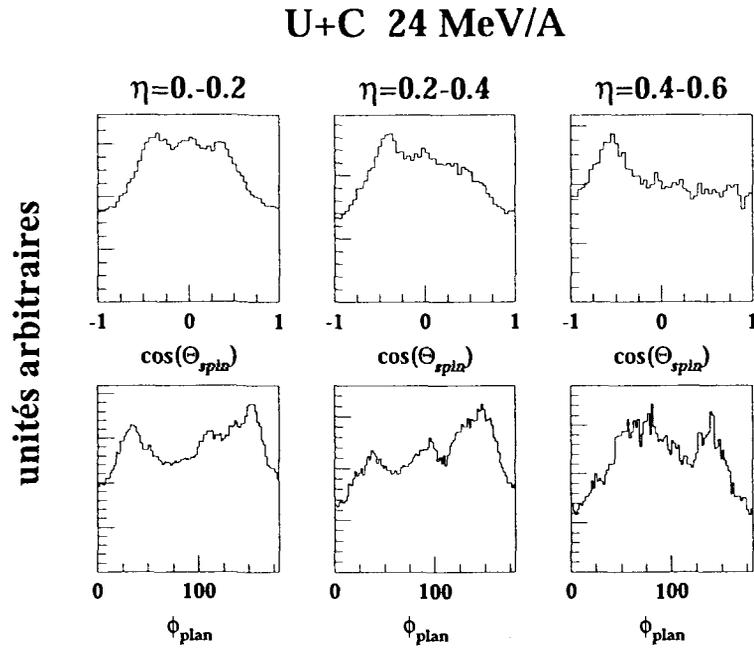


FIG. III.7 – $U+C$ à 24 MeV/A - première ligne : distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - seconde ligne : distribution de l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes valeurs de l'asymétrie.

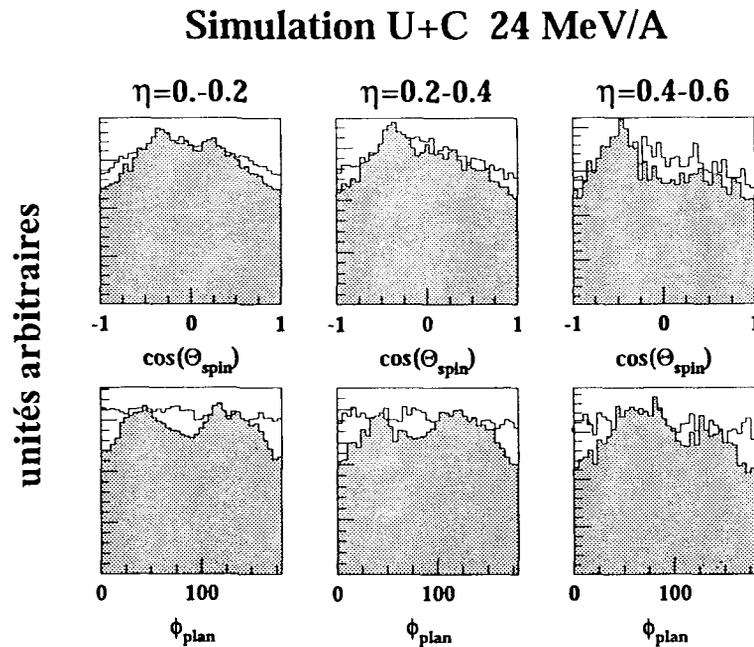


FIG. III.8 – Simulation des effets de détection sur les distributions angulaires - les distributions blanches représentent les distributions simulées avant le passage du filtre du détecteur et celles en grisé après le passage du filtre.

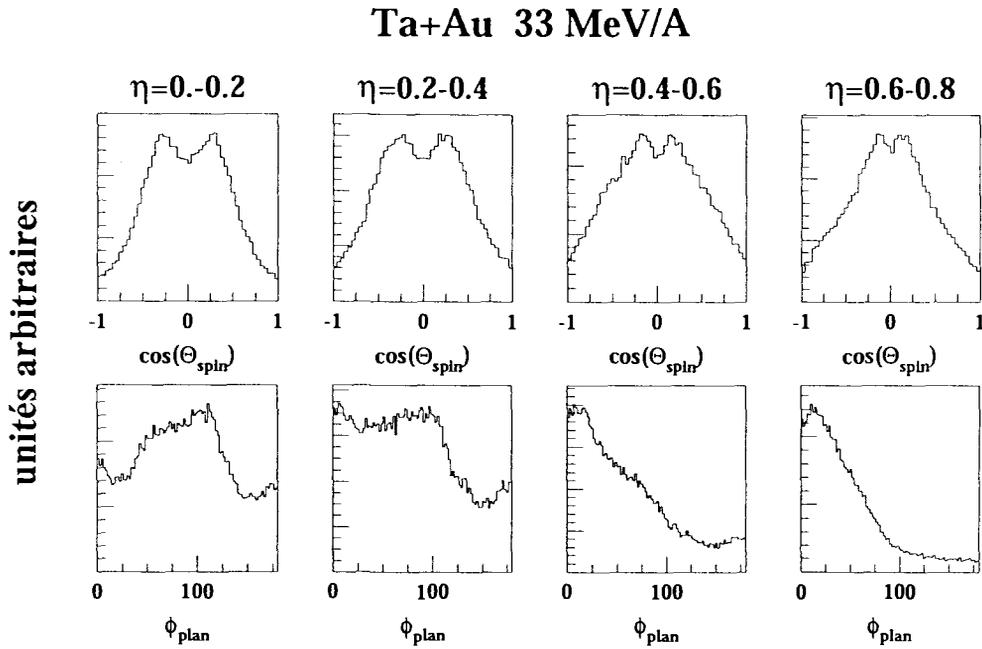


FIG. III.9 – *Ta+Au à 33 MeV/A* - première ligne : distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - seconde ligne : distribution de l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes valeurs de l'asymétrie.

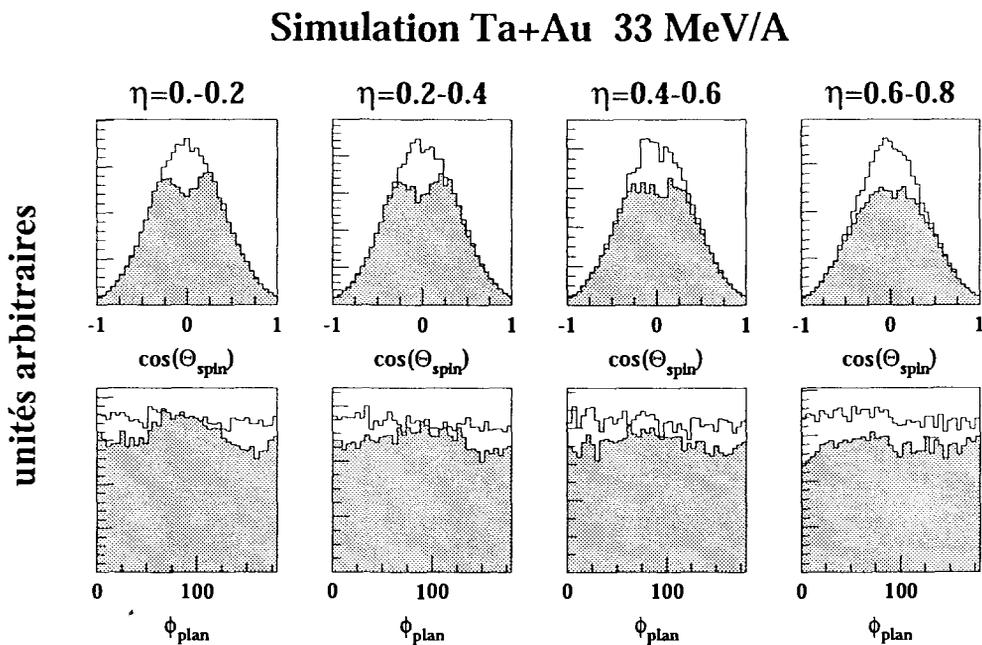


FIG. III.10 – *Simulation des effets de détection sur les distributions angulaires* - les distributions blanches représentent les distributions simulées avant le passage du filtre du détecteur et celles en grisé après le passage du filtre.

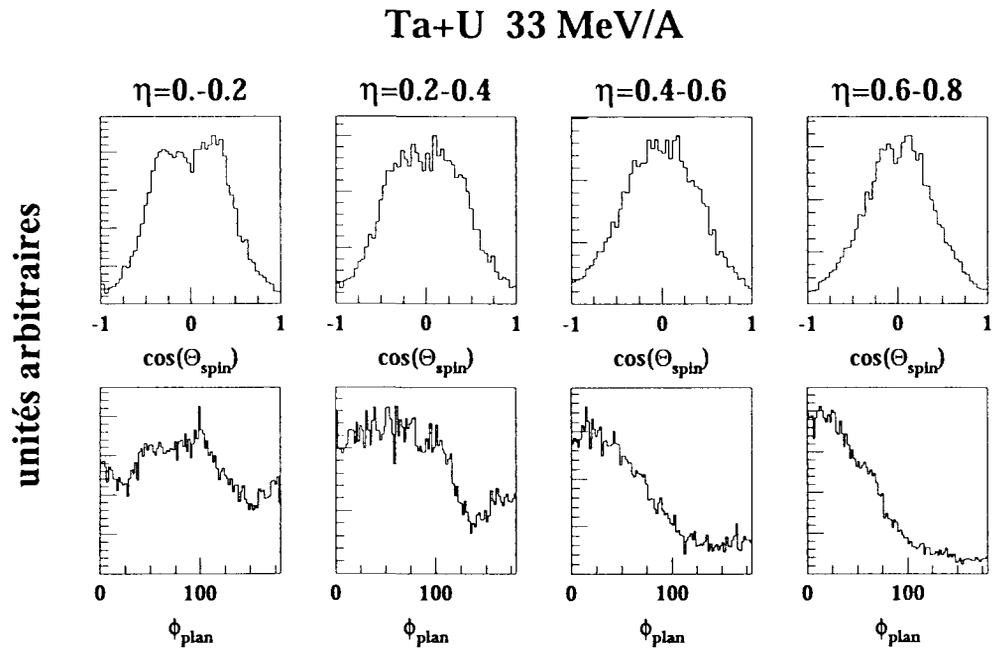


FIG. III.11 – *Ta+U à 33 MeV/A* - première ligne : distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - seconde ligne : distribution de l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes valeurs de l'asymétrie.

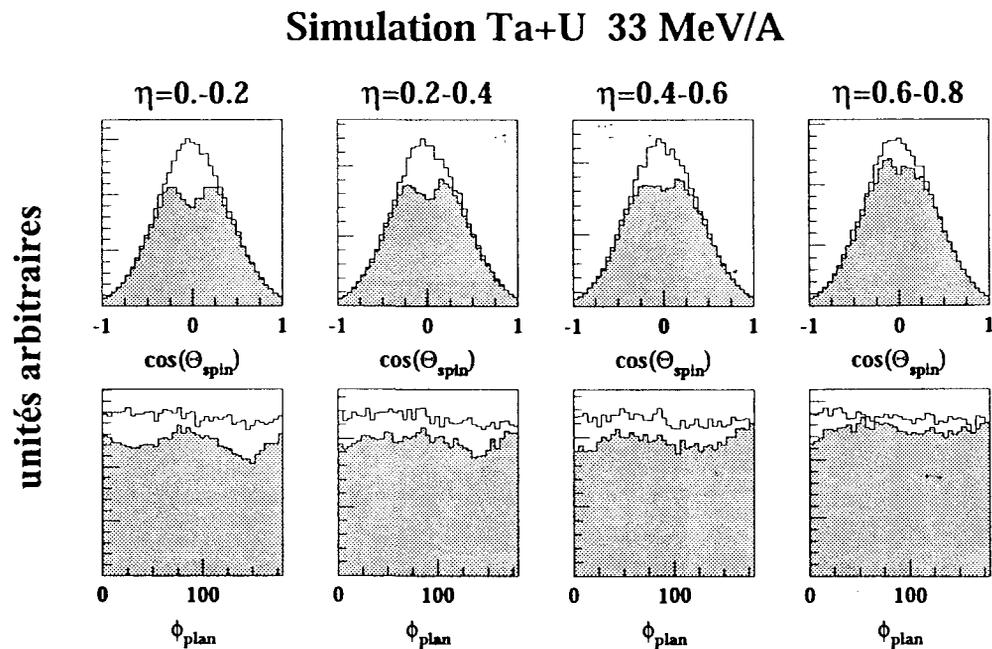


FIG. III.12 – *Simulation des effets de détection sur les distributions angulaires* - les distributions blanches représentent les distributions simulées avant le passage du filtre du détecteur et celles en grisé après le passage du filtre.

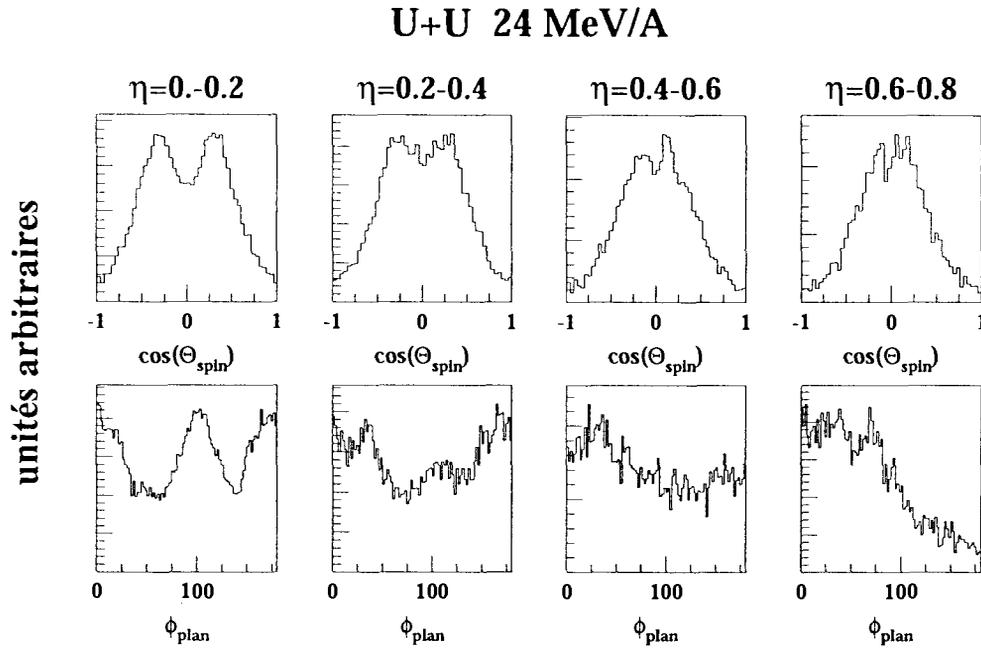


FIG. III.13 – $U+U$ à 24 MeV/A - première ligne : distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - seconde ligne : distribution de l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes valeurs de l'asymétrie.

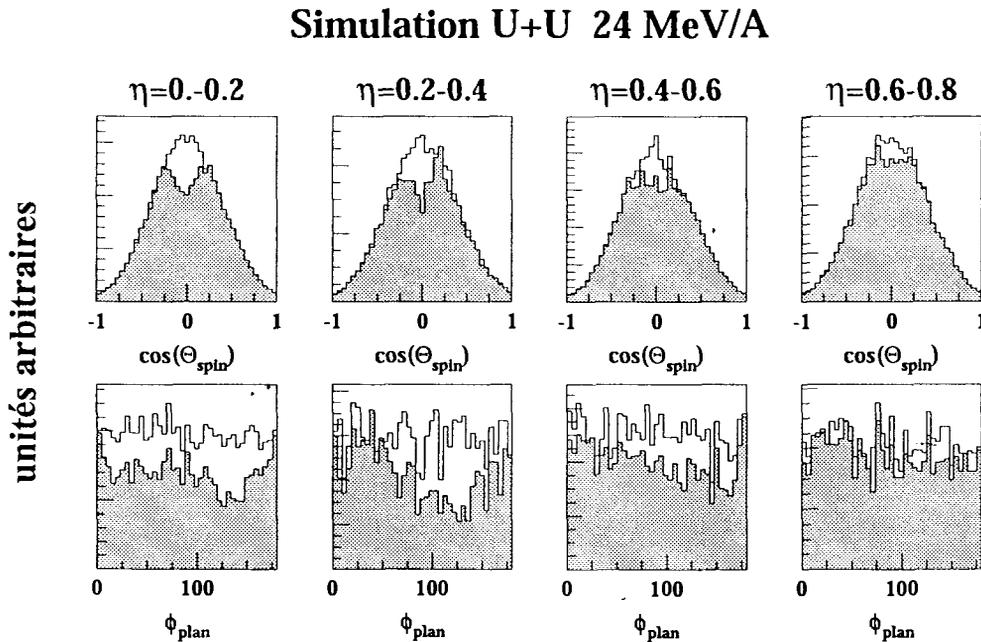


FIG. III.14 – Simulation des effets de détection sur les distributions angulaires - les distributions blanches représentent les distributions simulées avant le passage du filtre du détecteur et celles en grisé après le passage du filtre.

pas suffisante pour expliquer le peuplement à 90° . Pour les cassures asymétriques, les distributions simulées ne sont pas affectées par la détection, elles restent isotropes.

Pour le systèmes U+U :

Les distributions angulaires pour le système U+U à 24 MeV/A sont présentées sur la figure III.13.

Avec la simulation (figure III.14), on retrouve bien les distributions en $\cos(\theta_{spin})$. Cependant, comme pour les systèmes Ta+Au et Ta+U, les effets de détection sur une distribution isotrope de l'angle ϕ_{plan} ne suffisent pas à reproduire les distributions expérimentales.

On observe clairement pour ce système le peuplement à $\phi_{plan}=0-20^\circ$ pour toutes les cassures asymétriques. On observe aussi le peuplement à $\phi_{plan}=90-100^\circ$ pour les cassures symétriques.

Les deux contributions observées sur les distributions de l'angle ϕ_{plan} sur les systèmes Ta+Au, Ta+U et U+U ne peuvent donc pas être expliquées par un processus de fission standard.

Elles sont donc dues à un ou des modes de cassures qui privilégient deux directions de cassures particulières dans le plan de réaction ($\cos(\theta_{spin})=0$).

Le peuplement pour les faibles valeurs de ϕ_{plan} montrent que ces cassures se font le long de la direction du quasi-projectile, le plus petit fragment étant placé entre le résidu de la cible et le plus gros fragment. Ce type de cassure a été déjà observé sur des systèmes Xe+Sn et Kr+Er à 12.5 MeV/A [GLASSEL83], Mo+Mo et Sn+Sn à 20 MeV/A [CASINI93] [STEFANINI95], Xe+Sn à 25,32,39,45 et 50 MeV/A, Gd+U à 36 MeV/A [BOCAGE98] et sur Pb+Ag, Pb+Au à 29 MeV/A [COLIN97].

Les études effectuées sur les systèmes Pb+Al, Pb+Ag et Pb+Au à 29 MeV/A avec les multidétecteurs de NAUTILUS, et Gd+C et Gd+U à 36 MeV/A avec le multidétecteur INDRA, indiquent que l'importance de ce type de cassure est fortement liée à la taille de la cible. Inexistant en Pb+Al et Gd+C, il devient dominant en Pb+Au et Gd+U. Ces cassures sont probablement initiées lors de l'interaction avec la cible. Comme ce mode de cassure est fortement lié à la taille de la cible, il ne peut être décrit par un modèle statistique standard qui suppose un découplage entre la phase de formation des noyaux et leur mode de désexcitation. Il est possible d'interpréter ce phénomène en terme de déformation du quasi-projectile initiée par l'interaction avec la cible: plus la cible est lourde, plus le quasi-projectile est déformé et plus la probabilité d'observer une cassure alignée sur le recul du QP est importante. Cette interprétation est très voisine de celle de la cassure d'un col qui s'est formé pendant la collision entre la cible et le projectile. La rupture du col avec la quasi-cible serait suivie de la fission dynamique du quasi-projectile le long de la direction du quasi-projectile. Nous appellerons dans la suite ces cassures : cassures alignées selon la direction du quasi-projectile.

Le second peuplement pour $\phi_{plan}=90^\circ$ correspond à des cassures symétriques émises le long de la direction perpendiculaire à la direction du quasi-projectile dans le plan de

réaction. Ce type de cassures a été observé sur le système Xe+Sn à 25 et 32 MeV/A [BOCAGE98] et Pb+Au [COLIN97]. L'interprétation proposée dans ces références est que le quasi-projectile a fissionné dans le champ coulombien de la cible, à une distance assez proche de la cible pour que le champ coulombien de celle-ci puisse modifier les trajectoires des fragments. Cette hypothèse sera testée ultérieurement dans le §-III.2.

III.1.4 Vitesses relatives et directions de cassure

Nous avons vu pour les systèmes Ta+Au, Ta+U et U+U que les vitesses relatives entre les deux fragments étaient plus grandes que celles dues à un mécanisme de fission standard et que ces deux fragments étaient émis suivant des directions particulières dans le plan de réaction. Nous avons voulu savoir comment étaient corrélées ces deux observations. Pour cela, nous avons représenté la vitesse relative moyenne en fonction de l'angle ϕ_{plan} (figure III.15).

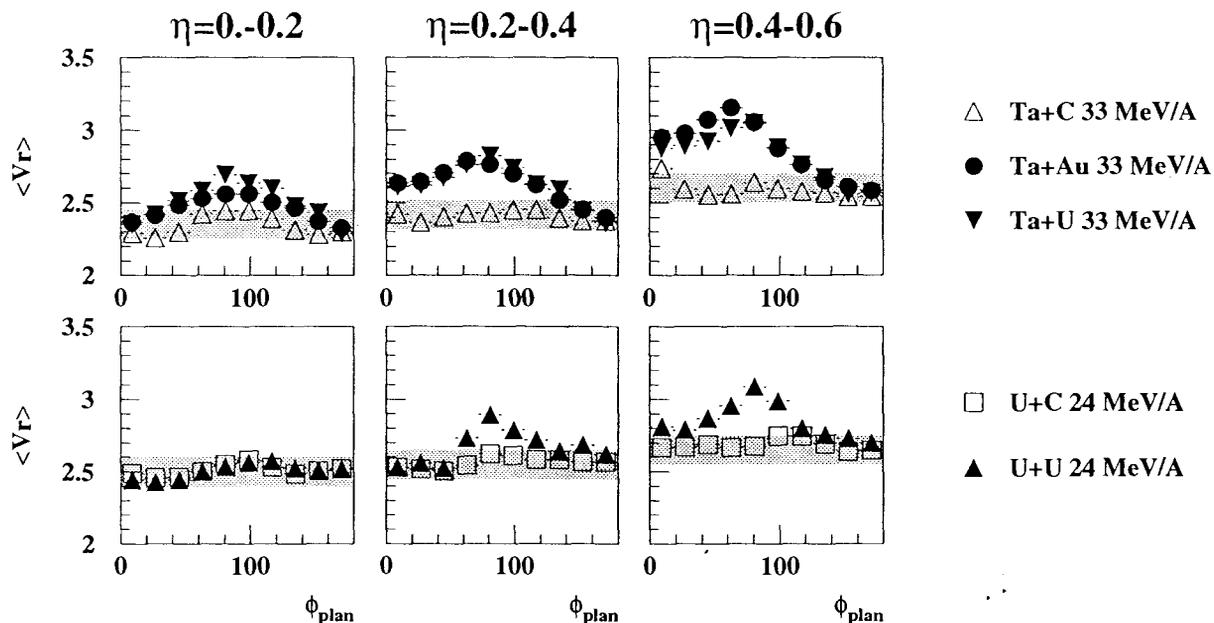


FIG. III.15 – Vitesses relatives moyennes en fonction de l'angle ϕ_{plan} pour trois sélections en asymétrie. La première ligne correspond aux systèmes avec un projectile de tantale à 33 MeV/A. La deuxième ligne correspond aux systèmes avec un projectile d'uranium à 24 MeV/A. La zone en grisée correspond aux vitesses relatives données par la systématique de Viola. [VIOLA85]

Pour les systèmes Ta+C(triangles ouverts) et U+C(carrés ouverts), les vitesses relatives

entre les deux fragments sont à peu près constantes avec l'angle ϕ_{plan} et sont compatibles avec la vitesse due à leur répulsion coulombienne mutuelle (donnée par la systématique de Viola [VIOLA85]) (en grisé). Ces vitesses sont compatibles avec les vitesses associées à un processus de fission standard.

Les vitesses relatives moyennes pour les systèmes Ta+Au et Ta+U sont supérieures aux vitesses données par la systématique de Viola. Les plus grandes vitesses relatives sont obtenues pour des valeurs de ϕ_{plan} comprise entre 80° et 100° . La valeur du maximum augmente avec l'asymétrie. On observe également que les vitesses relatives associées à $\phi_{plan}=0-20^\circ$ sont plus élevées que les vitesses associées à $\phi_{plan}=160-180^\circ$. Les vitesses relatives associées à cette dernière tranche en ϕ_{plan} sont compatibles avec les vitesses données par la systématique de Viola.

Les fragments émis suivants les deux directions privilégiées ($\phi_{plan}=90^\circ$ et $\phi_{plan}=0^\circ$) ont donc des vitesses relatives supérieures à celles dues à leur répulsion coulombienne mutuelle.

Pour le système U+U, l'évolution de la vitesse relative (triangles noirs) pour les cassures symétriques est comparable à celle observée pour le système U+C, la vitesse relative moyenne est constante avec l'angle ϕ_{plan} . Pour les autres valeurs de l'asymétrie, on observe comme pour les systèmes Ta+Au et Ta+U une modulation de la vitesse relative suivant la direction de cassures. Le maximum correspond aux cassure dirigées selon la direction perpendiculaire au quasi-projectile.

En résumé

Nous avons étudié les cassures binaires du quasi-projectile. Cette étude montre clairement une influence de la cible sur ces cassures. Pour une cible en carbone, toutes les observables sont compatibles avec un processus de fission standard. Les cassures sont symétriques, les distributions angulaires sont isotropes et les vitesses relatives entre les deux fragments correspondent à celles données par la systématique de Viola. Pour une cible plus lourde (Au ou U), les cassures asymétriques sont favorisées et les deux fragments sont émis suivant des directions particulières dans le plan de réaction avec des vitesses relatives plus grandes que celles dues à leur répulsion coulombienne. Les cassures binaires issues de ces collisions sur une cible lourde ne peuvent donc pas être expliquées exclusivement par un processus de fission standard.

La taille de la cible tient un rôle important dans les processus qui conduisent à l'observation de ces émissions de fragments particulières.

On peut envisager plusieurs hypothèses pour expliquer les différences de comportement du quasi-projectile selon que la cible est légère ou lourde:

- L'influence de la cible intervient au moment de la fission du quasi-projectile:

Si on imagine qu'aux énergies intermédiaires la fission du quasi-projectile intervient à des temps de l'ordre de ceux de la multifragmentation c.à.d à des temps beaucoup

plus courts qu'à basse énergie, la quasi-cible est assez proche du quasi-projectile pour que son champ coulombien puisse influencer la décroissance de celui-ci. Cette fission à proximité d'une cible de taille importante pourrait être à l'origine des directions de cassures particulières ainsi que des grandes vitesses relatives entre les fragments. Cette hypothèse sera testée dans le §-III.2

- L'influence de la cible intervient au moment de la formation du quasi-projectile :

On peut supposer que dans certaines conditions la déformation du quasi-projectile engendrée lors de la collision est amplifiée par le champ coulombien de la cible ou par les effets du potentiel nucléaire de la cible. Le champ nucléaire tend à coller les nucléons et l'effet d'entraînement du projectile va étirer la matière nucléaire et conduire à sa scission avant qu'il ait atteint l'équilibre. Les directions particulières d'émission des fragments seront dans ce cas les directions selon lesquelles la déformation du quasi-projectile a été amplifiée. Cette interprétation est voisine de celle de la cassure d'un col de matière qui s'est formé pendant la collision entre la cible et le projectile. En effet, les fragments issus de la rupture du col sont alignés le long de la direction du quasi-projectile qui correspond à l'axe d'étirement de la matière nucléaire.

Si ce type de processus existe, il est en compétition avec la fission standard du quasi-projectile. On peut imaginer que dans certains cas la déformation initiale du quasi-projectile est trop importante pour que celui-ci atteigne l'équilibre, la fragmentation alors intervient très rapidement. On peut également imaginer que dans d'autre cas la déformation engendrée n'est pas suffisante et que le quasi-projectile équilibre tous ses degrés de libertés et se désexcite ensuite en fissionnant.

Cette compétition entre différents modes de cassure est envisageable, car on observe pour les systèmes avec une cible lourde (figure III.9,III.11) qu'une partie de la distribution en ϕ_{plan} est plate ($\phi_{plan} \geq 160$). Les vitesses relatives moyennes associées à cette partie plate sont compatibles avec la systématique de Viola (figure-III.15). Cette partie plate de la distribution en ϕ_{plan} est compatible avec un processus de fission.

Dans la prochain section, nous allons tester l'influence du champ coulombien de la cible sur la fission standard du quasi-projectile. Ce processus pourrait être à l'origine des écarts observés par rapport à une fission standard.

III.2 Fission à proximité de la cible?

Si on suppose qu'aux énergies intermédiaires la fission du quasi-projectile intervient à des temps plus courts qu'à basse énergie, (à des temps de l'ordre de 100 fm/c au lieu de 1000 fm/c), le champ coulombien de la cible peut influencer la décroissance du quasi-projectile et peut-être privilégié des directions d'émission particulières si la taille de la cible est importante.

L'idéal pour tester cette hypothèse aurait été d'utiliser un modèle de fission qui prenne en compte l'influence du champ coulombien de la cible. Malheureusement un tel modèle n'existe pas encore.

Pour tester cette hypothèse, nous avons utilisé en collaboration avec A.Botvina, une nouvelle version de SMM (Statistical Multifragmentation Model) qui n'est pas un modèle de fission mais qui prend en compte l'influence du champ coulombien de la cible [BONDORF95], [BOTVINA00], [BOTVINA01].

III.2.1 Description sommaire de SMM

La description de la fragmentation dans SMM est plus simple que dans un modèle de fission. Elle ne tient pas compte de l'évolution de la déformation du noyau et elle ne distingue pas le moment où la formation des fragments est déterminée par la déformation du noyau (le point selle) du moment où les fragments sont séparés (le point de scission).

SMM permet de décrire de manière statistique la multifragmentation d'un système nucléaire, avec l'hypothèse que ce système est à l'équilibre thermodynamique.

SMM décrit la multifragmentation à partir du "freeze-out", c'est-à-dire à l'instant où l'interaction nucléaire entre les pré-fragments a cessé. Il est basé sur la notion d'équilibre et les partitions (charges, masses, énergies d'excitation et positions des pré-fragments) sont gouvernées par les poids statistiques de l'ensemble microcanonique. Les fragments et les particules légères ainsi générés à la cassure se propagent sous l'influence mutuelle de leur champ coulombien. Au cours de cette propagation, les fragments primaires qui possèdent une énergie d'excitation propre vont à leur tour se désexciter par évaporation ou fission. Cette phase de désexcitation secondaire se perpétue jusqu'à ce que les fragments produits soient froids.

Le modèle que nous avons utilisé [BOTVINA00, BOTVINA01], tient compte du moment angulaire transféré au quasi-projectile et de l'influence du champ coulombien de la cible sur la fragmentation de celui-ci.

La prise en compte du champ coulombien de la cible change les partitions au freeze-out et intervient aussi sur la propagation coulombienne des fragments et des particules légères. L'importance de l'effet du champ coulombien de la cible dépend de la distance entre la quasi-cible et le quasi-projectile au moment de la cassure. Plus la distance est petite et plus l'effet du champ coulombien de la cible est important.

Cette distance n'est pas fixée dans le modèle, elle dépend des paramètres d'entrée que sont l'énergie d'excitation E^* et le temps de fragmentation t .

L'énergie d'excitation permet de connaître la vitesse relative v_{rel} entre la quasi-cible et le quasi-projectile à partir de la formule suivante :

$$E^* = \frac{\mu}{2}(v_{proj}^2 - v_{rel}^2) \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{A_{proj}} + \frac{1}{A_{cib}}$$

- v_{proj} : vitesse du projectile
- A_{proj} : masse du projectile
- A_{cib} : masse de la cible
- v_{rel} : vitesse relative entre le QP et la QC

Le produit de v_{rel} par le temps de fragmentation t nous donne la distance entre le quasi-projectile et la quasi-cible au moment de la fragmentation du quasi-projectile. On suppose que l'énergie d'excitation n'est due qu'à l'amortissement de la vitesse relative entre le quasi-projectile et la quasi-cible.

Les autres paramètres du modèles sont :

- Z_{qp} : charge de quasi-projectile
- A_{qp} : masse du quasi-projectile
- S : moment angulaire du QP
- t : temps de fragmentation du QP (fm/c)
- ρ : densité au "freeze-out"

Nous avons étudié l'influence du champ coulombien d'une cible d'Au sur la fragmentation d'un quasi-projectile de Ta ($Z_{qp}=73$, $A_{qp}=181$) à une énergie d'excitation $E^*=3$ MeV/A et pour une densité de "freeze-out" $\rho=\rho_0/3$.

Afin de comparer les modèles et l'expérience, nous avons trié les données du système Ta+Au à 33 MeV/A en fonction de l'énergie d'excitation. Pour déterminer l'énergie d'excitation nous avons utilisé la formule III.1 en faisant l'hypothèse que la vitesse relative entre la quasi-cible et le quasi-projectile est égale à deux fois la vitesse du quasi-projectile calculée dans le centre de masse $v_{rel}=2v_{qp}$.

Nous avons choisi de travailler à l'énergie d'excitation de 3 MeV/A car elle correspond à l'énergie moyenne de l'énergie d'excitation obtenue expérimentalement.

Le fait de sélectionner les données en énergie d'excitation $E^*=2,5-3,5$ MeV/A ne change pas les caractéristiques observées dans les paragraphes précédents (cf figure III.16). Sur la figure III.16 sont représentées la distribution d'asymétrie (première colonne), la distribution du cosinus de l'angle θ_{spin} (deuxième colonne), la distribution de l'angle ϕ_{plan} (troisième colonne) et la corrélation entre la vitesse relative moyenne V_r et l'angle ϕ_{plan} (quatrième colonne). Les trois dernières observables sont présentées pour les coupures en asymétrie indiquées en noir sur la première colonne. On observe bien les deux directions de cassures particulières dans le plan de réaction ($\cos(\theta_{spin})=0$) avec $\phi_{plan}=90^\circ$ ou $\phi_{plan}=0^\circ$) ainsi que la modulation de la vitesse relative moyenne en fonction de la direction de cassure (quatrième

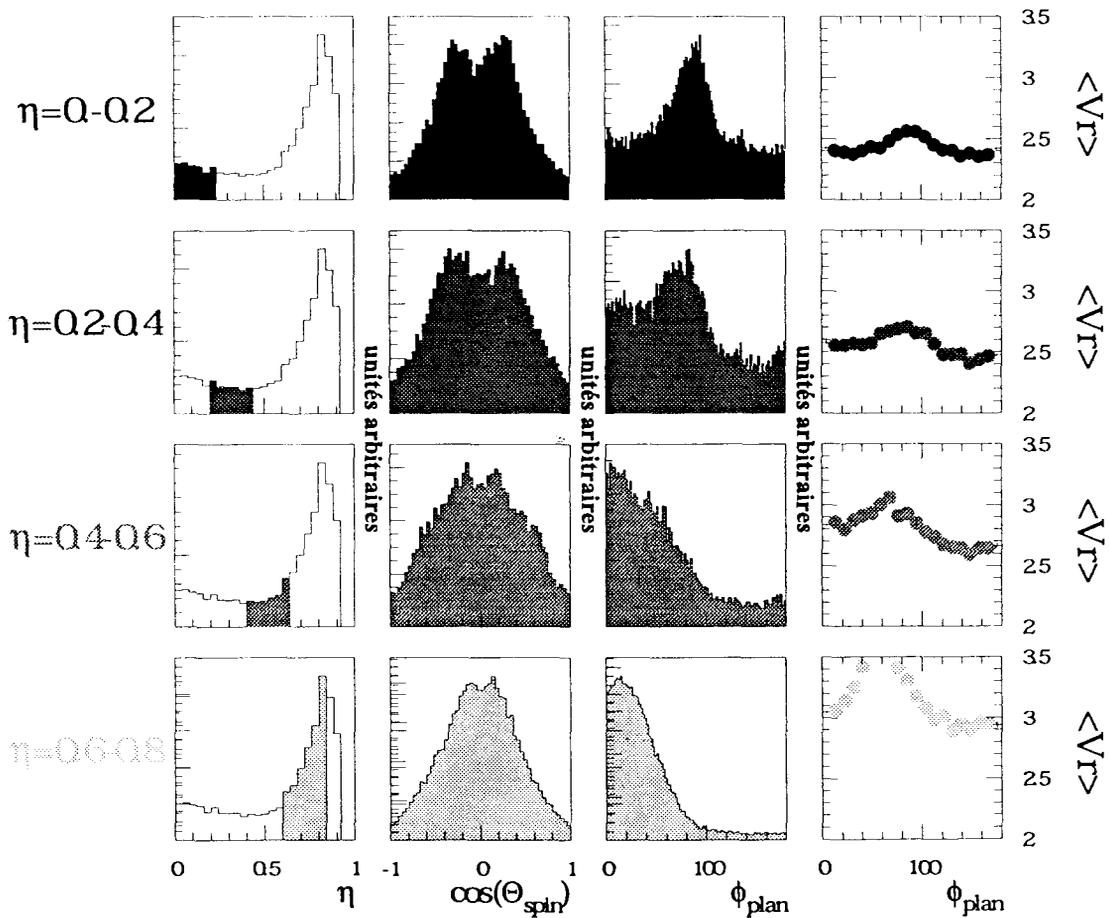


FIG. III.16 - données $Ta+Au$ $33 MeV/A$ $E^*=2.5-3.5 MeV/A$ - première colonne : distribution d'asymétrie η - deuxième colonne : distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - troisième colonne : distribution de l'angle ϕ_{plan} - quatrième colonne : corrélation entre la vitesse relative moyenne V_r et l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes coupures en asymétrie (différentes lignes) indiquées en noir sur la première colonne

colonne).

Nous avons voulu savoir si un modèle statistique comme SMM, qui a été conçu au départ pour reproduire la décroissance d'un système isolé, pouvait en intégrant l'influence du champ coulombien extérieur reproduire les tendances observées dans les données. Nous nous sommes donc d'abord attachés à étudier les différents effets du moment angulaire et du champ coulombien de la cible sur la fragmentation du quasi-projectile plutôt que de chercher à reproduire immédiatement les données.

III.2.2 SMM standard

Sur la figure-III.17 sont présentées les mêmes observables que sur la figure III.16 calculées avec SMM pour un quasi-projectile qui n'a pas de moment angulaire et qui ne subit pas l'influence du champ coulombien de la cible.

La distribution en asymétrie est quasiment plate sur une large gamme d'asymétrie et piquée pour les grandes asymétries $\eta = 0.9$.

Avec un modèle de fission, la distribution d'asymétrie est piquée à $\eta=0$. SMM favorise donc les cassures asymétriques par rapport à un modèle de fission.

Les autres observables sont conformes à ce que l'on attend pour un processus de fragmentation statistique : les distributions angulaires sont plates et il n'y a pas de modulation de la vitesse relative avec l'angle ϕ_{plan} . Cette figure va nous servir de référence pour juger des effets du moment angulaire et de l'influence du champ coulombien de la cible sur les cassures du quasi-projectile.

III.2.3 Effet du moment angulaire

On peut voir sur la figure III.18 obtenue pour un moment angulaire $S=75 \hbar$ que celui-ci favorise les cassures symétriques (première colonne) : la distribution d'asymétrie est en effet piquée vers $\eta=0$. On remarque que la forme de cette distribution est comparable à celle obtenue pour le système Ta+C. Le moment angulaire favorise les cassures dans le plan de réaction : les distributions en $\cos(\theta_{spin})$ (deuxième colonne) sont centrées à zéro et ressemblent à celles observées dans les données (figure III.16). L'angle ϕ_{plan} n'est pas perturbé par le moment angulaire : les distributions sont plates (troisième colonne), comme pour la fission standard.

La vitesse relative moyenne entre les deux fragments est plus grande du fait de l'énergie de la rotation, mais elle reste constante avec l'angle ϕ_{plan} (quatrième colonne); le moment angulaire n'engendre pas de modulation de la vitesse relative avec l'angle ϕ_{plan} .

Plus la valeur du moment angulaire est élevée et plus ces effets sont importants : la distribution d'asymétrie est d'avantage piquée à $\eta=0$, les distributions en $\cos(\theta_{spin})$ sont centrées à zéro mais deviennent plus étroites, la valeur moyenne de la vitesse relative augmente et reste constante avec l'angle ϕ_{plan} .

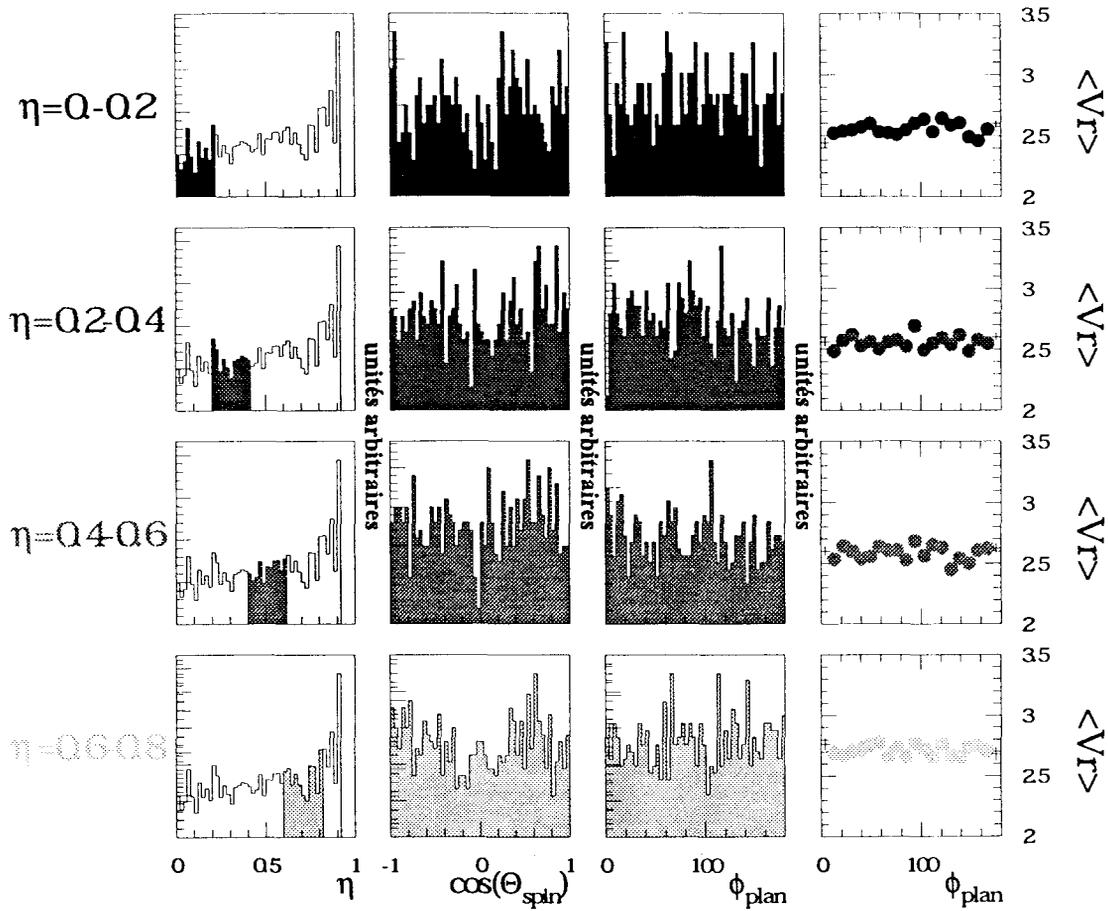


FIG. III.17 - *SMM Ta+Au 33 MeV/A $E^*=3$ MeV/A*- première colonne : distribution d'asymétrie η - deuxième colonne : distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - troisième colonne : distribution de l'angle ϕ_{plan} - quatrième colonne : corrélation entre la vitesse relative moyenne V_r et l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes coupures en asymétrie (différentes lignes) indiquées en noir sur la première colonne

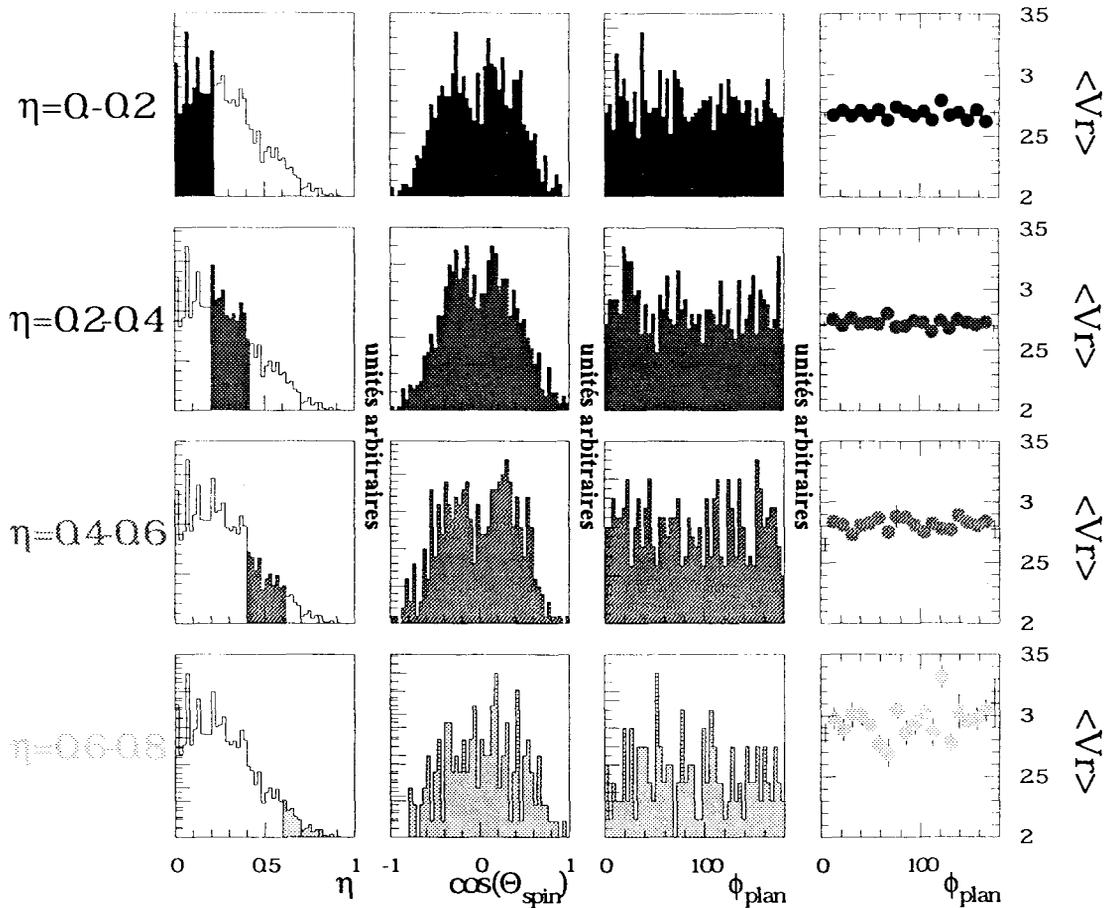


FIG. III.18 - *SMM Ta+Au 33 MeV/A E* = 3 MeV/A S = 75ħ* - première colonne : distribution d'asymétrie η - deuxième colonne : distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - troisième colonne : distribution de l'angle ϕ_{plan} - quatrième colonne : corrélation entre la vitesse relative moyenne V_r et l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes coupures en asymétrie (différentes lignes) indiquées en noir sur la première colonne

III.2.4 Effet du champ coulombien de la cible

Le champ coulombien de la cible favorise les cassures asymétriques (figure III.19, première colonne). Cette figure a été obtenue pour un temps de fragmentation $t=200$ fm/c. Les distributions en $\cos(\theta_{spin})$ ont tendance à être dépeuplées à 0 c.à.d que le champ coulombien de la cible favorise plutôt les cassures hors du plan de réaction. La distribution de l'angle ϕ_{plan} subit aussi l'influence du champ coulombien de la cible: elle est centrée à 90° pour les cassures symétriques (troisième colonne, première ligne). Pour de plus grandes asymétries, les distributions de l'angle ϕ_{plan} sont davantage piquées aux petites valeurs de l'angle ϕ_{plan} .

L'influence du champ coulombien de la cible reproduit l'évolution avec l'asymétrie des distributions de l'angle ϕ_{plan} observée dans les données. Par contre, les distribution en $\cos(\theta_{spin})$ et la modulation de la vitesse relative avec l'angle ϕ_{plan} ne sont pas reproduites.

Quand la distance entre la quasi-cible et le quasi-projectile diminue, ces effets sont plus marqués. Les cassures sont très asymétriques. Pour les cassures symétriques, la distribution de l'angle ϕ_{plan} centrée à 90° est plus étroite. Pour les grandes asymétries, la distribution est d'avantage piqué à $\phi_{plan}=0^\circ$.

Le champ coulombien de la cible privilégie donc des directions de cassures hors-plan alors que dans les données, celles-ci sont dans le plan de réaction. La combinaison des effets du moment angulaire et du champ coulombien de la cible pourrait peut-être permettre de reproduire les directions de cassures observées, car nous avons vu que le moment angulaire favorise les cassures dans le plan de réaction.

III.2.5 Effets combinés du champ coulombien de la cible et du moment angulaire

Pour un temps de fragmentation de 150 fm/c et un moment angulaire de $50 \hbar$, les calculs effectués avec SMM permettent de reproduire globalement la distribution d'asymétrie et l'évolution des distributions angulaires avec l'asymétrie. (figure III.20).

Par contre la modulation de la vitesse relative avec l'angle ϕ_{plan} obtenue (figure III.20, colonne 4) évolue à l'inverse de celles observés dans les données (figure III.16: les plus grandes vitesses relatives sont trouvées pour les grandes valeurs de ϕ_{plan}).

Les valeurs du modèle n'ont pas été optimisées pour reproduire la distribution d'asymétrie et les distributions angulaires. Mais même si un meilleur accord avec l'expérience pouvait être obtenu par exemple en utilisant une méthode de backtracing ou méthode inverse en français [DESESQUELLES96, DESESQUELLES98], la corrélation de la vitesse relative avec l'angle ϕ_{plan} ne pourrait pas être reproduite, car elle ne l'est jamais quel que soit le moment angulaire et quel que soit le champ coulombien de la cible.

III.2.6 Conclusion

La prise en compte de l'influence du champ coulombien de la cible et du moment angulaire transféré au quasi-projectile sur la fragmentation rapide d'un quasi-projectile à

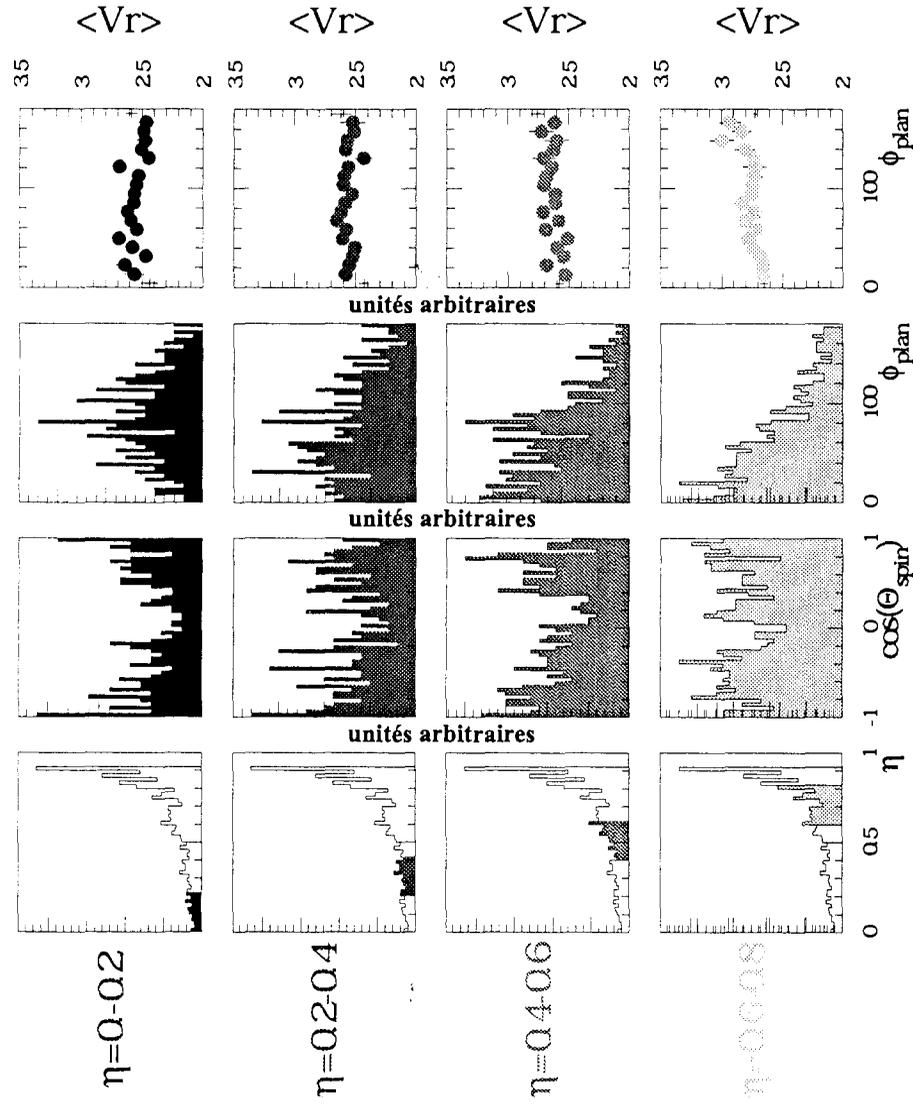


FIG. III.19 - SMM Ta+Au 33 MeV/A $E^*=3$ MeV/A $t=200$ fm/c - première colonne: distribution d'asymétrie η - deuxième colonne: distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - troisième colonne: distribution de l'angle ϕ_{plan} - quatrième colonne: corrélation entre la vitesse relative moyenne V_r et l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes coupures en asymétrie (différentes lignes) indiquées en noir sur la première colonne

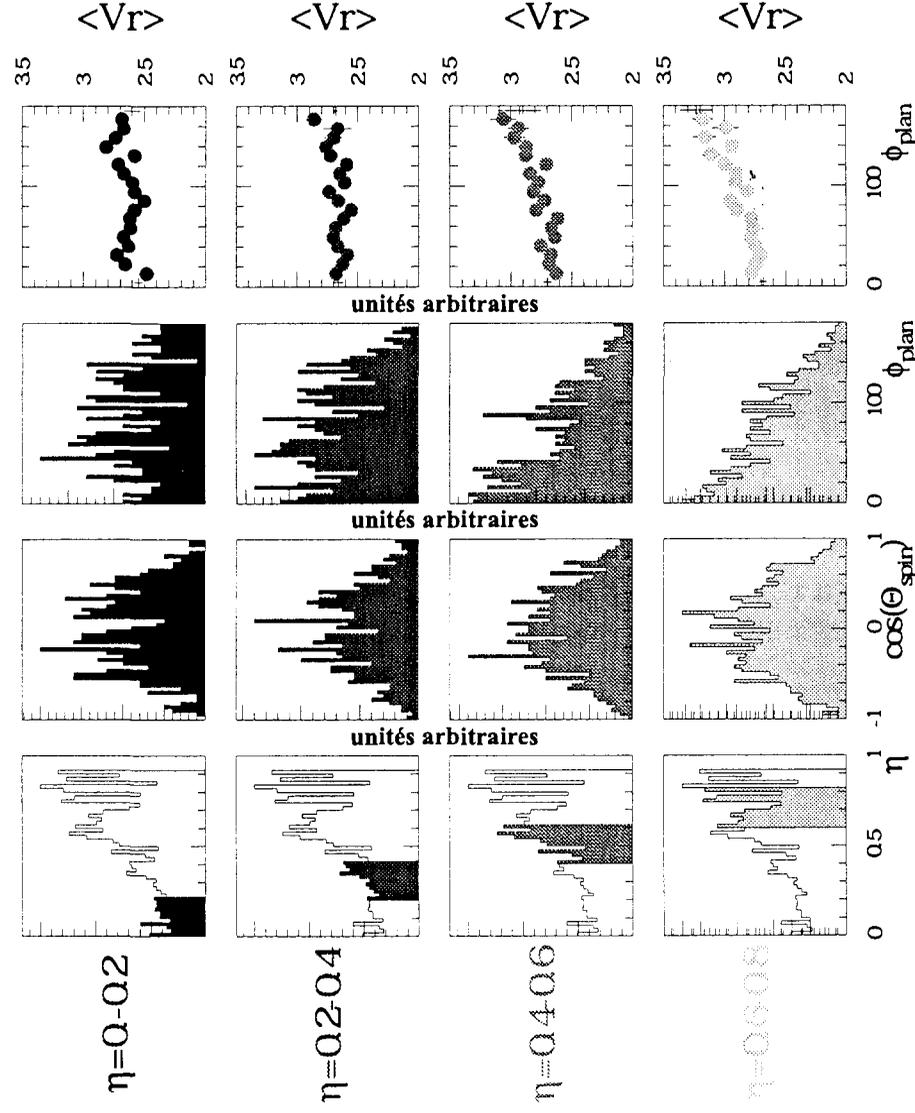


FIG. III.20 - **SMM Ta+Au 33 MeV/A $E^*=3$ MeV/A $t=150\text{fm}/c$ $S=50h$** - première colonne : distribution d'asymétrie η - deuxième colonne : distribution en $\cos(\theta_{spin})$ - troisième colonne : distribution de l'angle ϕ_{plan} - quatrième colonne : corrélation entre la vitesse relative moyenne V_r et l'angle ϕ_{plan} . Ces distributions sont présentées pour différentes coupures en asymétrie (différentes lignes) indiquées en noir sur la première colonne

l'équilibre thermodynamique permet d'expliquer les grandes asymétries et les directions de cassures particulières, mais ne permet pas d'expliquer la corrélation de la vitesse relative entre les deux fragments avec la direction de cassure.

Cependant, il faut rappeler que SMM n'est pas un modèle de fission, il ne distingue pas le moment où la formation des fragments est déterminée par la déformation du noyau (le point selle) du moment où les fragments sont séparés (le point de séparation). Or l'influence du champ coulombien pendant la phase de formation des fragments est peut-être à l'origine de la modulation de vitesse. On peut penser que le champ coulombien de la cible peut amplifier la déformation du noyau suivant les directions privilégiées. Les grandes vitesses relatives seraient alors dues à cette accélération de la déformation. La modulation des vitesses relatives suivant la direction de cassures pourrait apporter des informations importantes sur la déformation.

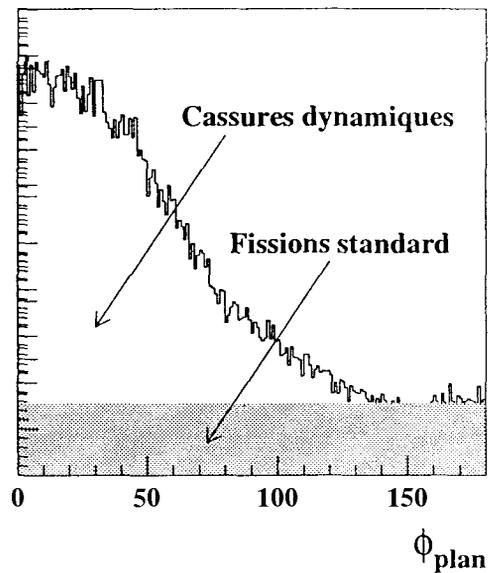
Pour reproduire l'ensemble des observables, il semble donc indispensable de prendre en compte l'évolution dynamique des noyaux pendant leur phase de formation, notamment l'influence de la cible sur la déformation du quasi-projectile.

III.3 Compétition entre plusieurs modes de cassures

Nous avons vu que l'on peut interpréter les différents résultats par la compétition entre la fission standard et un processus lié à la déformation du quasi-projectile qui engendre des cassures dynamiques selon la direction de la déformation (III.21).

Il est nécessaire de séparer les différentes composantes afin de pouvoir les caractériser.

FIG. III.21 - *Présentation schématique de la compétition entre la fission standard et les cassures dynamiques sur la distribution de l'angle ϕ_{plan} .*



III.3.1 Déconvolution

Le principe de la déconvolution est de soustraire la partie isotrope de la distribution en ϕ_{plan} . Nous avons vu que si le quasi-projectile décroît par un processus de fission, alors la distribution de l'angle ϕ_{plan} est plate.

Cependant, nous avons vu que les distributions angulaires sont affectées par les effets de détection (§-III.1.3.2) comme illustré sur la figure III.22. Les trous centrés en $\cos(\theta_{spin})=0$ à $\phi_{plan}=25^\circ$ et à $\phi_{plan}=155^\circ$ sont dus à la géométrie et au seuil d'identification du détecteur. En simulant ces effets de détection, nous avons constaté que seuls les événements dans le plan de réaction ($\cos(\theta_{spin})=0$) étaient affectés.

Pour déconvoluer la fission standard de l'autre mode de cassure et pour tenir compte de la détection, nous nous sommes servis des distributions en $\cos(\theta_{spin})$. Les principales étapes effectuées pour chaque asymétrie de cassures sont représentées sur la figure III.22.

Nous avons supposé que la distribution en $\cos(\theta_{spin})$ pour $\phi_{plan}=162-180$ (tranche $n^{\circ}10$) correspond aux fissions standard. Afin de ne pas sous-estimer le nombre de fissions standard, nous avons évalué le nombre d'événements qui n'ont pas été détectés (c.à.d ceux associés à $\cos(\theta_{spin})=0$) en ajustant une fonction gaussienne sur les données (étape 1). En soustrayant cette distribution gaussienne aux autres distributions (étape 2) correspondant

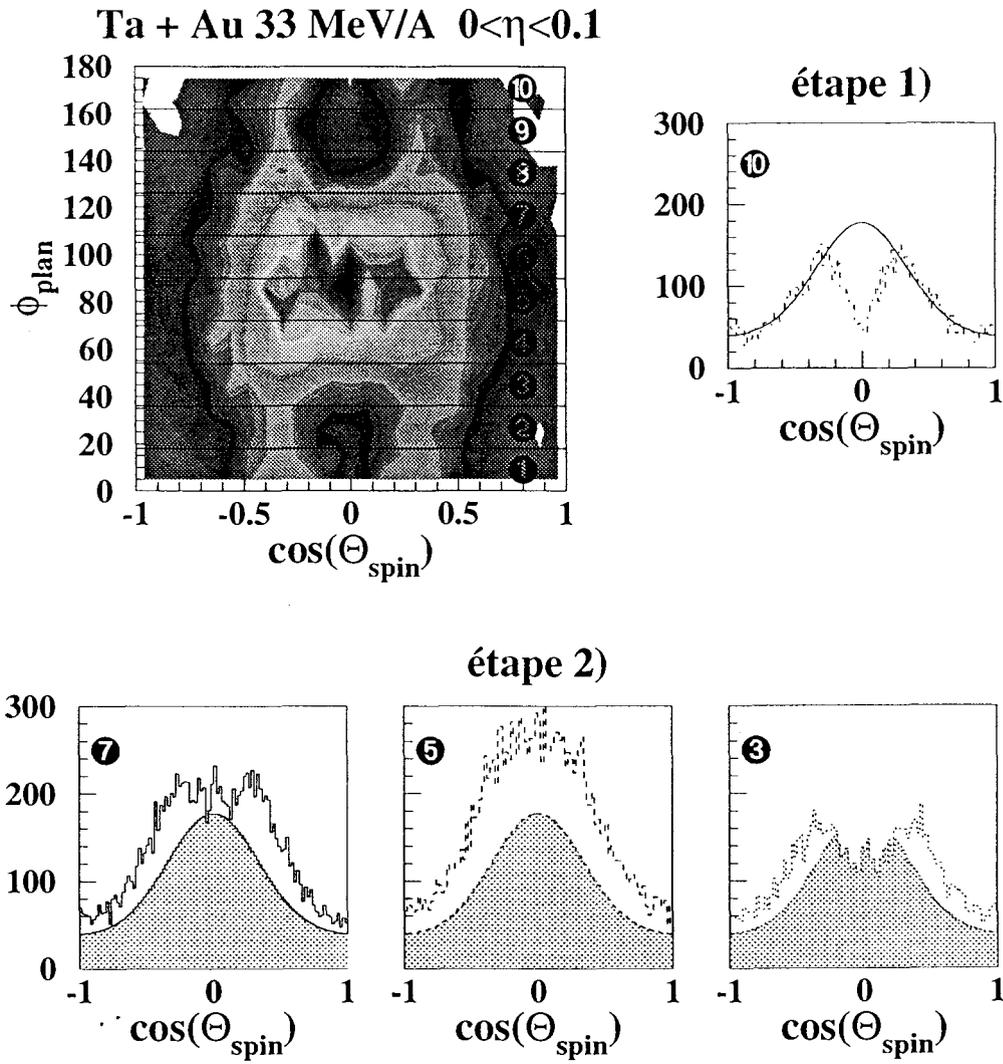


FIG. III.22 – Principales étapes de la déconvolution

à des tranches en ϕ_{plan} différentes (tranche n°1 à 9), on obtient le nombre de cassures non-statistiques. (Pour une fission standard la distribution en $\cos(\theta_{spin})$ est la même quel que soit ϕ_{plan}). De cette manière, nous connaissons la proportion de fissions standard et de cassures non-statistiques en fonction de l'angle ϕ_{plan} pour une asymétrie donnée.

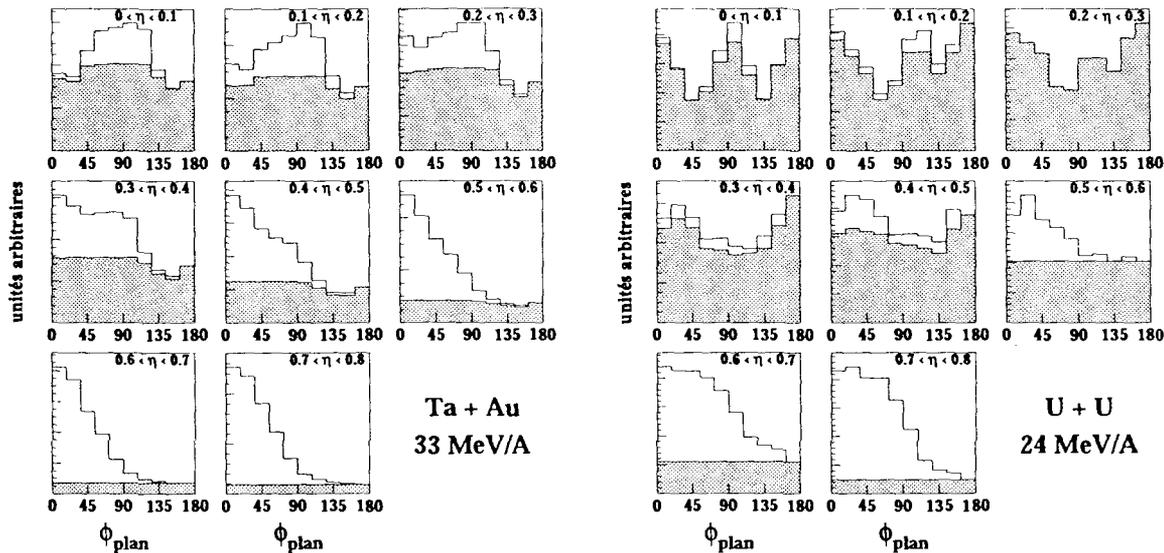


FIG. III.23 – Distributions angulaires de l'angle ϕ_{plan} pour le système **Ta + Au** à **33 MeV/A**. La partie grisée représente le nombre de fissions standard estimé.

FIG. III.24 – Distributions angulaires de l'angle ϕ_{plan} pour le système **U + U** à **24 MeV/A**. La partie grisée représente le nombre de fissions standard estimé.

Les figures-III.23 et III.24 représentent sur les distributions en ϕ_{plan} , le nombre de fissions standard (en grisé) que nous avons estimé pour Ta+Au et U-U pour les différentes asymétries. L'allure de ces contributions montre très bien que les distributions en ϕ_{plan} pour Ta+Au sont peu sensibles aux effets de détection alors qu'elles le sont beaucoup plus pour U+U surtout pour les cassures symétriques.

III.3.2 Comparaison avec un modèle de fission

Nous avons comparé les distributions d'asymétrie obtenues pour la fission standard avec celles calculées par la méthode de l'état transitoire avec un modèle de barrière de fission [ROYER].

Ces calculs nous donnent les probabilités d'observer une fission en fonction de l'asymétrie selon la taille, la température et le moment angulaire du noyau fissionnant.

Nous avons contraint les trois paramètres de ce modèle en imposant que la taille du noyau fissionnant soit supérieure ou égale à la taille des fragments froids détectés. On contraint le moment angulaire et la température, en fait le rapport du moment angulaire

sur la racine carrée de la température grâce aux distributions de $\cos(\theta_{spin})$ associées à $\phi_{plan}=160-180^\circ$ (figure-III.22, étape 1). La connaissance des largeurs de ces distributions nous donne accès au rapport du moment angulaire sur la racine carrée de la température ($\sigma^2 = \frac{l_{eff}.T}{\hbar^2.S^2}$).

Les calculs reproduisent bien les différentes formes des distributions d'asymétrie avec des valeurs de moment angulaire et de température raisonnables (figure III.25).

Les valeurs obtenues sont raisonnables et en bon accord avec [MILAZZO01], [RAMA98] obtenues pour des systèmes plus légers. Le quasi-projectile qui fissionne est assez froid. Sa température varie entre 2 et 5.5 MeV, ce qui correspond à des énergies d'excitation de l'ordre de 0.5 à 3.5 MeV/A. La taille du noyau fissionnant est proche de la taille de la somme des fragments froids détectés ce qui semble indiquer que la fission interviendrait à la fin de la chaîne de désexcitation, ou plus précisément que les fragments de fission ne se désexciteraient qu'en émettant des photons ou des neutrons, les particules chargées seraient émises avant la fission.

Pour le système Xe+Sn, les valeurs obtenues montrent que l'énergie déposée dans le quasi-projectile diminue avec l'énergie incidente: la température du quasi-projectile diminue et sa taille augmente. Cela peut se comprendre car le temps d'interaction entre la cible et le projectile est plus court lorsque l'énergie incidente augmente, il y a moins d'échange entre la cible et le projectile. Le nombre de collisions entre les nucléons est plus faible et l'énergie dissipée est moindre.

On observe également que le moment angulaire du quasi-projectile au moment de la fission est à peu près de $30 \hbar$ pour tous les systèmes sauf pour U+U pour lequel on trouve une valeur de $60 \hbar$. On se serait attendu à ce que le moment angulaire transféré au quasi-projectile diminue avec l'énergie incidente. Cette hypothèse reste possible car il semble que le quasi-projectile de Xe émette plus de particules légères avant de fissionner à 25 MeV/A qu'à 50 MeV/A: ces particules emportant une partie du moment angulaire. Mais c'est troublant de trouver la même valeur du moment angulaire au moment de la fission quelque soit l'énergie incidente du système.

Le bon accord obtenu entre les calculs et les données sur les distributions d'asymétrie pour différents systèmes, nous conforte sur la validité de la déconvolution de la fission standard des autres mécanismes.

III.3.3 Proportions

La figure III.26 représente le pourcentage de fission standard par rapport aux cassures en deux fragments en fonction de l'énergie incidente pour les différents systèmes. La proportion de cassures due à la fission décroît avec l'énergie incidente, de 80% pour le système U+U à 24 MeV/A à 35% pour le système Xe+Sn à 50 MeV/A. Le pourcentage de fission dépend fortement de l'énergie incidente. On peut se demander si cela n'est pas dû au temps d'interaction qui devient plus court avec l'énergie incidente. Le quasi-projectile a moins le temps de s'équilibrer et va fragmenter tout de suite. On peut supposer également, comme le temps d'interaction est plus court, que le quasi-projectile est moins excité (cf

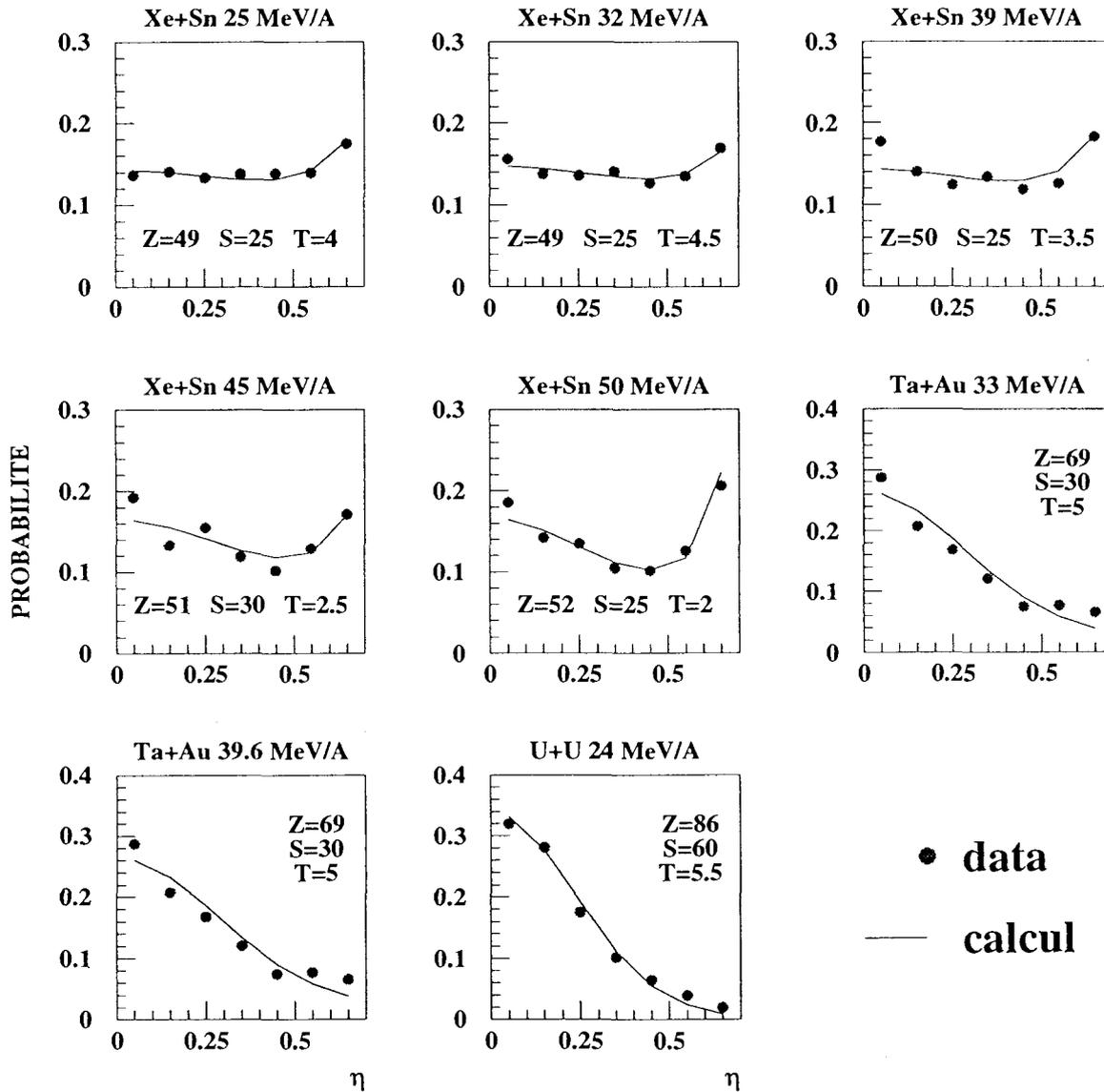


FIG. III.25 – Distribution d'asymétrie associée à la fission standard obtenue pour les différents systèmes (point). Résultat du calcul d'un modèle de fission (ligne). La charge Z , le moment angulaire S en \hbar et la température T en MeV utilisés comme valeurs d'entrée du modèle sont indiqués sur la figure

§III.3.2): l'évaporation est davantage en compétition avec la fission, ce qui favorise dans ce cas les cassures dynamiques. Lorsque le quasi-projectile est peu excité, les seuls processus qui conduisent à observer deux fragments sont les processus dynamiques.

Nous avons vu que le pourcentage dépendait également de la nature de la cible. Pour les systèmes Ta+C à 33 et 39.6 MeV/A et U+C à 24 MeV/A, 100 % des cassures sont dues à la fission du quasi-projectile. Mais ce pourcentage semble dépendre peu de la taille du système. Ceci est un peu surprenant car les éléments lourds comme le tantale sont plus fissiles que les éléments légers comme le xénon. On s'attendait à avoir un pourcentage de fission standard plus élevé pour le tantale que pour le xénon. Cette tendance reste toutefois à vérifier sur un plus grand nombre de systèmes.

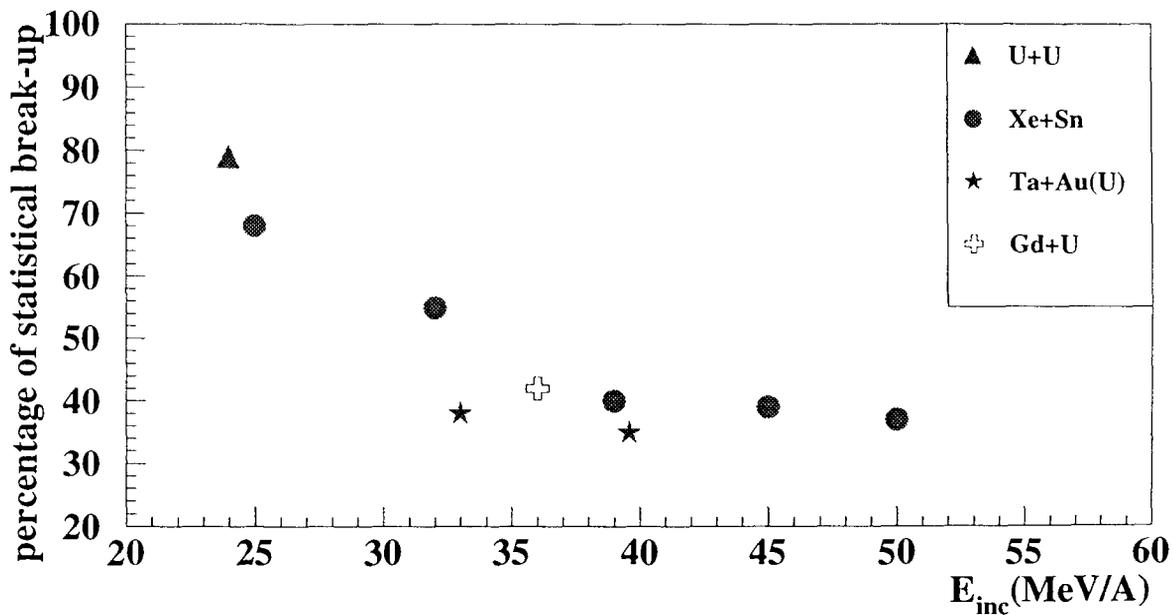


FIG. III.26 – Pourcentage de fission standard par rapport aux cassures en deux fragments pour différents systèmes en fonction de l'énergie incidente

III.3.4 Caractéristiques des cassures dynamiques

Nous avons vu que les distributions d'asymétrie obtenues pour la fission standard ont des formes qui varient fortement d'un système à l'autre (figure III.25). Par contre celles obtenues pour les cassures dynamiques ont des formes pratiquement identiques (figure

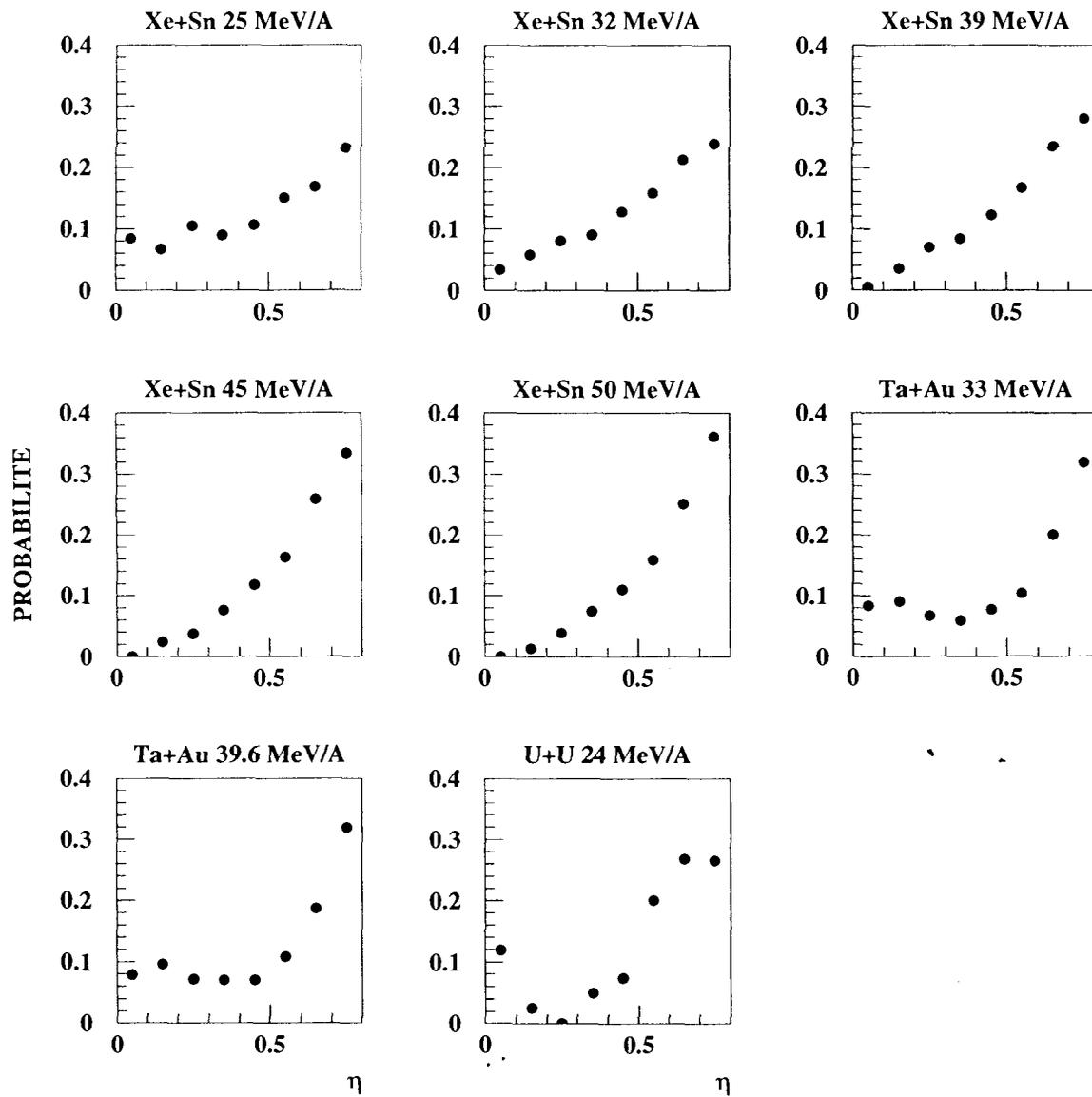


FIG. III.27 – Distribution d'asymétrie associée aux cassures dynamiques

III.27). Les cassures dynamiques sont principalement asymétriques. Le fragment léger est beaucoup plus petit que le gros fragment.

On remarque pour le système Xe+Sn que la distribution devient de plus en plus asymétrique avec l'augmentation de l'énergie incidente. Cela peut être directement relié à l'étirement de la matière nucléaire qui est plus important par l'effet d'entraînement du projectile. La forme de ces distributions est une information fondamentale sur la déformation de la matière nucléaire.

Remarque: Ces distributions d'asymétrie ne peuvent pas être reproduites par un modèle de fission. Par exemple, pour reproduire celle obtenue pour l'uranium, il faudrait prendre comme paramètre une taille du quasi-projectile inférieure à celle du Xe ce qui est bien inférieur à la somme des fragments froids détectés ou alors prendre une température supérieure à 20 MeV, ce qui est bien plus que la température maximum que l'on peut donner au noyau de fusion du système U+U à 24 MeV/A.

III.3.5 Etudes comparatives des vitesses relatives

Pour obtenir les distributions de vitesse relative associées aux cassures statistiques, nous avons fait l'hypothèse que la distribution de vitesses relatives associées à la partie plate des distributions angulaires c.à.d à $\phi_{plan}=160-180^\circ$ est due à la fission standard du quasi-projectile. Nous avons normalisé cette distribution aux nombres de cassures statistiques que nous avons obtenu à partir des distributions angulaires III.3.3, puis nous l'avons soustraite à la distribution de vitesse relative totale pour obtenir la distribution de vitesse relative associée aux cassures dynamiques.

La figure III.28 présente les vitesses relatives moyennes en fonction de l'asymétrie obtenues pour les cassures statistiques (points noirs) et les cassures dynamiques (cercles ouverts).

Pour les différents systèmes étudiés, les vitesses relatives associées aux cassures dynamiques sont plus grandes que celles obtenues pour les cassures statistiques. Les vitesses relatives associées à la fission standard sont compatibles avec la systématique de Viola pour les systèmes Ta+Au et U+U. Par contre, pour les systèmes Xe+Sn, les vitesses obtenues sont plus grandes. Dans la référence [BOCAGE98], l'évolution des vitesses relatives avec l'asymétrie, pour le système Xe+Sn est bien reproduite par l'ajout d'une vitesse thermique à la répulsion coulombienne.

Pourquoi a-t-on besoin d'ajouter une vitesse thermique dans le cas du Xe+Sn et pas pour les systèmes Ta+Au et U+U?

- On peut penser que cela est dû à notre méthode de déconvolution. Parmi les événements que l'on a attribués aux cassures standard sont mélangés des événements dus aux cassures dynamiques. Le nombre de cassures statistiques pour le système Xe+Sn est peut-être surestimé. Le fait de trouver des vitesses relatives plus grandes que celles dues à la répulsion coulombienne (Viola) entre les deux fragments remet également en cause la comparaison des événements sélectionnés avec un modèle de

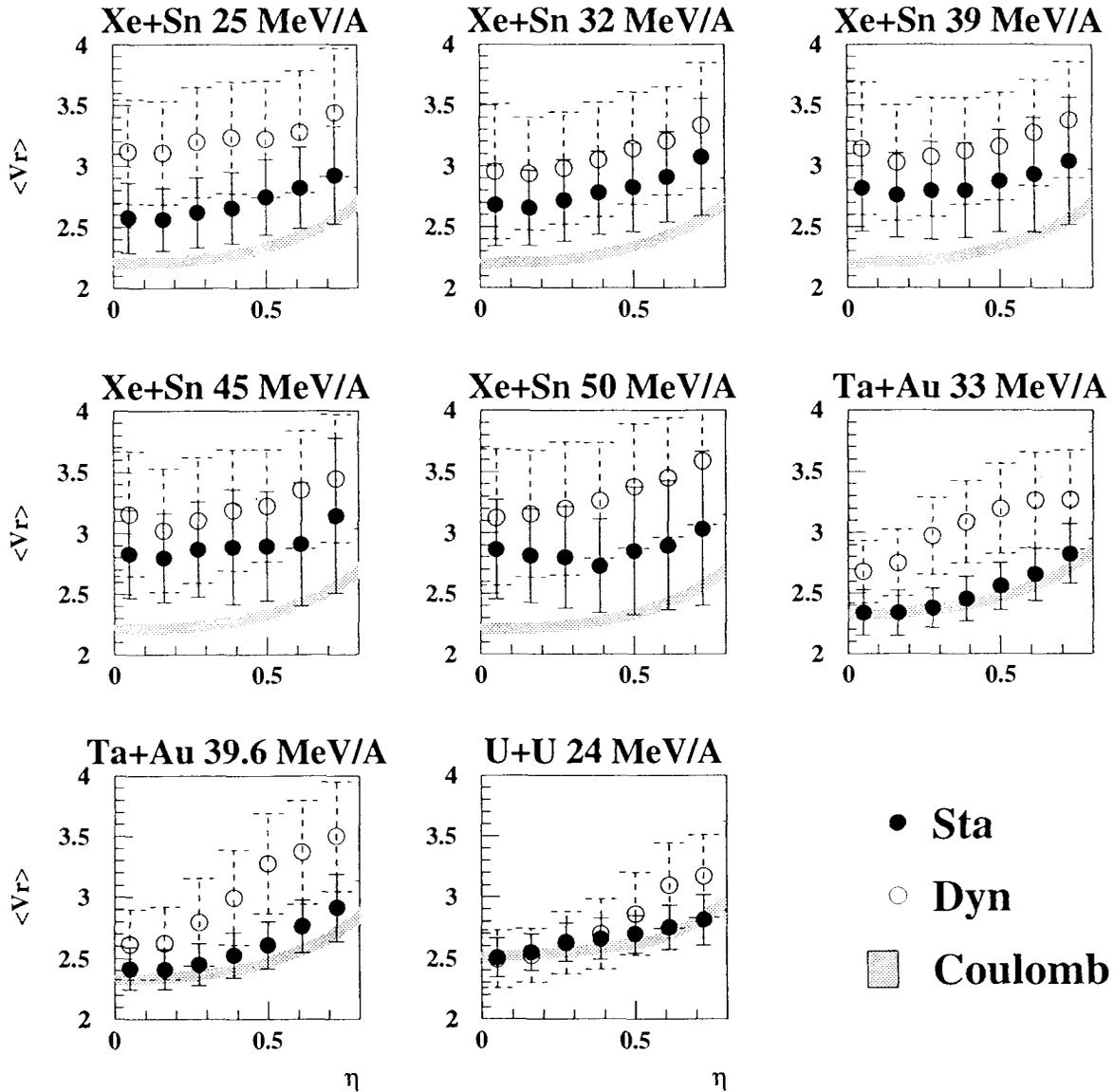


FIG. III.28 – Corrélation entre les vitesses relatives moyennes et l'asymétrie en charge η . Les points noirs correspondent à la contribution statistique, les cercles aux cassures dynamiques et la zone en grisé correspond aux vitesses relatives données par la systématique de Viola. L'épaisseur de cette ligne représente l'incertitude liée à la systématique ainsi que celle liée à la taille du QP. Les barres représentent l'écart type associé à la valeur moyenne

fission statistique pour le système Xe+Sn.

- Une autre explication possible est que les différentes contributions sont bien séparées mais que dans le cas du Xénon le processus statistique de fragmentation n'est pas la fission standard mais la multifragmentation. Nous avons vu au §-III.2.3 que les vitesses relatives calculées par SMM avec du moment angulaire sont plus grandes que celles données par la systématique de Viola.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à un canal de désexcitation spécifique du quasi-projectile : les cassures en deux fragments. Nous avons vu que la taille de la cible a une grande influence sur le processus de fragmentation. Pour une cible légère : le processus de fragmentation est la fission standard. Pour une cible lourde : les différentes observables ne sont plus en accord avec la fission standard du quasi-projectile. Les cassures sont plus asymétriques. On observe également des directions d'émission particulières et des vitesses relatives entre les deux fragments plus grandes suivant ces directions de cassures.

La comparaison avec SMM qui prend en compte les effets du moment angulaire ainsi que l'influence du champ coulombien de la cible sur la fragmentation statistique du quasi-projectile permet d'expliquer les directions et les asymétries. Mais la corrélation entre la vitesse relative et la direction de cassure n'est pas reproduite. Il semble nécessaire pour l'expliquer de prendre en compte l'évolution dynamique de la formation des fragments, notamment l'influence de la cible sur la déformation du quasi-projectile.

On peut interpréter ces directions d'émission particulières comme étant dues à la déformation du quasi-projectile initiée lors de l'interaction entre le projectile et la cible. Le quasi-projectile ne trouve pas forcément un équilibre de forme, mais au contraire cette déformation est amplifiée par le potentiel nucléaire et/ou le champ coulombien de la cible et conduit à la scission du quasi-projectile. Cela implique qu'il y a en fait compétition entre la fission standard du projectile qui a trouvé l'équilibre et le processus qui privilégie les directions d'émission particulières.

Nous avons séparé ces deux processus grâce à une méthode basée sur les distributions angulaires. La comparaison des cassures compatibles avec la fission standard avec un modèle de fission statistique nous a permis d'obtenir des informations sur la taille, le moment angulaire et la température du quasi-projectile fissionnant. Les résultats obtenus semblent indiquer que la fission a lieu à la fin de la chaîne de désexcitation et que le quasi-projectile qui fissionne est faiblement excité par rapport aux énergies disponibles, de l'ordre de 2-3 MeV/A en moyenne.

La comparaison des différentes observables associées au deuxième mode de cassure à des modèles dynamiques pourrait nous apporter des informations sur des quantités physiques fondamentales telles que la viscosité de la matière nucléaire.

Nous avons étudié spécifiquement les cassures en deux fragments. Nous allons dans le prochain chapitre voir si les résultats obtenus sont limités à cette voie de sortie particulière ou s'ils peuvent être étendus aux autres voies de sortie.

Chapitre IV

Les autres voies de sortie

L'étude des cassures en deux fragments montre que la déformation du quasi-projectile engendrée lors de la collision entre la cible et le projectile influence fortement la fragmentation du quasi-projectile. Dans certains cas la déformation donnée au quasi-projectile est trop importante pour que celui-ci atteigne l'équilibre de forme. Il fragmente rapidement le long de l'axe de déformation sous l'effet de l'étirement de la matière nucléaire au lieu de fissionner après un temps de vie de l'ordre de 1000 fm/c.

Ce scénario peut-il être étendu aux cassures en plus de deux fragments du quasi-projectile ou faut-il envisager d'autres modes de fragmentation ?

IV.1 Similitude avec le cas à deux fragments

Pour répondre à cette question, nous avons cherché des similitudes entre les différentes voies de sortie. Pour cela nous avons étudié les vitesses et la direction d'émission des fragments. Dans le chapitre précédent, dans le cas des cassures binaires du quasi-projectile, nous avons vu que ces variables étaient sensibles aux mécanismes mis en jeu dans la réaction.

Sur les figures IV.1 et IV.2 sont représentées pour les systèmes Ta+Au à 33 MeV/A et Xe+Sn à 50 MeV/A, les distributions de charge des fragments (première ligne), les distributions de vitesses parallèles (deuxième ligne) et les distributions de l'angle θ des fragments (troisième ligne) lorsque 2, 3 ou 4 fragments sont détectés à l'avant du centre de masse. L'angle θ est l'angle entre la direction du fragment et la direction du quasi-projectile. Cet angle est calculé dans le repère du quasi-projectile. Les fragments d'un événement sont classés suivant leur taille, du plus gros (en gris clair) au plus petit (le gris le plus foncé)(cf. première ligne et légende).

On peut constater que le plus gros fragment (en gris clair) a un comportement particulier par rapport aux autres fragments. Quelle que soit la multiplicité de fragments à l'avant du centre de masse N_{av} , il est le plus rapide (deuxième ligne) et il est aligné selon la direction du quasi-projectile (troisième ligne). La distribution du cosinus de l'angle θ qui

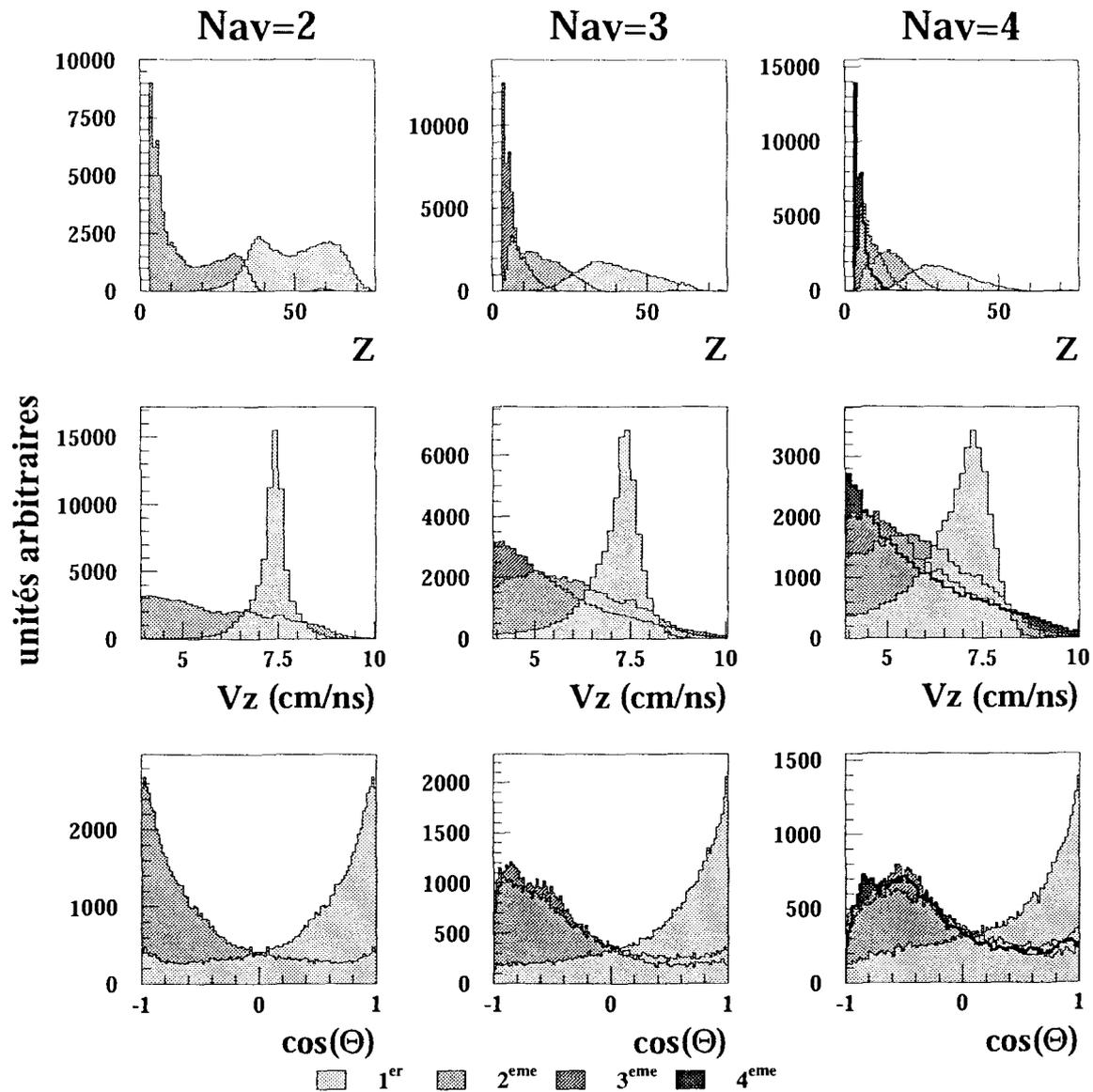


FIG. IV.1 - *Ta + Au à 33 MeV/A* - Distribution de charge (première ligne), des vitesses parallèles (deuxième ligne) et de l'angle θ (troisième ligne) des fragments en fonction de la multiplicité de fragments détectés à l'avant du centre de masse (colonnes). Les fragments sont classés suivant leurs tailles dans l'événement du plus gros au plus petit (voir légende)

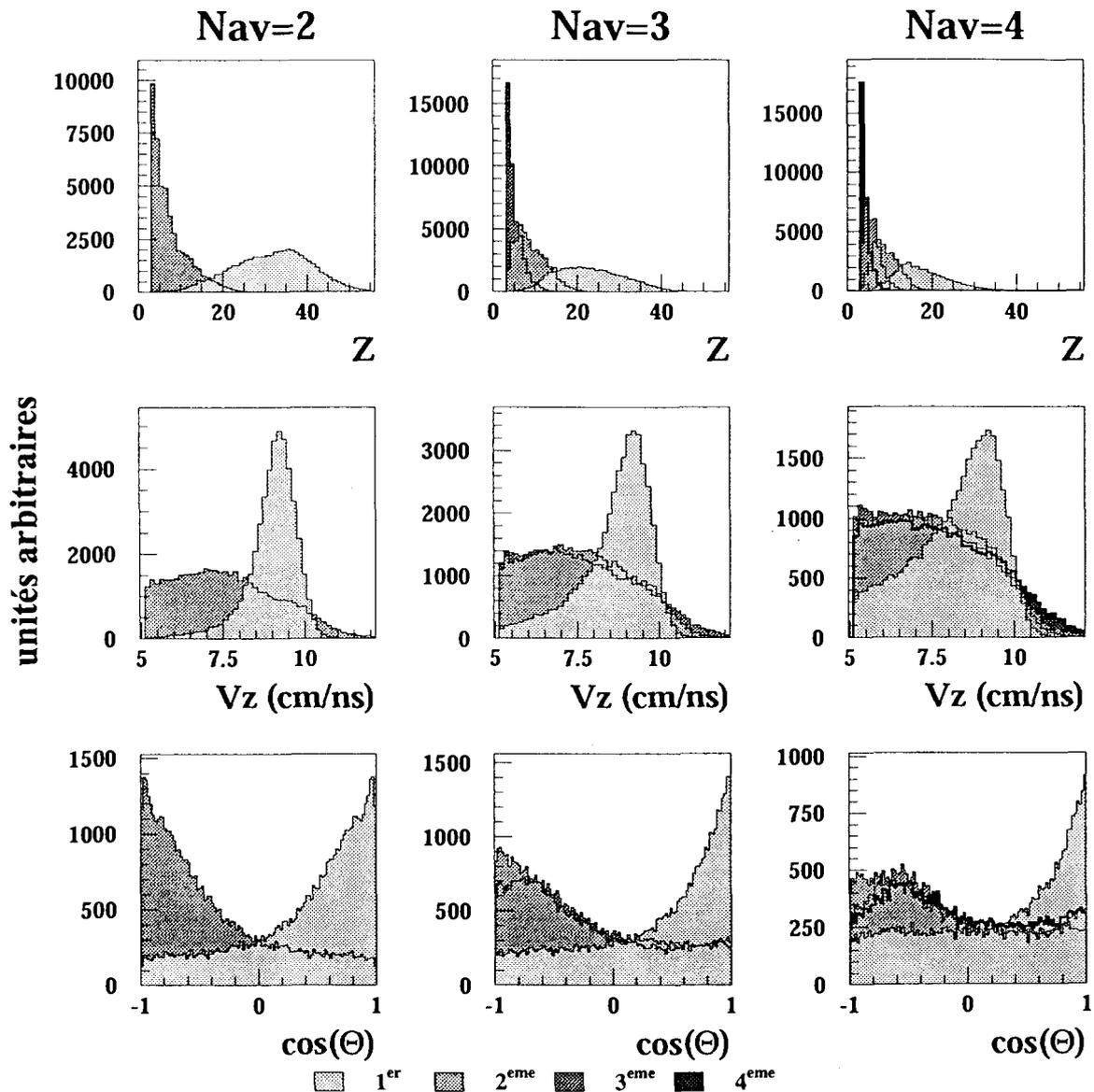


FIG. IV.2 - $Xe + Sn$ à $50 MeV/A$ - Distribution de charge (première ligne), des vitesses parallèles (deuxième ligne) et de l'angle θ (troisième ligne) des fragments en fonction de la multiplicité de fragments détectés à l'avant du centre de masse (colonnes). Les fragments sont classés suivant leurs tailles dans l'événement du plus gros au plus petit (voir légende)

lui est associée est piquée à 1.

Ce comportement particulier du plus gros fragment, quelle que soit la multiplicité de fragments, nous fait penser que le processus qui l'a engendré est le même pour les différentes voies de sortie.

Le processus pourrait être le suivant :

Au premiers instants de la collision, le projectile et la cible sont collés par l'interaction forte entre leurs nucléons. Sous l'effet de l'entraînement du projectile, la matière nucléaire s'étire créant un col de matière entre la quasi-cible et le quasi-projectile. Ce col finit par rompre en plusieurs fragments. Le plus gros fragment est la réminiscence du projectile qui entraîne la matière nucléaire dans son sillage.

Pour le système Ta+Au (figure IV.1), on observe que la vitesse des autres fragments est fortement corrélée à leur taille. Le deuxième plus gros fragment est le deuxième plus rapide, le troisième plus gros fragment est le troisième plus rapide. Cela nous donne vraiment l'image d'une cassure en chapelet du col de matière qui se serait formé entre la quasi-cible et le quasi-projectile.

Pour le système Xe+Sn (figure IV.2), on n'observe pas de corrélation entre la vitesse et la taille pour les fragments autres que le plus gros fragment. L'image donnée ressemble plus à celle d'un participant/spectateur dans laquelle le plus gros fragment serait le spectateur.

Dans le cas des cassures en deux fragments du quasi-projectile, nous avons séparé la fission standard des cassures dynamiques en nous basant sur les directions de cassure. Une telle direction est difficile à définir pour les cassures en plus de deux fragments.

Cependant, nous avons vu que le plus gros fragment a un comportement particulier et cela quelle que soit la multiplicité de fragments. Pour les cassures en deux fragments, étudier la direction de cassure des deux fragments est équivalent à étudier la direction d'émission du plus gros fragment. Nous allons maintenant étudier la direction d'émission du plus gros fragment dans le but de trouver un critère de séparation équivalent pour toutes les voies de sortie.

IV.2 Directions d'émission du plus gros fragment

Pour caractériser la direction d'émission du plus gros fragment, nous avons utilisé les mêmes angles que ceux qui nous ont servi à caractériser la direction de cassure à deux fragments (figure IV.3).

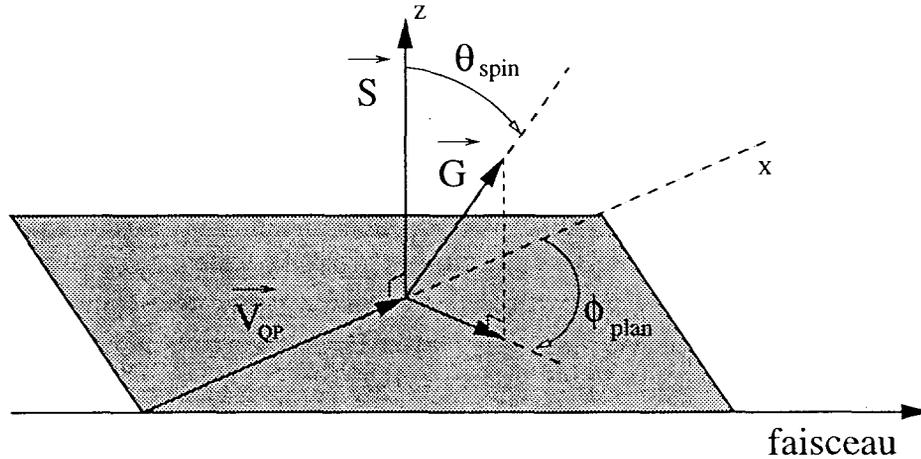


FIG. IV.3 – Définition des angles caractérisant la direction d'émission du plus gros fragment G .

IV.2.1 Distribution angulaire expérimentale

Les distributions de l'angle ϕ_{plan} pour les système Ta+Au à 33 et 39.6 MeV/A sont présentées sur les figures IV.4 et IV.5 en fonction de la multiplicité de fragments à l'avant du centre de masse Nav et en fonction de la taille du plus gros fragment Z_g . La taille du plus gros fragment Z_g va nous apporter une information similaire à celle donnée par l'asymétrie η que nous avons utilisée dans le chapitre précédent.

Quand deux fragments sont détectés à l'avant du centre de masse (première colonne), on retrouve les deux directions particulières d'émission du plus gros fragment : celle perpendiculaire au quasi-projectile ($\phi_{plan}=90^\circ$, première ligne) et la direction alignée avec celle du quasi-projectile ($\phi_{plan}=0^\circ$, quatrième ligne).

Pour les autres multiplicités de fragments, on observe également ces deux directions d'émission du plus gros fragment.

Leur évolution avec la taille du plus gros fragment est la même quelle que soit la multiplicité de fragments. Lorsque la taille du plus gros fragment est petite (première ligne), ce gros fragment est émis perpendiculairement à la direction du quasi-projectile. Avec l'augmentation de la taille du plus gros fragment, la contribution à $\phi_{plan}=0^\circ$ est de plus en plus importante. L'alignement du plus gros fragment sur la direction du quasi-projectile est fortement corrélée à la taille de celui-ci.

Pour les systèmes U+U à 24 MeV/A, Xe+Sn 50, 45 et 39 MeV/A (figures IV.6, IV.7, IV.8 et IV.9), on observe également pour une taille du plus gros fragment donnée que les distributions angulaires du plus gros fragment sont comparables quelle que soit la multiplicité de fragments.

Pour les systèmes Xe+Sn à 25 et 32 MeV/A (figure IV.11 et IV.10), on observe une troisième composante qui peuple la distribution en ϕ_{plan} à 160-180°. Cette composante est surtout présente pour des multiplicités de fragments $N_{av} \geq 5$ et lorsque la charge du plus gros fragment est supérieure à 30 (quatrième colonne, quatrième ligne).

Cette contribution est peut-être due à la présence de résidus du noyau de fusion qui se seraient formés entre le xénon et l'étain [FRANKLAND01]. Le plus gros fragment issu de la désexcitation de ce noyau de fusion se trouve au centre de masse de la réaction. Comme nous reconstruisons la vitesse du quasi-projectile à partir des fragments à l'avant du centre de masse, le plus gros fragment qui est au centre de masse a une vitesse inférieure à celle du quasi-projectile reconstruit. Il se trouve donc à l'arrière du quasi-projectile et la distribution de son angle ϕ_{plan} est piqué à $\phi_{plan} 160-180^\circ$.

Globalement les distributions angulaires du plus gros fragment ont un comportement comparable que le quasi-projectile casse en 2,3,4 ou 5 fragments. On peut supposer que la distribution de l'angle ϕ_{plan} est due comme pour les cassures en deux fragments à deux contributions : la désexcitation statistique du quasi-projectile qui peuple uniformément la distribution à laquelle s'ajoute la contribution des cassures dynamiques.

Pour que cette hypothèse reste plausible, il faut que la distribution angulaire de l'angle ϕ_{plan} du plus gros fragment soit plate dans le cas de la multifragmentation statistique du quasi-projectile comme elle l'est dans le cas de la fission standard (figure III.4).

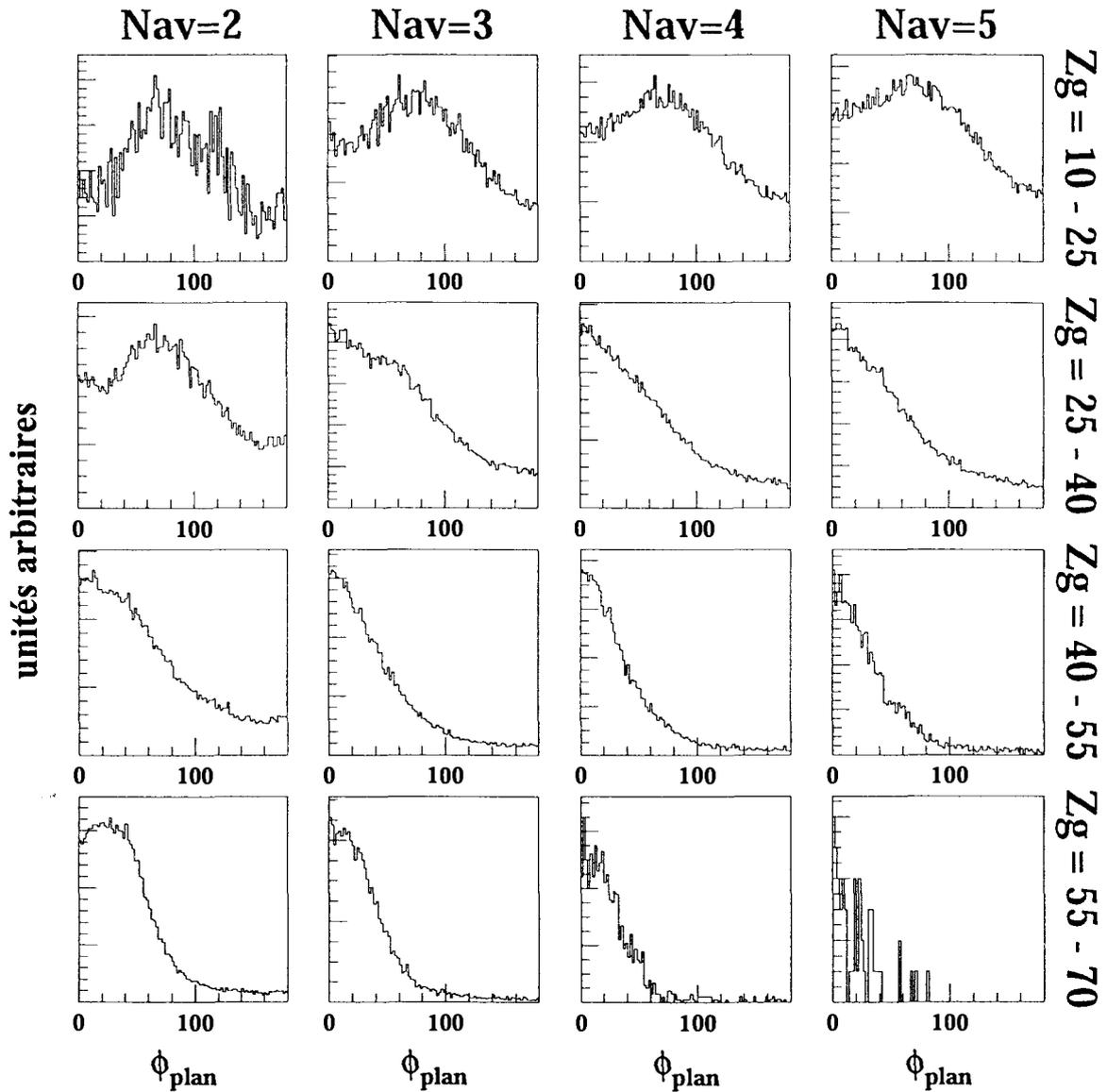


FIG. IV.4 - $Ta + Au$ à $39.6 \text{ MeV}/A$ - Distributions de l'angle ϕ_{plan} en fonction de la taille du plus gros fragment à l'avant Z_g et en fonction de la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} .

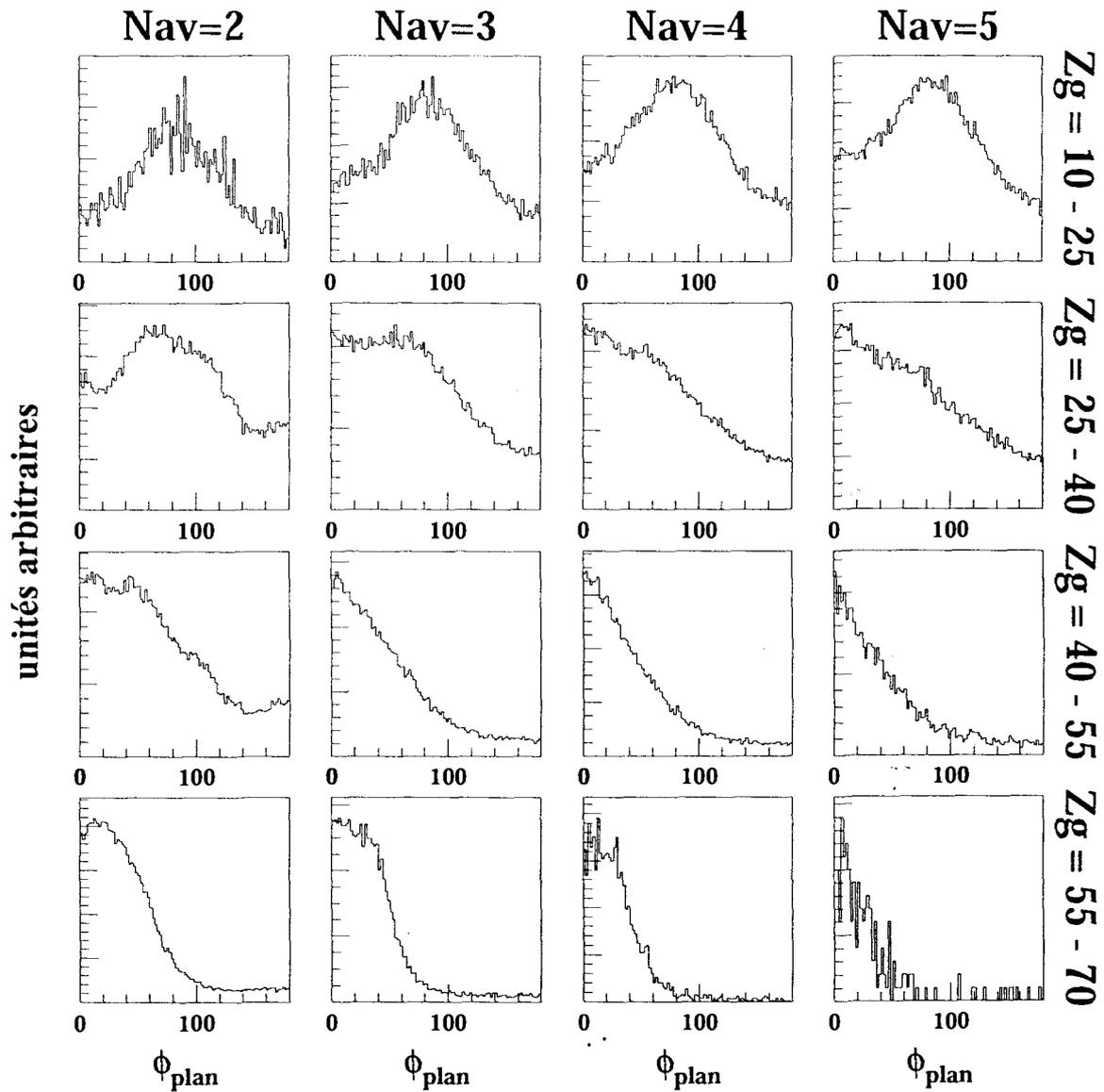


FIG. IV.5 - *Ta + Au* à $33 \text{ MeV}/A$ - Distributions de l'angle ϕ_{plan} en fonction de la taille du plus gros fragment à l'avant Z_g et en fonction de la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} .

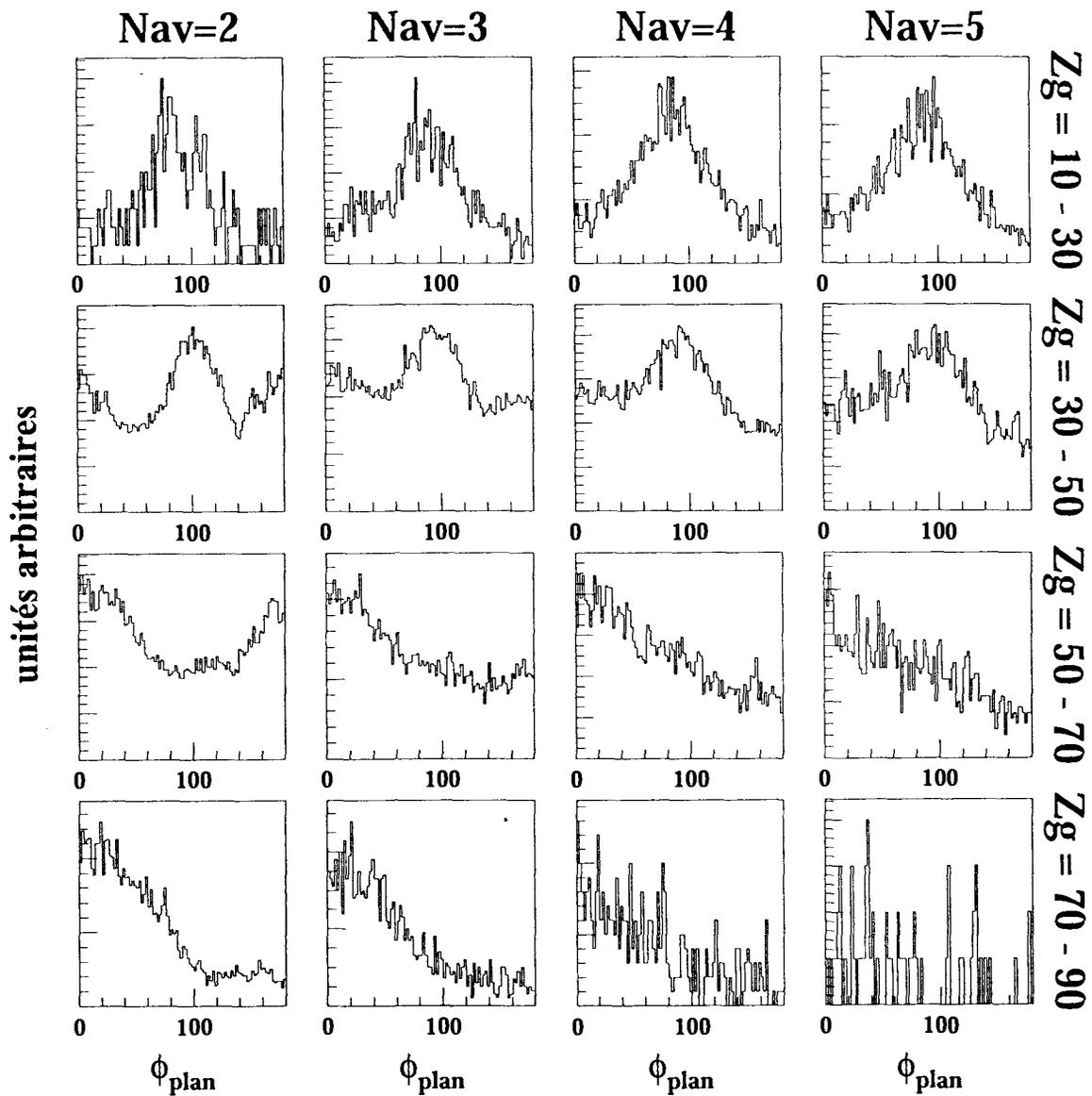


FIG. IV.6 - $U + U$ à $24 \text{ MeV}/A$ - Distributions de l'angle ϕ_{plan} en fonction de la taille du plus gros fragment à l'avant Z_g et en fonction de la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} .

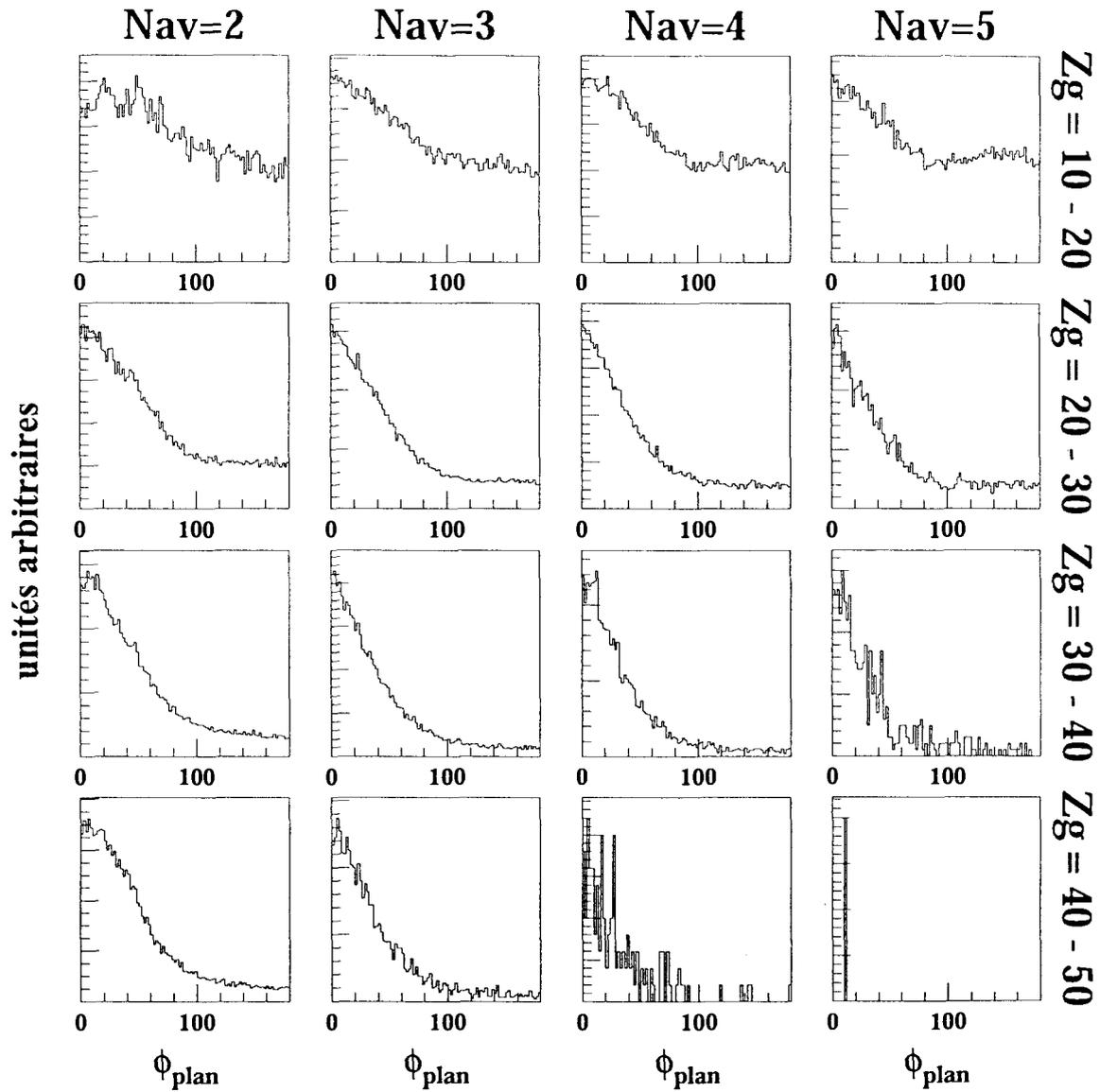


FIG. IV.7 - $Xe + Sn$ à $50 \text{ MeV}/A$ - Distributions de l'angle ϕ_{plan} en fonction de la taille du plus gros fragment à l'avant Z_g et en fonction de la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} .

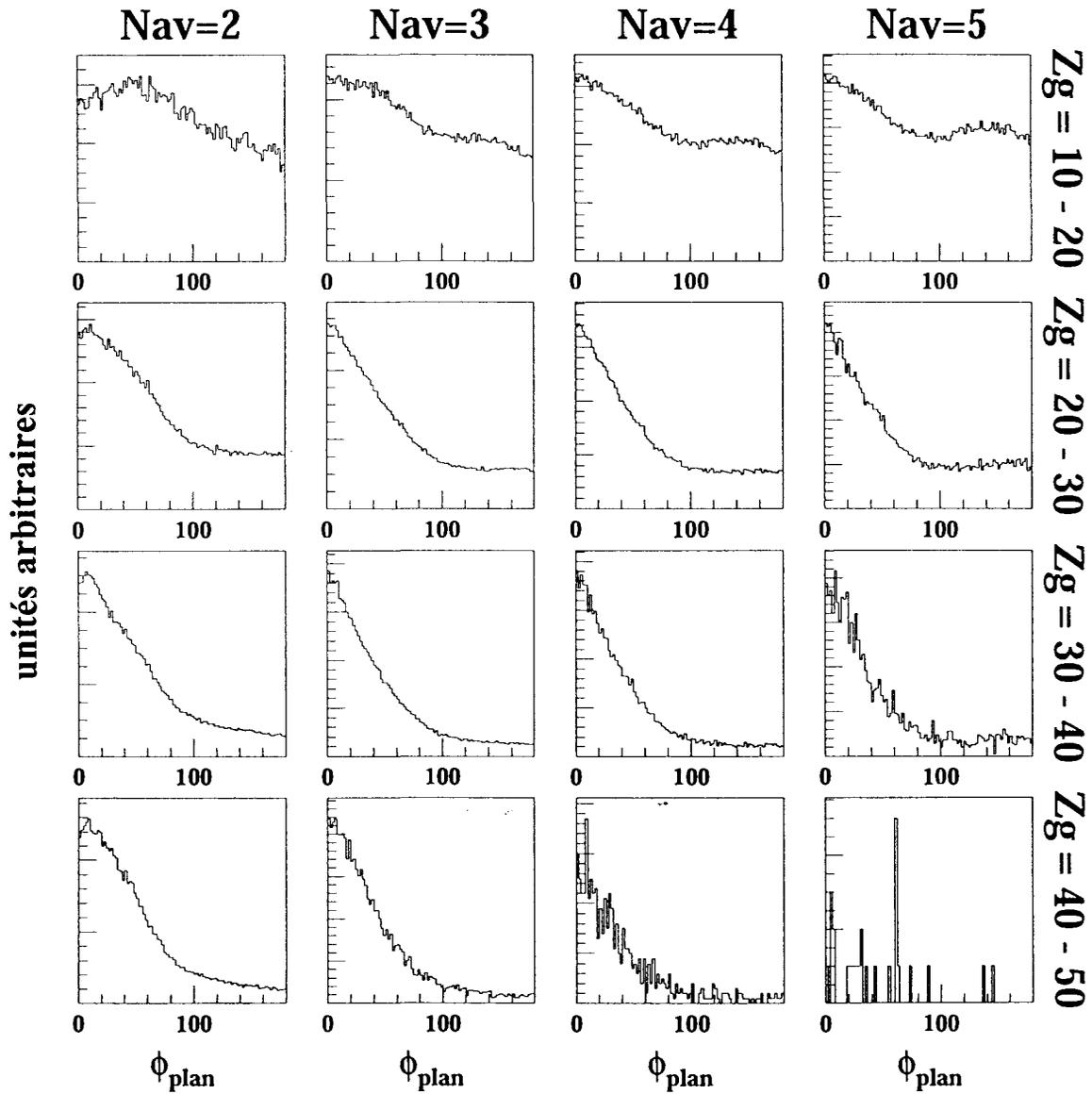


FIG. IV.8 - $\text{Xe} + \text{Sn}$ à $45 \text{ MeV}/A$ - Distributions de l'angle ϕ_{plan} en fonction de la taille du plus gros fragment à l'avant Z_g et en fonction de la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} .

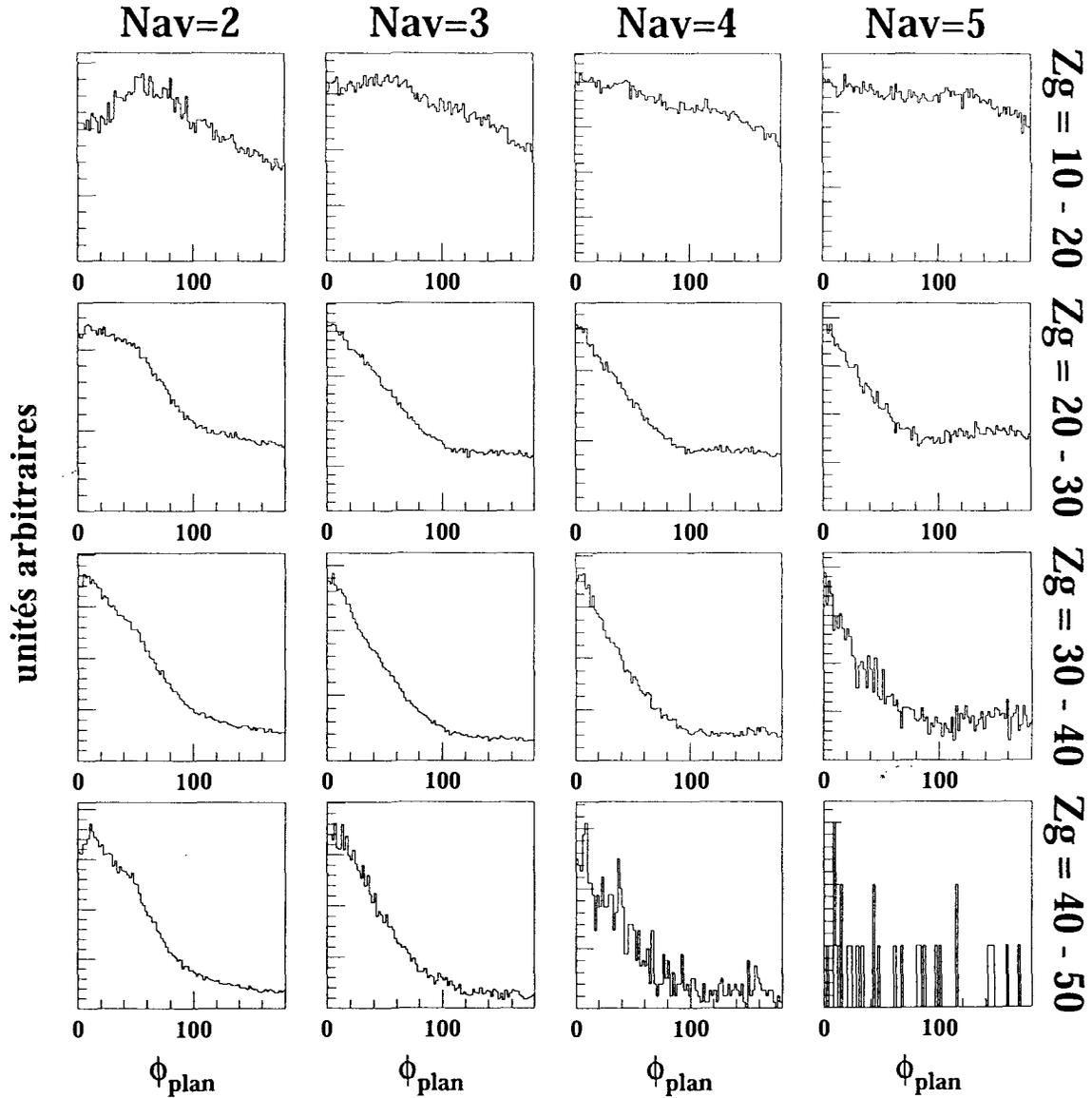


FIG. IV.9 - *Xe + Sn à 39 MeV/A* - Distributions de l'angle ϕ_{plan} en fonction de la taille du plus gros fragment à l'avant Z_g et en fonction de la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} .

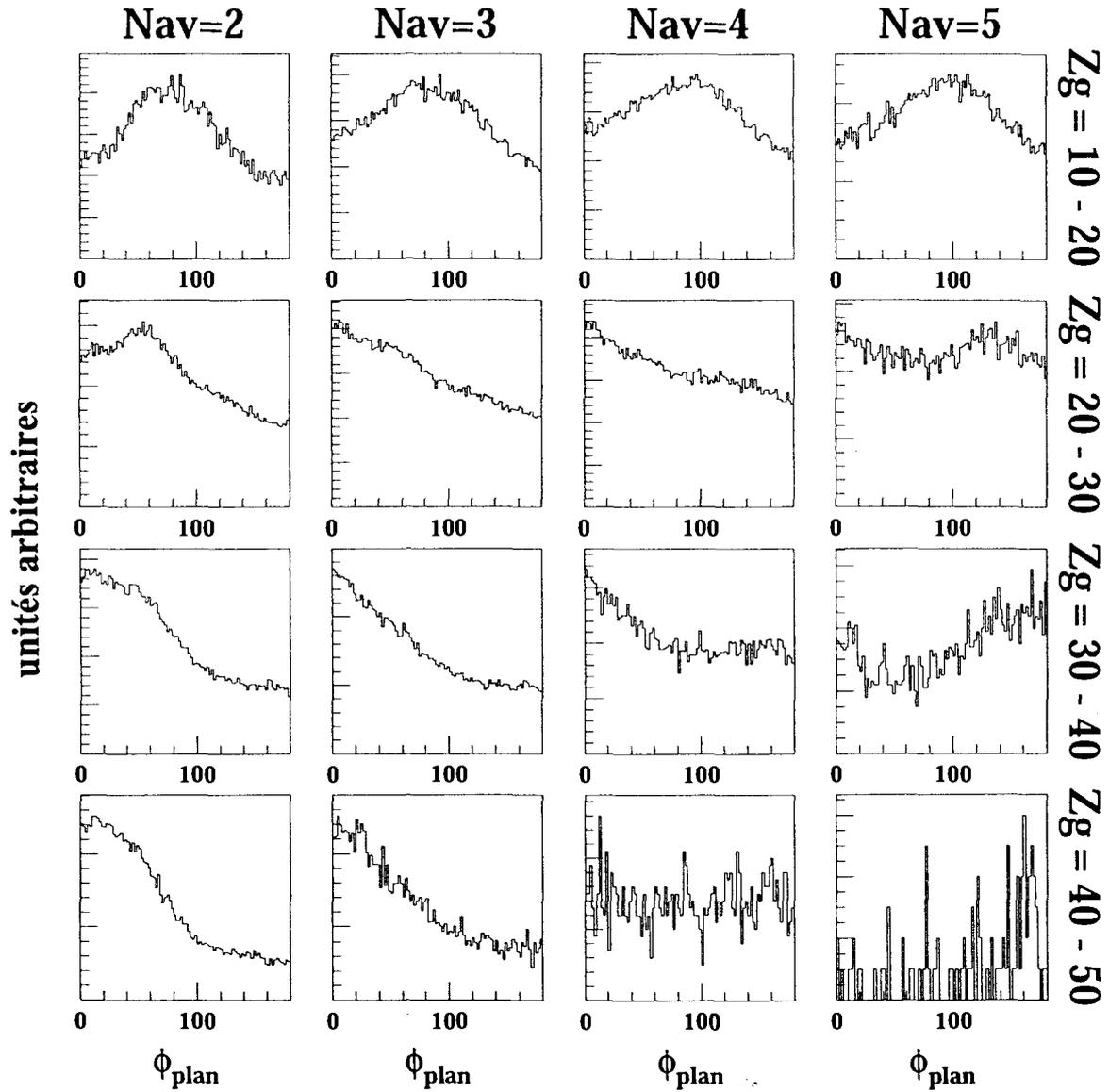


FIG. IV.10 - $Xe + Sn$ à 32 MeV/A - Distributions de l'angle ϕ_{plan} en fonction de la taille du plus gros fragment à l'avant Z_g et en fonction de la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} .

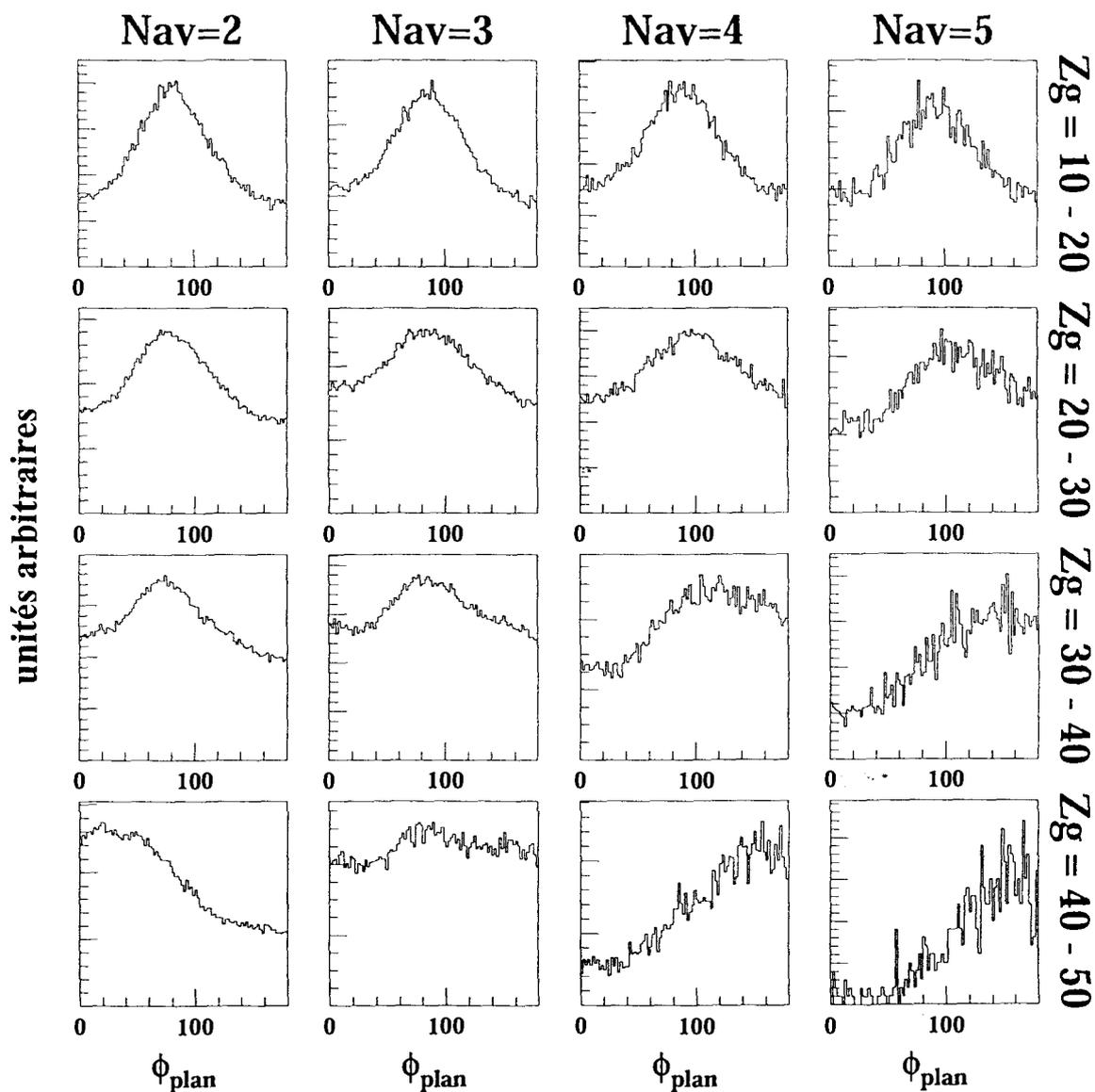
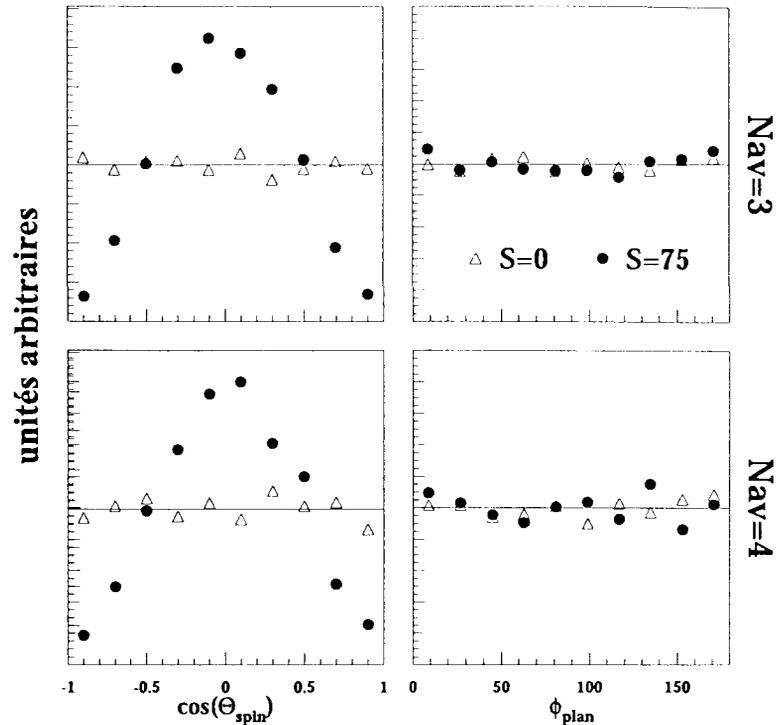


FIG. IV.11 - $\text{Xe} + \text{Sn}$ à $25 \text{ MeV}/A$ - Distributions de l'angle ϕ_{plan} en fonction de la taille du plus gros fragment à l'avant Z_g et en fonction de la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} .

IV.2.2 Comparaison avec SMM

FIG. IV.12 - *SMM Ta $E^*=3$ MeV/A* - Influence du moment angulaire sur les distributions en $\cos(\theta_{spin})$ et de l'angle ϕ_{plan} . La première ligne correspond aux distributions lorsque le quasi-projectile fragmente en 3 fragments. La seconde lorsque'il fragmente en quatre fragments. Les triangles ouverts correspondent à $S=0 \hbar$ et les points noirs à $S=75 \hbar$.



Nous avons simulé avec SMM la multifragmentation d'un quasi-projectile avec ou sans moment angulaire afin de savoir si l'isotropie de l'angle ϕ_{plan} est conservée pour les cassures du quasi-projectile en plus de deux fragments (figure IV.12). Sur cette figure sont représentées les distributions en $\cos(\theta_{spin})$ et de l'angle ϕ_{plan} simulées pour la multifragmentation d'un quasi-projectile de Ta pour deux valeurs du moment angulaire $S=0\hbar$ (triangles ouverts) et $S=75\hbar$ (points noirs).

Seules les distributions en $\cos(\theta_{spin})$ sont sensibles au moment angulaire. Sans moment angulaire, la distribution est plate. Avec du moment angulaire la distribution est centrée à 0 car le moment angulaire favorise les cassures dans le plan de réaction.

Les distributions de l'angle ϕ_{plan} , quant à elles, sont plates que le quasi-projectile ait ou n'ait pas de spin.

Comme dans le cas de la fission, la désexcitation du quasi-projectile par multifragmentation conduit à l'observation de distributions de l'angle ϕ_{plan} isotropes.

Dans le chapitre précédent, à l'aide de SMM, nous avons testé l'influence du champ coulombien sur la fission en deux fragments du quasi-projectile. La prise en compte du moment angulaire transféré au quasi-projectile et du champ coulombien de la cible permet d'expliquer les directions de cassures particulières du plus gros fragment, mais ne reproduit pas la corrélation de la vitesse relative entre les deux fragments avec la direction de cassure (cf §- III.2). Comme SMM a été conçu pour reproduire la multifragmentation, nous pouvons

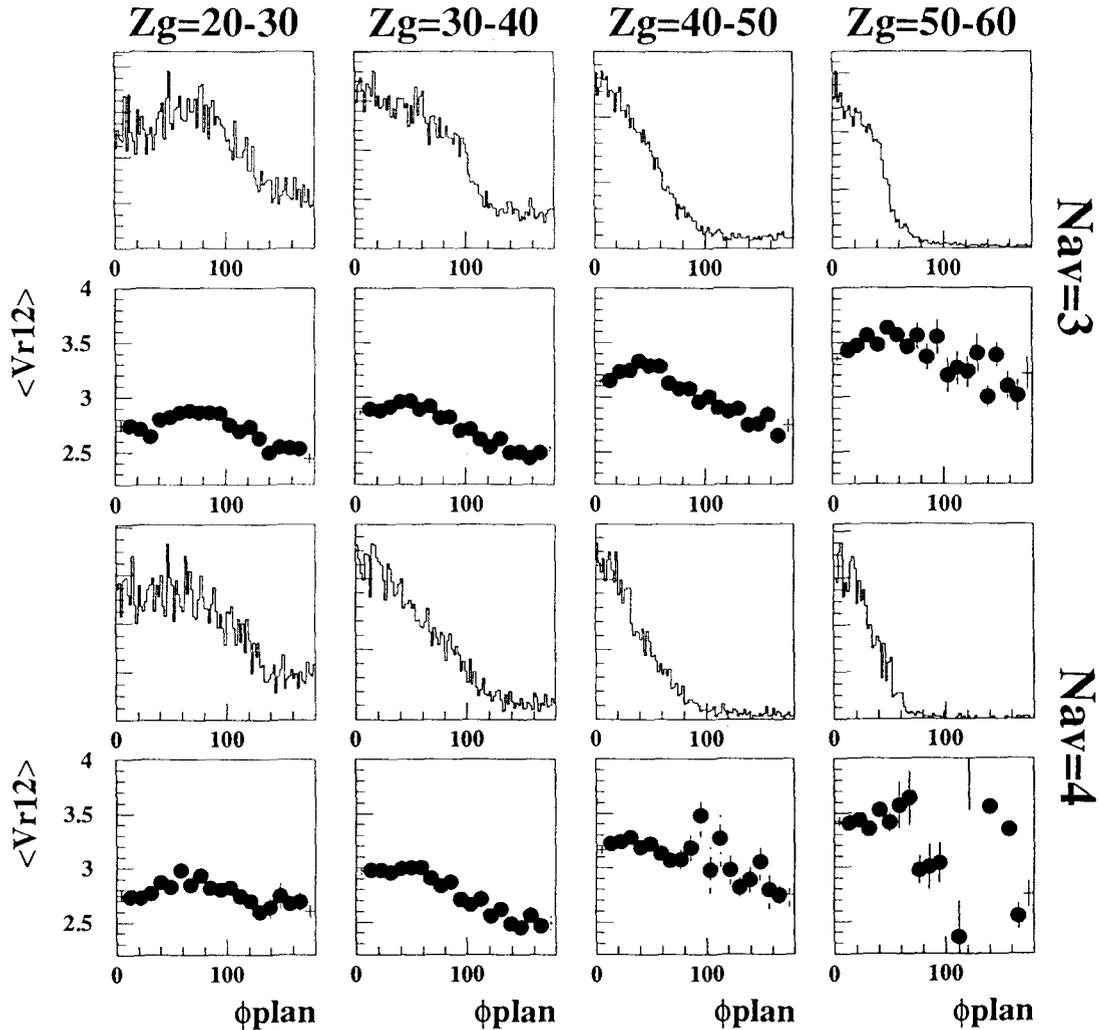


FIG. IV.13 – Données $Ta+Au$ $33 MeV/A$ $E^*=2.5-3.5 MeV/A$

Première ligne : distribution de l'angle ϕ_{plan} lorsque 3 fragments sont détectés à l'avant du centre de masse. Deuxième ligne : corrélation entre la vitesse relative moyenne entre les deux plus gros fragments et l'angle ϕ_{plan} lorsque 3 fragments sont détectés à l'avant du centre de masse. Troisième ligne : distribution de l'angle ϕ_{plan} lorsque 4 fragments sont détectés à l'avant du centre de masse. Quatrième ligne corrélation entre la vitesse relative moyenne entre les deux plus gros fragments et l'angle ϕ_{plan} lorsque 4 fragments sont détectés à l'avant du centre de masse. Chaque colonne présente ces observables pour une taille donnée du plus gros fragment.

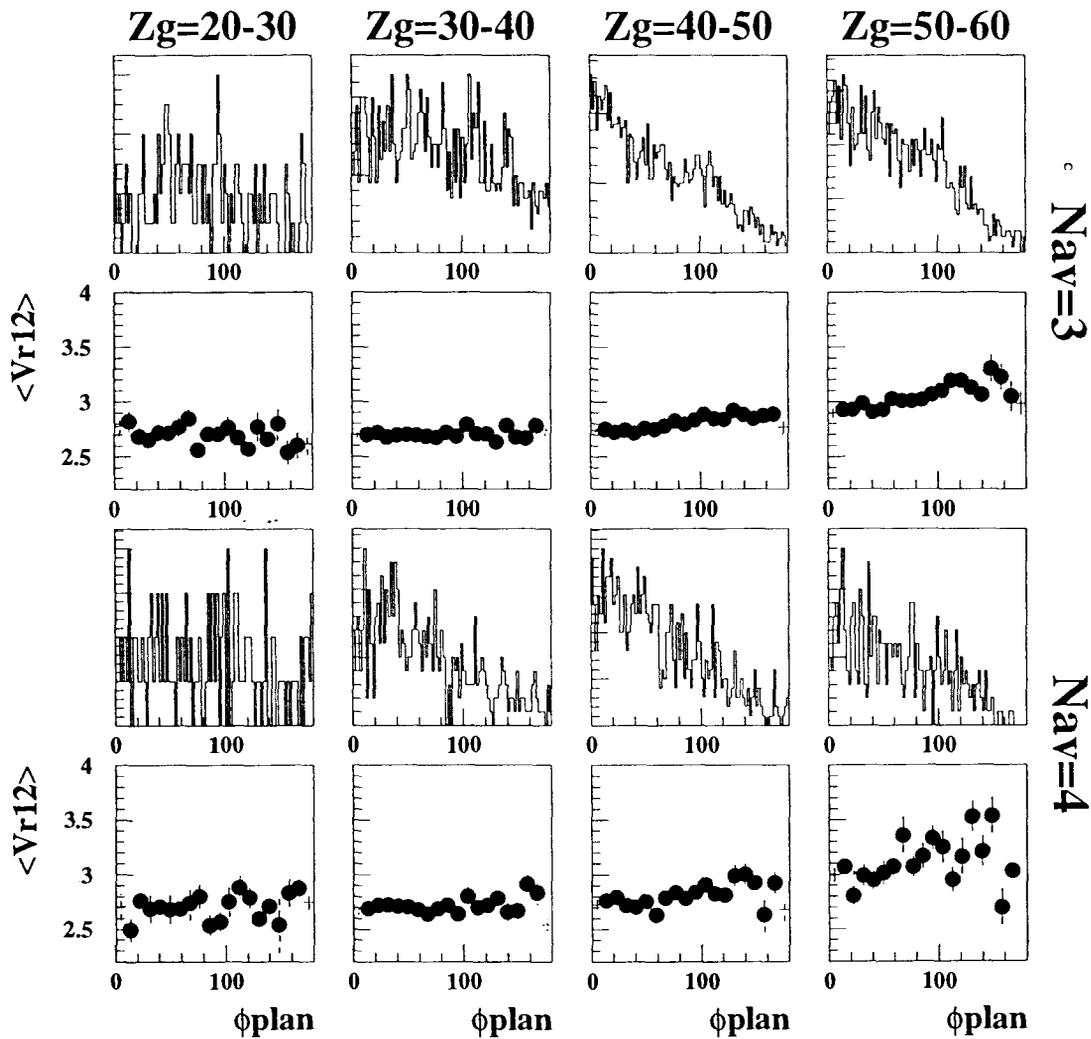


FIG. IV.14 – *SMM Ta+Au 33 MeV/A $E^*=3$ MeV/A $t=200$ fm/c $S=50\hbar$.*
Première ligne : distribution de l'angle ϕ_{plan} lorsque le quasi-projectile a cassé en 3 fragments. Deuxième ligne : corrélation entre la vitesse relative moyenne entre les deux plus gros fragments et l'angle ϕ_{plan} lorsque le quasi-projectile a cassé en 3 fragments. Troisième ligne : distribution de l'angle ϕ_{plan} lorsque le quasi-projectile a cassé en 4 fragments. Quatrième ligne corrélation entre la vitesse relative moyenne entre les deux plus gros fragments et l'angle ϕ_{plan} lorsque le quasi-projectile a cassé en 4 fragments. Chaque colonne présente ces observables pour une taille donnée du plus gros fragment.

espérer que la prise en compte du champ coulombien de la cible sur la multifragmentation du quasi-projectile permette de reproduire l'ensemble des observables lié aux cassures en plus de deux fragments du quasi-projectile.

Nous avons étudié l'influence du champ coulombien d'une cible d'Au sur la multifragmentation du Ta à une énergie d'excitation $E^*=3$ MeV/A. Afin de comparer l'expérience et le modèle, nous avons sélectionné les données correspondant à l'énergie d'excitation $E^*=2.5-3.5$ MeV/A (équation III.1).

Sur la figure IV.13 sont présentées sur la première ligne les distributions de l'angle ϕ_{plan} et sur la deuxième ligne la corrélation entre la vitesse relative entre les deux plus gros fragments Vr12 avec l'angle ϕ_{plan} pour le système Ta+Au à 33 MeV/A quand le quasi-projectile casse en 3 fragments ($N_{av}=3$). Ces figures sont présentées en fonction de la charge du plus gros fragment Zg. On retrouve l'évolution des distributions de l'angle ϕ_{plan} avec la taille du plus gros fragment. Lorsque ce fragment est "petit", la distribution est centrée à $\phi_{plan}=90^\circ$, on observe également une contribution à $\phi_{plan}=0^\circ$ qui devient de plus en plus importante avec l'augmentation de la taille du plus gros fragment. On observe la modulation de la vitesse relative (deuxième et quatrième ligne) entre les deux plus gros fragments avec l'angle ϕ_{plan} comme dans le chapitre précédent lorsque deux fragments sont détectés.

Dans le cas du modèle: les effets du moment angulaire et de l'influence du champ coulombien de la cible sur la multifragmentation du quasi-projectile lorsqu'il fragmente en plus de deux fragments sont comparables à ceux obtenus pour les cassures en deux fragments du quasi-projectile §-III.2.

Comme nous l'avons vu sur la figure IV.12, le moment angulaire favorise les cassures dans le plan de réaction mais n'influence pas la distribution de l'angle ϕ_{plan} , elle reste plate. La vitesse relative moyenne entre les deux plus gros fragments Vr12 est plus grande à cause de l'énergie de rotation mais on n'observe pas de modulation de celle-ci avec l'angle ϕ_{plan} .

L'effet du champ coulombien de la cible influence la distribution de l'angle ϕ_{plan} . Quand la taille du plus gros fragment est petite, la distribution est centrée à 90° . Avec l'augmentation de la taille du gros fragment, la distribution est de plus en plus piquée à $\phi_{plan}=0^\circ$. Cependant, bien que la prise en compte du champ coulombien permette de reproduire les distributions de l'angle ϕ_{plan} , celle de l'angle θ_{spin} ne le sont pas. On n'observe pas non plus de modulation de Vr12 avec l'angle ϕ_{plan} .

Seule la prise en compte combinée du moment angulaire et du champ coulombien permet de reproduire l'évolution des distributions de l'angle ϕ_{plan} avec la taille du plus gros fragment (figureIV.14, première ligne) ainsi que celles de l'angle θ_{spin} . La corrélation de Vr12 avec l'angle ϕ_{plan} n'est pas reproduite, elle est même inverse de celle observée dans l'expérience (figureIV.14, seconde ligne).

Les résultats obtenus avec SMM pour les cassures en plus de deux fragments du quasi-projectile sont similaires à ceux obtenus pour les cassures en deux fragments du quasi-projectile. Pour espérer reproduire la modulation de la vitesse relative, il semble nécessaire de prendre en compte l'évolution dynamique des noyaux pendant leur formation.

IV.3 Séparation des modes de cassures

Nous avons vu que les distributions de l'angle ϕ_{plan} du plus gros fragment sont comparables que le quasi-projectile casse en 2, 3, 4, 5 fragments. Nous avons également vu que dans le cas de la désexcitation statistique du quasi-projectile, la distribution de l'angle ϕ_{plan} est plate.

On peut supposer que la distribution de l'angle ϕ_{plan} est due comme pour les cassures à deux fragments à la désexcitation statistique du quasi-projectile qui peuple uniformément la distribution à laquelle s'ajoute la contribution des cassures dynamiques.

IV.3.1 Déconvolution

La méthode que nous avons utilisée pour séparer les différentes contributions est la même que celle décrite dans le §-III.3.1. Elle suppose que les événements ayant un ϕ_{plan} supérieur à 160° proviennent de la désexcitation statistique du quasi-projectile. A partir de ces événements est extrapolé le nombre d'événements qui peuplent uniformément la distribution de l'angle ϕ_{plan} . Cela nous donne le nombre de cassures dû à la désexcitation statistique du quasi-projectile.

Comme cette méthode suppose que tous les événements avec $\phi_{plan} \geq 160^\circ$ proviennent de la désexcitation statistique du quasi-projectile, nous ne l'avons pas appliquée sur les systèmes Xe+Sn à 25 et 32 MeV/A. Nous avons vu que le résidu de la fusion peuplait la distribution en ϕ_{plan} à ces valeurs.

IV.3.2 Proportions

Sur les figures IV.15 et IV.16 sont présentées respectivement pour les systèmes Xe+Sn à 39, 45 et 50 MeV/A et pour les systèmes Ta+Au à 33 et 39,6 MeV/A et U+U à 24 MeV/A, sur la colonne de gauche les distributions de multiplicité de fragments (les étoiles représentent la distribution totale, les points noirs celle associée à la désexcitation statistique du quasi-projectile et les triangles ouverts aux cassures dynamiques). Sur la colonne de droite est présentée l'évolution du pourcentage de cassures compatibles avec la désexcitation statistique du quasi-projectile en fonction de la multiplicité de fragments détectés à l'avant du centre de masse.

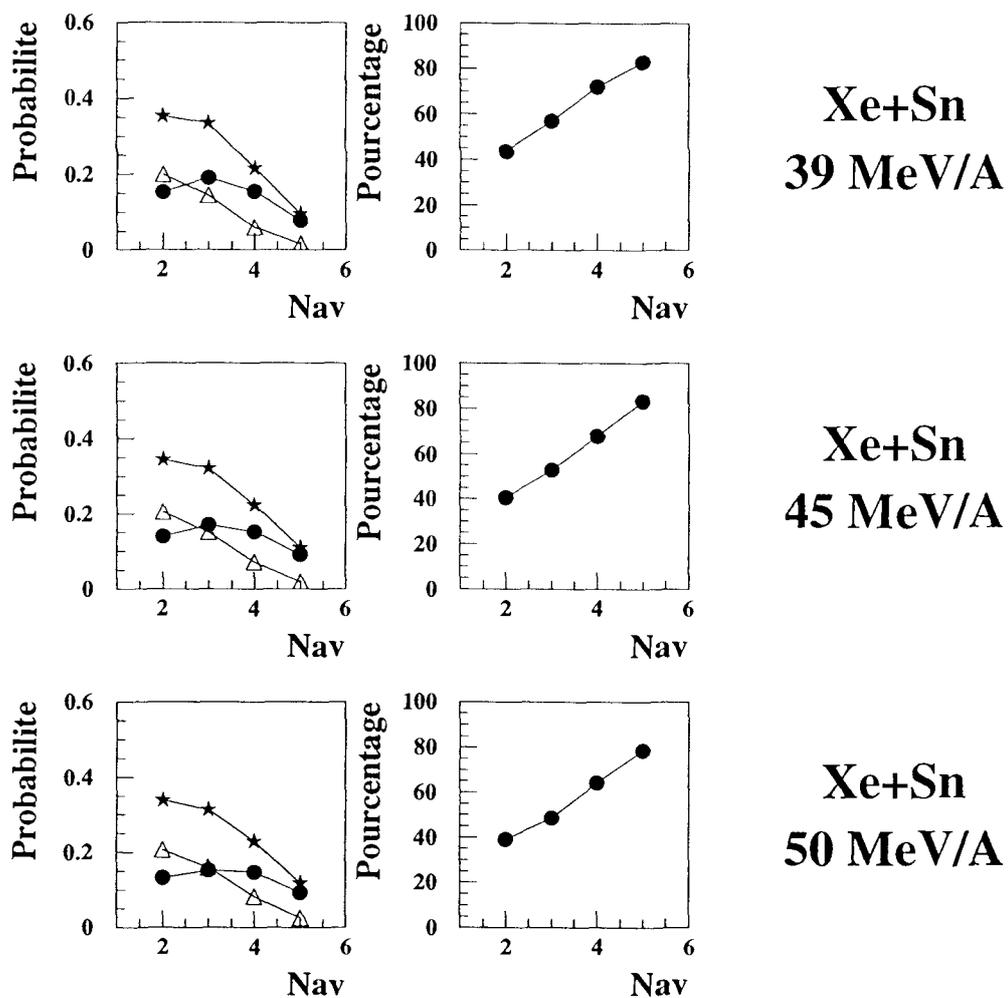


FIG. IV.15 – Première colonne : Distribution de la multiplicité de fragments détectés à l'avant du centre de masse N_{av} (étoiles). La distribution obtenue pour les cassures compatibles avec la désexcitation statistique du quasi-projectile est représentée par les points noirs. Les triangles ouverts correspondent à la distribution obtenue pour les cassures dynamiques. Deuxième colonne : Evolution du pourcentage de cassures statistiques avec la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} . Les différentes lignes représentent les différents systèmes étudiés

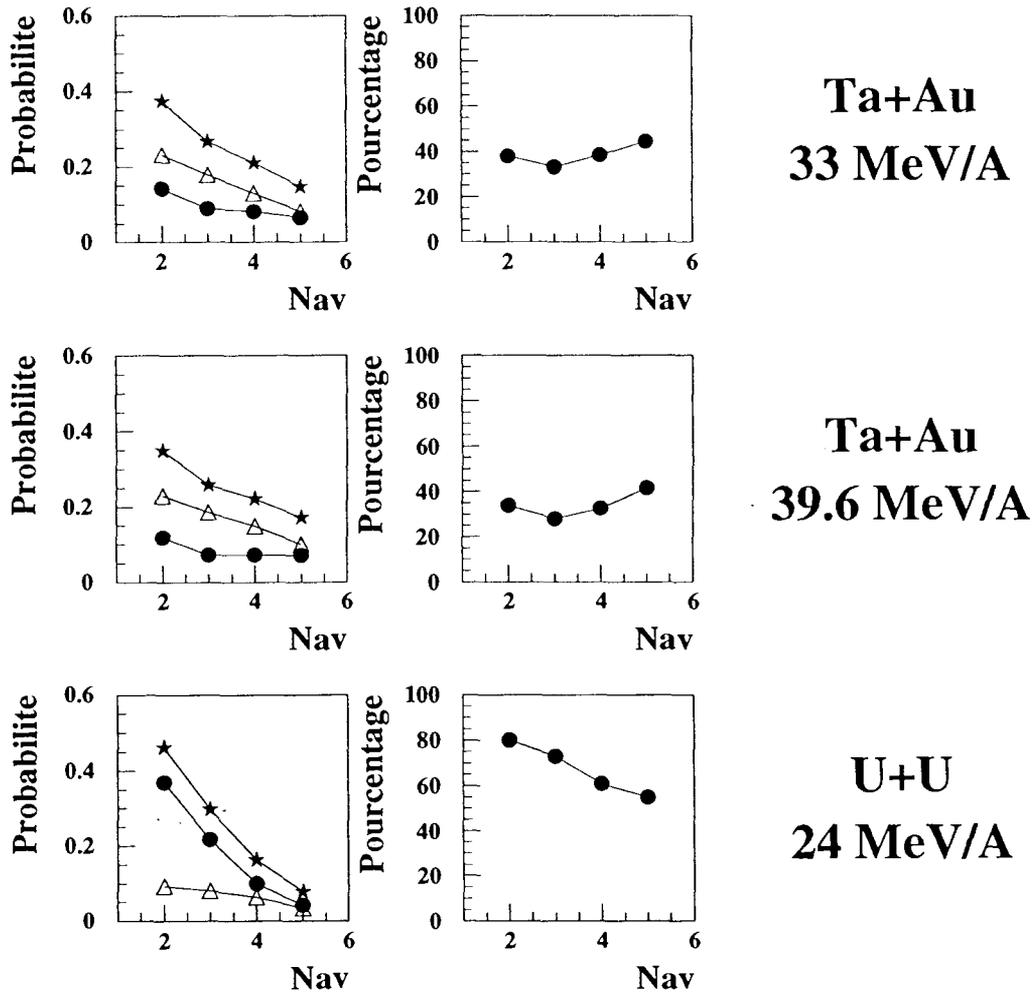


FIG. IV.16 - Première colonne : Distribution de la multiplicité de fragments détectés à l'avant du centre de masse N_{av} (étoiles). La distribution obtenue pour les cassures compatibles avec la désexcitation statistique du quasi-projectile est représentée par les points noirs. Les triangles ouverts correspondent à la distribution obtenue pour les cassures dynamiques. Deuxième colonne : Evolution du pourcentage de cassures statistiques avec la multiplicité de fragments à l'avant N_{av} . Les différentes lignes représentent les différents systèmes étudiés

L'évolution du pourcentage de cassures statistiques est très différent selon les systèmes. Pour les systèmes Xe+Sn à 39, 45 et 50 MeV/A (figure IV.15), les courbes obtenues sont comparables. Le pourcentage de cassures statistiques augmente avec la multiplicité de fragments : de 40 % pour $N_{av}=2$ à 80 % pour $N_{av}=5$.

Pour Ta+Au à 33 et 39,6 MeV/A (figure IV.16), le pourcentage de cassures statistiques est à peu près constant autour de 40 % des cassures du quasi-projectile.

Pour U+U à 24 MeV/A (figure IV.16), le pourcentage diminue avec N_{av} de 80% pour $N_{av}=2$ à 55% pour $N_{av}=5$.

Ces différences de comportement entre les systèmes peuvent s'interpréter de deux manières différentes :

- Elles peuvent être dues à un artefact de la méthode de déconvolution :

Notre méthode de déconvolution est basée sur la distribution angulaire du plus gros fragment. Or plus le système est petit et moins la distinction entre les fragments est évidente. Avec l'augmentation de la multiplicité de fragments ou de la violence de la collision la taille du plus gros fragment diminue. On peut alors parfois se tromper sur le fragment qui porte l'information pertinente et rendre artificiellement la distribution angulaire plus isotrope qu'elle ne l'est. Comme on se base sur cette isotropie pour séparer les différentes contributions, notre méthode surestime alors la proportion de cassures statistiques. Les valeurs données par cette méthode sont des valeurs maximales du nombre de cassures que l'on peut attribuer à la désexcitation statistique du quasi-projectile.

Notre méthode est donc à priori plus pertinente pour les systèmes lourds, pour des faibles multiplicités de fragments (2 ou 3 fragment détectés à l'avant du centre de masse) et pour les collisions périphériques. L'évolution du pourcentage de cassures statistiques pour U+U est à priori la plus fiable. Le pourcentage de cassures statistiques diminue avec l'augmentation de la multiplicité de fragments (augmentation de la violence de la collision). Pour le tantale, on observe que le pourcentage diminue lui aussi puis augmente. Cette augmentation signe peut-être le moment à partir duquel la taille du plus gros fragment devient critique pour notre méthode. Elle correspond à une taille $Z_G=20$.

- Les différences peuvent aussi provenir d'une transition entre deux modes de production des fragments :

En effet, les distributions de multiplicité de fragments associées aux cassures statistiques pour le Xe (figure IV.15, première colonne, points noirs) sont centrées sur $N_{av}=3,4$. Cela montre que le processus de fragmentation dominant est la multifragmentation. Pour l'uranium, la distribution (figure IV.16, première colonne, points noirs) est piquée à 2 : le processus de fragmentation statistique dominant dans ce cas

est la fission. Pour le tantale il ne semble pas qu'il y ait de processus dominant.

L'uranium est un noyau très fissile, il lui faut peu d'énergie pour fissionner. La fission est rapidement en compétition avec les cassures dynamiques dès les collisions périphériques. Pour le Xe qui lui est peu fissile, il faut plus d'énergie pour fragmenter de façon statistique. Dans les collisions très périphériques, il casse de manière dynamique. L'énergie thermique ou le moment angulaire qu'il emporte ne sont pas suffisantes pour qu'il fragmente par un processus statistique. On peut faire le parallèle avec les particules légères que nous avons étudiées dans le §-II.4. Dans les collisions très périphériques, le seul moyen de produire des particules légères est par des collisions nucléon-nucléon, l'énergie d'excitation emportée par le quasi-projectile est trop petite pour qu'il évapore. De la même manière, pour le Xe, la seule possibilité que le quasi-projectile a de fragmenter est de fragmenter grâce à des processus dynamiques. Plus la collision est violente et plus l'énergie d'excitation déposée dans le quasi-projectile est importante et plus la probabilité de fragmenter par des processus équilibrés augmente : c'est peut-être pour cela que le nombre de cassures statistiques pour le Xe augmente avec la multiplicité de fragments qui est liée à la violence de la collision.

L'évolution du pourcentage de cassures statistiques avec la multiplicité de fragments est peut-être liée à l'énergie d'excitation déposée dans le quasi-projectile et à la fissilité de celui-ci.

Pour savoir laquelle de ces hypothèses est valide, il faudra comparer la contribution que l'on a attribuée à la désexcitation statistique du quasi-projectile avec un modèle de multifragmentation afin de savoir si elle est compatible ou non avec la désexcitation statistique du quasi-projectile. Malheureusement, nous n'avons pas eu le temps de faire une comparaison sérieuse avec SMM. L'utilisation d'une méthode inverse (méthode de backtracing) [DESEQUELLES96] pourrait permettre d'optimiser les nombreux paramètres à prendre en compte dans le modèle (Z , A , E^* , spin, volume de freeze-out ...). Une autre possibilité est de trouver une autre méthode de séparation. Est-ce que les tendances observées résistent aux modes de sélection? Nous avons tenté une analyse en composantes principales (ACP) [BELLAIZE01]. Malheureusement, elle ne nous a pas permis de séparer les différentes contributions. Cet échec de l'ACP est peut être lié aux choix des différents jeux de variables que nous avons utilisés.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cherché des similitudes entre les cassures binaires et les cassures en plus de deux fragments du quasi-projectile afin de savoir si l'interprétation des modes de cassures du quasi-projectile obtenue à partir de l'étude des cassures binaires pouvait être étendue ou non aux autres voies de sortie. Le fait d'observer le même comportement particulier du plus gros fragment émis à l'avant du centre de masse pour les différentes voies de sortie, nous suggère que les mécanismes de formation des fragments sont les mêmes pour les différentes voies de sortie.

Le plus gros des fragments est le plus rapide et il est aligné selon la direction du quasi-projectile.

Ce fragment pourrait provenir de la rupture d'un col de matière qui s'est formé entre la cible et le projectile. Il serait la réminiscence du projectile qui a entraîné la matière nucléaire. Une partie des événements pourrait être due à ce mécanisme et une autre partie à la desexcitation statistique de quasi-projectile qui ont atteint l'équilibre.

Nous avons vu à l'aide de SMM que cette hypothèse est plausible et nous avons développé une méthode afin d'estimer et de séparer les différentes contributions. Cette méthode est basée sur la forme des distributions angulaires du plus gros fragment. Elle est une extension de la méthode utilisée dans le chapitre précédent pour séparer le processus de fission standard dans le cas des cassures binaires du quasi-projectile.

La proportion de cassures dynamiques est loin d'être négligeable, elle représente entre 20% et 75% des cassures du quasi-projectile. La méthode utilisée peut surestimer la proportion de cassures statistiques dans les collisions les plus violentes et/ou si le plus gros fragment est inférieur à une certaine taille autour de $Z_g=20$. Cela signifie que le nombre de cassures dynamiques donné par cette méthode est un minimum. Pour toutes les études sur le quasi-projectile, la contribution due aux processus dynamiques n'est donc pas à sous-estimer si l'on veut obtenir des informations fiables sur celui-ci comme sur sa taille ou son énergie d'excitation.

Obtenir des informations sur la matière nucléaire via l'étude de la desexcitation thermodynamique du quasi-projectile est loin d'être simple. Il faut tenir compte de toutes les "pollutions" dues à la dynamique de la collision. L'étude de ces "pollutions" dynamiques est donc importante et s'avère complémentaire à l'étude des noyaux chauds pour obtenir des informations sur la matière nucléaire.

Conclusion

Ce travail a porté sur l'étude des modes de production de fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Les données utilisées ont été obtenues avec le multidétecteur INDRA lors des deux premières campagnes d'expérience au GANIL. Nous avons choisi d'étudier les systèmes les plus lourds à notre disposition : Xe+Sn de 25 à 50 MeV/A, Ta+Au et Ta+U à 33 et 39,6 MeV/A ainsi que U+U à 24 MeV/A.

L'étude des produits de réaction, fragments et particules légères, émis lors des collisions d'ions lourds montre la persistance du caractère binaire de la collision. Les deux sources produites après l'interaction entre le projectile et la cible peuvent se désexciter suivant différents modes, de l'évaporation jusqu'à la multifragmentation en passant par la fission. Ces modes de désexcitation sont bien décrits par des modèles statistiques standard. Cependant la présence de particules légères et de fragments légers à mi-rapacité, autour de la vitesse du centre de masse de la réaction complique ce scénario. Ces particules et fragments ne peuvent provenir de la désexcitation statistique standard du quasi-projectile et de la quasi-cible.

Les particules légères émises à mi-rapacité semblent être dues à des processus directs (collisions nucléon-nucléon ou agrégat-agrégat). Nous observons en effet une invariance des spectres d'énergie transverse associés à ces particules sur toute la gamme en violence, des collisions périphériques aux collisions centrales. Ces particules ont les mêmes caractéristiques que les particules émises par des processus directs que nous avons pu isoler dans les collisions périphériques grâce à une variable représentative de la forme de l'émission des particules légères. La comparaison des événements pour lesquels nous avons isolé des particules provenant de processus directs avec des modèles dynamiques pourrait nous informer sur la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. Ces modèles ainsi contraints pourraient également nous servir à estimer et séparer la partie évaporative et permettre d'effectuer une calorimétrie plus précise du quasi-projectile ou de la source unique formée dans les collisions d'ions lourds.

Pour comprendre l'origine des fragments à mi-rapacité, nous avons choisi d'étudier toutes les déviations observées par rapport aux modèles de désexcitation statistique standard du quasi-projectile.

Nous avons d'abord appliqué cette démarche aux cassures binaires du quasi-projectile car la fission est un des modes de désexcitation le mieux décrit à l'heure actuelle et il constitue le cas le plus simple d'étude.

Après la collision avec une cible légère, les observables associées au quasi-projectile sont compatibles avec la fission standard de celui-ci, les cassures sont majoritairement symétriques, les distributions angulaires sont isotropes et les distributions de vitesses relatives entre les deux fragments sont compatibles avec la vitesse due à leur répulsion coulombienne. Par contre, pour les collisions avec une cible lourde, les cassures asymétriques sont favorisées et les fragments sont émis suivant des directions de cassures particulières dans le plan de réaction avec des vitesses relatives beaucoup plus grandes que celles dues à leur répulsion coulombienne.

Pour comprendre le rôle de la cible sur les cassures binaires, nous avons comparé les données expérimentales à un modèle statistique de fragmentation SMM qui prend en compte l'influence du champ coulombien de la cible sur la fragmentation du quasi-projectile. La prise en compte du champ coulombien permet de reproduire les directions d'émission particulières mais ne reproduit pas la corrélation entre les vitesses relatives et la direction d'émission des fragments. Cette corrélation semble être fortement liée à l'évolution dynamique de la formation des fragments et notamment à l'influence de la cible sur la déformation du quasi-projectile.

On peut penser que dans certains cas la déformation du quasi-projectile engendrée au cours de l'interaction entre la cible et le projectile est trop importante ou est amplifiée par le champ coulombien de la cible. Le quasi-projectile n'atteint alors pas l'équilibre et il fragmente rapidement le long de l'axe d'étirement de la matière nucléaire.

Une méthode de déconvolution a été mise au point afin de quantifier le nombre de fissions standard et de cassures dynamiques à partir des directions de cassures. Les valeurs obtenues montrent que le pourcentage de fission standard diminue avec l'énergie incidente de 80% pour U+U à 24 MeV/A à 35% pour Xe+Sn à 50 MeV/A.

Les distributions d'asymétrie associées à ces cassures statistiques sont bien reproduites avec un modèle de fission. Cette comparaison permet de remonter au moment angulaire, à la taille et à la température du noyau fissionnant. Les valeurs trouvées montrent que le quasi-projectile fissionne plutôt à la fin de la chaîne de désexcitation et qu'il est assez "froid". Le moment angulaire obtenu au moment de la fission est de l'ordre de $30 \hbar$ pour tous les systèmes sauf pour le système U+U. Les valeurs trouvées montrent également que l'énergie d'excitation déposée dans le quasi-projectile diminue quand l'énergie incidente augmente. Avec l'augmentation de l'énergie incidente, le temps d'interaction entre la cible et le projectile diminue, l'énergie thermique déposée dans le quasi-projectile est plus faible et la probabilité qu'il fissionne diminue. Cette diminution de l'énergie d'excitation peut être reliée à la diminution du pourcentage de fission standard. Il serait intéressant de faire les mêmes analyses sur les systèmes lourds de la quatrième campagne de mesure d'INDRA :

Xe+Sn et Au+Au et sur les systèmes Xe+Sn obtenues lors de la cinquième campagne de mesure. Cela permettrait de voir si cette tendance se vérifie ou pas.

Les vitesses relatives associées à ces cassures sont également compatibles avec la répulsion coulombienne pour les systèmes Ta+Au, Ta+U et U+U. Par contre pour les systèmes Xe+Sn, les vitesses relatives obtenues sont plus grandes. Cela peut signifier que notre méthode de déconvolution a tendance à surestimer la contribution due aux fissions statistiques pour le système Xe+Sn.

Les distributions d'asymétrie obtenues pour les cassures dynamiques ont des formes comparables pour les différents systèmes, les distributions sont piquées aux plus grandes asymétries. Les vitesses relatives associées à ces cassures sont beaucoup plus grandes que celles dues à la répulsion coulombienne. La comparaison de ces observables avec un modèle dynamique pourrait nous apporter des informations sur des valeurs fondamentales comme la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu.

Après avoir étudié les cassures binaires du quasi-projectile, nous nous sommes intéressés aux cassures en plus de deux fragments du quasi-projectile. Nous avons vu que le plus gros fragment a le même comportement particulier quelle que soit la multiplicité de fragments: il est le plus rapide et il est aligné suivant la direction du quasi-projectile. Cette similitude entre les différentes voies de sortie, nous fait penser que les processus de formation des fragments sont les mêmes que dans le cas des cassures en deux fragments du quasi-projectile. Les fragments peuvent provenir de processus dynamiques comme la rupture d'un col de matière qui s'est formé entre la cible et le projectile. Le plus gros fragment serait alors la réminiscence du projectile qui a étiré la matière nucléaire dans son sillage. Le quasi-projectile peut aussi avoir le temps d'équilibrer tous ses degrés de liberté et les fragments proviennent alors de sa désexcitation statistique par fission ou multifragmentation.

Afin d'estimer la contribution des cassures statistiques due à la désexcitation standard du quasi-projectile, nous avons développé une méthode qui est une extension de celle développée pour les cassures en deux fragments. Elle est basée sur les distributions angulaires du plus gros fragment. Les valeurs obtenues montrent que le pourcentage de cassures dynamiques est loin d'être négligeable. Elles représentent entre 20 % et 75% des cassures du quasi-projectile. Les valeurs obtenues varient selon la taille du système et la violence de la collision. Pour le système U+U le pourcentage de cassures dynamiques augmente avec la multiplicité de fragments alors que pour le système Xe+Sn, le pourcentage de cassures dynamiques diminue. Cette différence de comportement peut-être liée à la fissilité des systèmes ou à notre méthode de séparation qui sous-estime le nombre de cassures dynamiques lorsque la taille du plus gros fragment est petite.

Dans l'avenir, il faudrait comparer la partie que l'on a attribuée à la désexcitation statistique du quasi-projectile avec des modèles statistiques comme SMM. Cela permettrait d'évaluer notre méthode de séparation et d'obtenir les caractéristiques thermodynamiques des quasi-projectiles. La comparaison des observables associées aux cassures dynamiques

avec des modèles dynamiques pourrait nous apporter des informations sur des valeurs physiques fondamentales comme la section efficace nucléon-nucléon ou sur la viscosité de la matière nucléaire.

Les études menées montrent que les processus dynamiques d'émission de particules légères ou de fragments sont loin d'être négligeables dans les collisions d'ions lourds. L'étude de ces processus hors-équilibre est indispensable afin de sélectionner et de caractériser correctement les origines des particules et fragments. Nous avons proposé des méthodes afin d'estimer et de séparer la contribution due à la désexcitation statistique du quasi-projectile de la contribution des émissions dynamiques. Cette séparation des différents mécanismes est indispensable si l'on veut étudier de manière distincte les différents aspects de ces collisions. Cette approche est pour l'instant incontournable car il n'existe pas de modèle capable de rendre compte de la globalité de la collision.

Bibliographie

- [AGOSTINO99] **Thermodynamical features of multifragmentation in peripheral Au+Au collisions at 35 A MeV**
M. D'AGOSTINO et al
Nuclear Physics A650(1999), pages 329-357.
- Negative heat capacity in the critical region of nuclear fragmentation an experimental evidence of the liquid-gas phase transition**
M. D'AGOSTINO et al
Physics Letters B473(2000), pages 219-225.
- [BACRI95] **Onset of vaporization for the Ar+Ni system**
C.O. BACRI et al
Physics Letters B353 (1995), pages 27.
- [BELLAIZE00] **Fragmentation dans les collisions centrales du système Ni+Au de 32 à 90 A.MeV**
N. BELLAIZE
Thèse de l'université de Caen, (2000).
- [BELLAIZE01] **Dynamics of the fragmentation process in heavy-ion induced reaction around the Fermi energy**
N. BELLAIZE et al
XXXIX international winter meeting on nuclear physics, Bormio, Italy (2001), pages 183-195.
- [BIZARD93] **From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei**
G. BIZARD et al
Physics Letters B302 (1993), pages 162-166.
- [BOCAGE98] **Production statistique et hors-équilibre de fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires**

- F. BOCAGE
Thèse de l'université de Caen, (1998).
- Dynamical effects in nuclear collisions in the Fermi energy range : the case of heavy systems**
F. BOCAGE et al.
Nuclear Physics A676(2000), pages 391-408.
- [BONCHE85] **Description thermodynamique des noyaux excités**
P. BONCHE
Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire (france) (1985).
- [BONDORF95] **Statistical multifragmentation of nuclei**
J.P. BONDORF, A.S. BOTVINA et al
Physics Reports 257(1995), pages 133-221.
- [BORDERIE96] **Kinematical properties and composition of vaporizing sources : is thermodynamical equilibrium is achieved ?**
B. BORDERIE et al
Physics Letters B388 (1996), pages 224.
- [BORDERIE01] **Evidence for spinodal decomposition in nuclear multifragmentation**
B. BORDERIE et al
Physical Review Letters 86 (2001), pages 3252-3255.
- [BOTET01] **Universal fluctuation in heavy-ion collisions in the Fermi energy domain**
R. BOTET et al
Physical Review Letters 86 N° 16 (2001), pages 3514-3517.
- [BOTVINA95] **The effect of large angular momenta on multifragmentation of hot nuclei**
A.S BOTVINA et D.H.E GROSS
Nuclear Physics A592(1995), pages 257-270.
- [BOTVINA99] **Influence of coulomb interaction of projectile-like and target-like sources on statistical multifragmentation**
A.S BOTVINA et al
Physical Review C59(1999), pages 3444-3447.

- [BOTVINA00] **Partitioning composite finite systems**
A.S BOTVINA, A.D JACKSON et I.N MISHUSTIN
Physical Review E 62(2000), pages R64-R67.
- [BOTVINA01] **Statistical evolution of isotope composition of nuclear fragments**
A.S BOTVINA et I.N MISHUSTIN
Physical Review C 63(2001), 061601.
- [BOUGAULT89] **Time-scale analysis of events with three heavy fragments in the Ne+Au collision at 60 MeV/u**
R. BOUGAULT et al
Physics Letters B 232 (1989), pages 291-295.
- [BOURIQUET01] **Experimental signatures of non spherical single sources produced in central Xe+Sn collisions at 32 MeV/nucleon**
B. BOURIQUET et al
XXXIX international winter meeting on nuclear physics, Bormio, Italy (2001), pages 183-195.
- B. BOURIQUET
Thèse de l'université de Caen, (2001).
- [BOWMAN93] **Sources and emission time scales in E/A=50 MeV Xe+Cu reactions**
D.R BOWMAN et al
Physical Review Letters 70 n23 (1993), pages 3534-3537.
- [BRESSON92] **Fission of spin-aligned projectile-like nuclei in the interactions of 29 MeV/nucleon ^{208}Pb with ^{197}Au**
S. BRESSON et al
Physics Letters B 294 (1992), pages 33-39.
- [CASINI93] **Fission time scales from anisotropic in-plane distributions in $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$ and $^{120}\text{Sn}+^{120}\text{Sn}$ around 20 A MeV...**
G. CASINI et al
Physical Review Letters 71 N^o 16 (1993), pages 2567-2570.
- [CHEN] **Emission of intermediate mass fragment during fission**
S.L CHEN et al
Physical Review C 54(1996), pages R2114-R2118.

- [COLONNA95] **Neck instabilities in deep inelastic collisions at medium energies**
M. COLONNA et al
Nuclear Physics A583 (1995), pages 525-530.
- [COLIN95] **Angular momentum transfer in peripheral reactions at intermediate energies**
J. COLIN et al
Nuclear Physics A593 (1995), pages 48-68.
- [COLIN97] **Effets dynamiques et fission dans les collisions d'ions lourds à des énergies incidentes voisines de l'énergie de Fermi**
J. COLIN et al
Mémoire d'habilitation à diriger des recherches (LPCC T 97-02), (1997).
- [CUSSOL93] **Charged-particle calorimetry of $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ reactions from 36 to 65 MeV/u**
D. CUSSOL et al
Nuclear Physics A561 (1993), pages 298-316.
- [DEMPSEY96] **Isospin dependence of intermediate mass fragment production in heavy-ion collisions at $E/A=55$ MeV**
J.F DEMPSEY et al
Physical Review C54(1996), pages 1710-1719.
- [DESEQUELLES96] **Global protocol for comparison of simulated data with experimental data**
P. DESQUELLES et al
Nuclear Physics A604 (1996), pages 183-207.
- [DESEQUELLES98] **Thermal source parameters in Au+Au central collisions at 35 A.MeV**
P. DESQUELLES et al
Nuclear Physics A633 (1998), pages 547-563.
- [DORE] **Effect of the intermediate velocity emissions on the quasi-projectile properties for the Ar+Ni system at 95 A.MeV**
D. DORE et al
Physics Letters B491(2000), pages 15-22.
- Properties of light particles produced in Ar+Ni collisions at 95 A.MeV : Prompt emission and evaporation**
D. DORE et al

Physical Review C63(2001), 034612.

- [DURAND95] **Nuclear disassembly time scales using space-time correlations**
D. DURAND et al
Physics Letters B345(1995), pages 397-402.
- [EUDES97] **Dynamical aspect of particle emission in binary dissipative collisions: Effect on hot-nuclei formation**
Ph. EUDES, Z. BASRAK et F. SÉBILLE
Physical Review C56(1997), pages 2003-2013.
- [FONTBONNE98] **Exocet2**
J.M. FONTBONNE, L. HAY et G. ILTIS
Rapport interne L.P.C de Caen, (1998).
- [FRANKLAND98] **Etude de systèmes très lourds observés avec INDRA : première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de fragmentation nucléaire**
J.D. FRANKLAND
Thèse de l'université d'Orsay, (1998).
- [FRANKLAND01] **Article en préparation (2001)**
J.D FRANKLAND et al
- [GALICHET98] **Effets dynamiques dans le système Ar+Ni à 95 A.MeV : utilisation de la densité de charges pour une comparaison avec un modèle microscopique de transport**
E. GALICHET
Thèse de l'université de Lyon, (1998).
- [GENOUIN99] **Détermination de l'énergie d'excitation et du moment angulaire des quasi-projectiles produits dans les collisions d'ions lourds Xe+Sn**
E. GENOUIN-DUHAMEL
Thèse de l'université de Caen, (1999).
- [GERMAIN00] **Evidence for dynamical proton emission in peripheral Xe+Sn collisions at 50 MeV/u**
M. GERMAIN et al
Physics Letters B488(2000), pages 211-217.

- [GLASSEL83] **Observation of proximity- and non-equilibrium effects in ternary HI reactions**
P. GLASSEL et al.
Zeitschrift Physics A310(1983), pages 189-216.
- [GOBBI95] **From the Fermi to the relativistic domain: Which observables? For which physics?**
A. GOBBI
Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire (france) (1995).
- [GULMINELLI01] **Concavity anomalies topology of events and phase transition in finite systems**
F. GULMINELLI et Ph. CHOMAZ
XXXIX international winter meeting on nuclear physics, Bormio, Italy (2001)
- [INDRA] **Site Web INDRA : <http://infodan.in2p3.fr/indra>**
- [LAROCHELLE97] **Formation of a necklike structure in $^{35}\text{Cl}+^{12}\text{C}$**
Y. LAROCHELLE et al
Physical Review C55(1997), pages 1869-1880.
- [LAROCHELLE99] **Probing midrapidity source characteristics with charged particles and neutron in the $^{35}\text{Cl}+^{nat}\text{Ta}$ reaction at 43 MeV/nucleon**
Y. LAROCHELLE et al
Physical Review C59(1999), R565
- [LECOLLEY95] **Neck formation and decay in Pb+Au collisions at 29 A.MeV.**
J.F LECOLLEY et al
Physics Letters B354(1995), pages 202-207.
- [LEFORT99] **Measurement of small flows in heavy ion collision around the balance energy**
T. LEFORT et al
XXXVII international winter meeting on nuclear physics, Bormio, Italy (1999).
- [LEFORT00] **Study of intermediate velocity products in the Ar+Ni collisions between 52 and 95 A.MeV**
T LEFORT et al

Nuclear Physics A662 (2000), pages 397-422.

- [LENEINDRE99] **Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe+Sn 32 à 50 MeV/A**
N. LE NEINDRE
Thèse de l'université de Caen, (1999).
- [LENEINDRE00] **Negative heat capacities in central Xe+Sn reactions**
N. LE NEINDRE et al
XXXVIII international winter meeting on nuclear physics, Bormio, Italy (2000).
- [LOPEZ93] **Evidence for fast and simultaneous multi-fragment emission in central Kr+Au collisions at 60 MeV/u**
O. LOPEZ et al
Physics Letters B315(1993), pages 34-39.
- [LUKASIK97] **Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi-central collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon**
J. LUKASIK et al
Physical Review C55(1997), pages 1906-1916.
- [LYNCH95] **Fragmentation in exclusive measurements**
W.G. LYNCH
Nuclear Physics A583(1995), pages 471-480.
- [MARIE95] **Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 MeV/A**
N. MARIE
Thèse de l'université de Caen, (1995).
- [MASKAY99] **Nouvelle méthode de sélection et caractérisation des événements monosources dans les collisions Ni+Ni 32 A.MeV**
A.M MASKAY- WALLEZ
Thèse de l'université de Lyon, (1999).
- [METIVIER95] **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.**
V. METIVIER
Thèse de l'université de Caen, (1995).

- [MILAZZO01] **Contemporary presence of dynamical and statistical production of intermediate mass fragments in mid peripheral Ni+Ni collisions at 30 MeV/nucleon**
P.M MILAZZO et al
Physics Letters B509(2001), pages 204-210.
- [MONTROYA94] **Fragmentation of necklike structures**
C.P. MONTROYA et al
Physical Review Letters 73 n23 (1994), pages 3070-3073.
- [PAWLOWSKI98] **Intermediate velocity source of intermediate mass fragments in the $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ reaction at $E_{lab}=35$ MeV/nucleon**
P. PAWLOWSKI et al
Physical Review C57(1998), pages 1771-1777.
- [PAWLOWSKI00] **Prompt light particle emission in the Ar+Ni reaction at 95 MeV/nucleon**
P. PAWLOWSKI et al
Eur. Phys. J. A9(2000), pages 371.
- [PLAGNOL99] **Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions**
E. PLAGNOL et al
Physical Review C61(1999), 014606.
- [POUTHAS95] **INDRA, a 4 π charged product detection array at GANIL**
J. POUTHAS et al
Nuclear instruments and methods A369(1995), pages 418.
- [QIAN96] **An exclusive analysis of dissipation for light heavy-ion collisions at intermediate energy within the hybrid model**
X. QIAN et al
Nuclear Physics A611(1996), pages 370-391.
- [QIAN99] **Production and decay of excited quasiprojectiles in peripheral $^{35}\text{Cl}+^{197}\text{Au}$ reactions in Fermi energy domain**
X. QIAN et al
Physical Review C59(1999), 269.
- [RAMA98] **Fragment emission from the mass-symmetric reaction $^{58}\text{Fe}, ^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Fe}, ^{58}\text{Ni}$ at $E_{beam}=30$ MeV/nucleon**
E. RAMAKRISHNAN et al

*Physical Review C*57(1998), pages 1803-1811.

- [RAMO39] **Currents induced by electron motion**
S. RAMO
Proceedings of the I.R.E (1939), pages 584-585.
- [RIVET96] **Vaporizing events from binary dissipative collisions**
M.F. RIVET et al
*Physics Letters B*388(1996), pages 219.
- [RUDOLF93] **Fragmentation pattern in sequential emission spectra**
G. RUDOLF et al
*Physics Letters B*307(1993), pages 287-292.
- [ROYER] **On the projectile fragmentation in heavy-ion reactions at intermediate energies**
G. ROYER et al.
*Nuclear Physics A*466(1987), pages 139-156.
- On the plane fragmentation barriers**
G. ROYER et al.
*Journal of Physics G*20(1994), pages L131.
- On the stability of rotating nuclei against fission through creviced shapes**
G. ROYER et F. HADDAD.
*Journal of Physics G*21(1995), pages 339-349.
- [SALOU97] **Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système Xe+Sn entre 32 et 50 A.MeV: mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out**
S. SALOU
Thèse de l'université de Caen, (1997).
- [STECKMEYER01] **Excitation energy and angular momentum of quasiprojectiles produced in the Xe+Sn collisions at incident energies between 25 and 50 MeV/nucleon**
J.C. STECKMEYER, E. GENOUIN-DUHAMEL et al
*Nuclear Physics A*686(2001), pages 537-567.
- [STEFANINI95] **Analysis of the sequential fission observed in collisions of $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$ and $^{120}\text{Sn}+^{120}\text{Sn}$ around 20 A MeV**

- A.A. STEFANINI et al.
Zeitschrift Physics A351(1995), pages 167-186.
- [SURAUD90] **L'équation d'état de la matière nucléaire**
E. SURAUD
Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire (France) (1990).
- [TABACARU01] **Signature d'une décomposition spinodale dans la multifragmentation de systèmes nucléaires très lourds**
G. TABACARU
Thèse de l'université d'Orsay, (2001).
- [TIREL98] **Origine dynamique de la multifragmentation**
O. TIREL
Thèse de l'université de Caen, (1998).
- [TOKE95] **Dynamical production of intermediate-mass fragments in peripheral $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$ collisions at $E/A=28$ MeV/u**
J. TOKE et al
Nuclear Physics A583(1995), pages 519-524.
- [VANLAUWE01] **Etude des particules émises à mi-rapacité lors de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaire**
A. VAN LAUWE
Rapport de Stage de D.E.A , rapport interne LPC (2001).
- [VIOLA85] **Systematics of fission fragment total kinetic energy release**
V.E. VIOLA, K. KWIATKOWSKI and M. WALKER
Physical Review C31(1985), pages 1550-1552.
- [WEISSKOPF37] **Statistics and nuclear reactions**
V. WEISSKOPF
Physical Review volume 52 (1937), pages 295.
- [WESTFALL76] **Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy-ion collision**
G.D. WESTFALL
Nuclear Physics volume 37 N18 (1976), pages 1202-1205.