



HAL
open science

Caractérisation de la fusion incomplète dans les réactions $\text{Ar} + \text{KCl}$ à 32, 40, 52 et 74 Mev/u

E. Bisquer

► **To cite this version:**

E. Bisquer. Caractérisation de la fusion incomplète dans les réactions $\text{Ar} + \text{KCl}$ à 32, 40, 52 et 74 Mev/u. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1996. Français. NNT: . tel-00009799

HAL Id: tel-00009799

<https://theses.hal.science/tel-00009799>

Submitted on 22 Jul 2005

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

devant l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

(arrêté du 30.3.1992)

par

BISQUER Eric

Caractérisation de la fusion incomplète
dans les réactions
 $\text{Ar} + \text{KCl}$ à 32,40,52 et 74 Mev/u.

Soutenue le 20 Décembre 1996
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	X.	Artru	
	M.	J.E.	Augustin	
	M.	R.	Dayras	Rapporteur
	M.	A.	Demeyer	
	Mme	M.	Stern	
	M.	B.	Tamain	Rapporteur

à mes parents

à mes grand-parents

Remerciements :

Je tiens tout d'abord à remercier Silicon Graphics pour m'avoir fourni une station de travail au fonctionnement irréprochable depuis 3 ans.

Je n'oublierai pas non plus feu Commodore pour avoir permis la création de l'Amiga. Mon 1200 m'a été indispensable pour de nombreux travaux, et ne mérite vraiment pas de disparaître.

Je remercie le groupe MIL de m'avoir accueilli, et particulièrement A.Demeyer (Professeur à l'UCBL) et M.Stern (Maître de conférences à L'UCBL) pour leur encadrement constant durant ces trois années. Je remercie également les autres membres du groupe, E.Gerlic (Chargé de recherche), D.Guinet (Chargé de recherche) et Philippe Lautesse (Maître de conférences à l'UCBL) avec lequel j'ai pu découvrir la face cachée de la physique nucléaire, la gastronomie française.

Je remercie tous les membres de mon jury de thèse pour leurs nombreuses relectures et corrections de mon manuscrit, J.E.Augustin (Directeur de recherche), X.Artru (Directeur de recherche), R.Dayras (Ingénieur CEA), B.Tamain (Professeur à l'université de Caen), M.Stern (Maître de conférences à l'UCBL), A.Demeyer (Professeur à l'UCBL).

Je remercie également Brigitte Cheynis pour m'avoir formé à l'utilisation de VMS et surtout pour ces traductions multiples de mon résumé de thèse.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers Lionel Vagneron qui m'a appris à monter, contrôler et régler un multidétecteur. Je n'oublierai pas non plus de le remercier pour m'avoir transmis le virus de l'aquariophilie marine, ce qui m'a bien aidé pendant mon travail.

Je n'oublierai pas non plus Alain Giorni et Jean-Baptiste Viano qui ont passé de nombreuses nuits à SARA (Grenoble) pour nous aider au démarrage d'AMPHORA.

Je remercie également toute la collaboration INDRA qui m'a formé à l'étude des mécanismes en physique nucléaire. Je remercie plus particulièrement Bernard Tamain et Roland Dayras pour m'avoir aidé à achever ma thèse dans les délais. Il faut également insister sur la patience de Bernard Borderie qui m'a encadré lors de ma première approche du multidétecteur INDRA.

Je n'oublierai pas de remercier Dominique Durand pour m'avoir fourni son excellent code SIMON, qui est une des briques essentielles de cette thèse. Je remercie Franscesca Gulminelli d'avoir été aussi conciliante quant à l'utilisation de son modèle BNV; suite au petit problème de courrier électronique.

J'ai d'excellent souvenir du trio formé par Diane Doré, Philippe Lautesse et moi-même, qui m'a permis de débiter mon analyse physique des bandes de la première campagne.

Je remercie également M. Broyer de m'avoir inscrit en Licence de Physique sans tenir compte des formalités administratives et sans que cette thèse n'aurait pas vu le jour.

Je remercie également Maurice Giffon qui m'a convaincu de m'inscrire en DEA et de continuer la physique. Et surtout je le remercie pour son honnêteté et ses remarques pertinentes sur la gestion de la recherche française.

Je remercie également Michèle Meyer pour son investissement constant qui a permis à de nombreuses personnes d'accéder à un travail de thèse (non ce n'est pas de la pommade, je le pense !!!). Je n'oublie pas non plus Edgard Elbaz pour les mêmes raisons.

Je dois dire un grand merci à l'équipe d'informaticiens de l'institut Martial-Yves Chartoire (Super VMS), Thierry Ollivier (Mr UNIX), Alain Combroux (Super Net) et Christophe Martin (Mr UNIX 2 Super Bidouille) qui ont supporté mes nombreuses questions.

Toute l'équipe administrative de l'IPNL mérite un grand bravo pour leur travail et leur accueil. Un grand merci à Madame Chausson toujours aussi disponible et souriante.

Je ne dois pas oublier l'adjudant Chef Defaut qui m'a couvert durant mes 10 mois d'armée, me permettant ainsi de suivre mes cours de maîtrise.

J'ai bien sûr oublié toute l'équipe des thésards et de nombreuses autres personnes, je les remercie tous chaleureusement.

Je remercie également mes deux meilleurs copains, parfois un peu pénibles et dissipés, Jean-Noël et François qui m'ont soutenu durant ces trois années.

Je remercie pour finir mes parents et mes grand-parents sans lesquels cette thèse n'existerait pas. Je les remercie pour tout leur travail, souvent ingrat, et les sacrifices qu'ils ont du faire pour me permettre d'atteindre ce but.

Je terminerai par la petite savoyarde qui m'a supporté et soutenu même si c'était plus difficile vers la fin, merci Anne.

Résumé :

L'étude des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires ($10 - > 100$ MeV/u) a montré, la persistance de mécanismes dits de basses énergie, comme la fission, les collisions inélastiques et la fusion incomplète. Le but de cette thèse est de caractériser ce dernier mécanisme aux différentes énergies.

Ce mécanisme est bien connu à basse énergie : nous avons formation d'un noyau composé thermalisé qui va se désexciter soit par fission symétrique, soit par évaporation de particules. L'évènement détecté sera donc un résidu voire deux, associé à des particules essentiellement légères. Le système retenu pour cette analyse était Ar + KCl à différentes énergies 32, 40, 52 et 74 MeV/u. Ces expériences ont été réalisées à l'aide du multidétecteur INDRA à GANIL (CAEN). La qualité de détection d'INDRA nous a permis d'utiliser de nouvelles méthodes d'analyse, à l'aide de variables dites globales. Dans un premier temps nous les avons comparées afin de choisir la mieux adaptée à notre étude. Puis nous avons extrait de nos évènements bruts, les évènements de fusion incomplète, ceci aux énergies de 32, 40, et 52 MeV/u. Il s'est avéré que la proportion de ce mécanisme était très faible à 52 MeV/u voire nulle à 74 MeV/u. Nous avons alors regardé les évènements à trois fragments éventuelle signature de la multifragmentation. Nous n'avons pas trouvé de multifragmentation instantanée accompagnée d'une énergie d'expansion radiale, la désexcitation semble être uniquement séquentielle. Mais une étude supplémentaire sera nécessaire pour conclure. D'autre part nous avons réalisé des simulations BNV, afin de confronter nos résultats expérimentaux avec un code, utilisant une résolution semi-classique de l'équation de transport de Landau-Vlasov. Nous obtenons un bon accord sur la taille du noyau composé formé. En revanche l'énergie d'excitation est mal reproduite. Le code tend à surestimer l'énergie emmenée par le prééquilibre.

Le mécanisme de fusion incomplète "classique" disparaît assez rapidement avec l'énergie et ne semble pas remplacé par une multifragmentation instantanée accompagnée d'une énergie d'expansion.

Abstract

Heavy ion collisions at intermediate energies (10 to 100 A.MeV) have been investigated and gave evidence to the persistency of so-called low energy mechanisms such as incomplete fusion. This thesis aims at determining the energy threshold beyond which such a mechanism does not occur any more.

First we investigated the so-called conventional incomplete fusion. This mechanism is well known from low energy studies : a thermalized compound nucleus is formed which further de-excites by evaporating particles. Residues will be therefore detected in coincidence with mainly light particles. Ar + KCl at incident energies of 32, 40, 52 and 74 A.MeV has been selected for this analysis. These experiments have been performed using the INDRA multidetector in GANIL (Caen). The detection performance of INDRA allowed to use new analysis methods via global variables. In a first step, global variables have been compared in order to find the one that is the most appropriate to our study. Then incomplete fusion events have been extracted from raw events recorded at incident energies of 32, 40 and 52 A.MeV. It turned out that the contribution of this mechanism was very weak at 52 A.MeV and even zero at 74 A.MeV. We then investigated events in which three fragments were detected which could possibly sign multifragmentation. We did not find instantaneous multifragmentation with any expansion contribution. We also performed BNV simulations in order to compare our experimental results to model predictions, solving in a semi-classical way the Vlasov transport equation. A good agreement has been obtained on the size of the compound nucleus formed. however the excitation energy has not been reproduced, as the code seems to overestimate the energy taken away by preequilibrium particles.

Incomplete fusion decreases as a function of energy but is not replaced by instantaneous multifragmentation with any expansion contribution.

Table des matières

Introduction

Chapitre I : Le multidétecteur INDRA

Introduction	18
I Description du détecteur.....	18
I.1 Les modules de détection	18
I.1.a Les chambres d'ionisation	20
I.1.b Les détecteurs Silicium	21
I.1.c Les cristaux d'Iodure de Césium.....	23
II L'électronique d'acquisition	25
Introduction	25
II.1 Le déclenchement du détecteur	25
II.1.a Principe de fonctionnement	25
II.1.b Le sélecteur VXI.....	26
II.1.c Mesure du temps	27
II.2 Le contrôle informatique du détecteur	29
Conclusion	30

Chapitre II : Exploitation des données

Introduction	32
I L'expérience	32
Les énergies incidentes	32
La cible	32
Caractéristiques générales	33
II L'analyse du signal dans les CsI et les Phoswichs.....	36
III La méthode E- Δ E	38
IV La calibration des détecteurs	41
Introduction	41
IV.1 Les Phoswichs.....	41

IV.2 Les Siliciums	42
IV.3 Les chambres d'ionisation	42
IV.4 Les CsI	42
V Les dérives des détecteurs	44
V.1 Le suivi des dérives	44
V.2 Méthode d'extraction	44
V.3 Utilisation de l'information	45
V.3.a Représentation graphique	45
V.3.b Etalonnage et Identification	48

Chapitre III : Choix d'un lot d'évènements

Introduction	50
I Comparaison des différentes variables	50
I.1 Définitions	50
Thrust	50
Erat, Directivité	51
Sphéricité, Coplanarité	51
Isotropie	53
Moment de FOX et WOLFRAM	53
I.2 Le simulateur SIMON	53
I.3 Comparaison	54
Directivité	54
Erat	55
Sphéricité, Coplanarité	55
Isotropie	56
Moment de FOX	56
Conclusion	60
II Données et sélections : Ar + KCL à 32 MeV/u	60
Introduction	60
II.1 Sélection	60
Conclusion	64

Chapitre IV : Etude des évènements de fusion incomplète : Ar + KCl 32 MeV/u

Introduction	66
I Multiplicité et Z_{max}	66
II Paramètre d'impact	66
III Forme de l'évènement	69
IV Evènements de fusion	73
IV.1 Binaire ou Fission ?	73
IV.2 Etude du résidu d'évaporation	79
IV.2.a Taille de la source	81
IV.2.b Energie d'excitation	83
IV.3 Simulation et Section efficace	85
IV.3.a Simulation	85
IV.3.b Section efficace	86
IV.4 Etude des fragments de fission	89
Conclusion	89

Chapitre V : Evolution avec l'énergie : Ar + KCl 40, 52, 74 MeV/u

Introduction	92
I Ar + KCl 40 MeV/u	92
I.1 Taille de la source, Energie d'excitation	95
I.2 Simulation et section efficace	95
II Ar + KCl 52 MeV/u	99
III Multifragmentation instantanée ou séquentielle ?	103
Conclusion	116

Chapitre VI : Simulation BNV et Expérience

Introduction	118
I Le code BNV.....	118
II Comparaison simulation expérience.....	120
II.1 Ar + KCl 32 MeV/u	120
II.2 Ar + KCl 40 MeV/u	121
II.3 Ar + KCl 52 MeV/u	121
II.4 Ar + KCl 74 MeV/u	121
Conclusion	122

Conclusion

Annexe 1 : Le simulateur SIMON

Introduction	126
I Configuration de départ	126
II Désexcitation	129

Références

Introduction

La physique des ions lourds a pris son essor dans les années 1960 avec l'apparition des premiers accélérateurs. Actuellement nous avons accès à une grande variété de faisceaux, allant du carbone à l'uranium. Ceux-ci sont disponibles dans une large gamme d'énergies allant de quelques MeV à plusieurs GeV par nucléon. Ces accélérateurs nous permettent d'étudier la matière nucléaire par l'intermédiaire de noyaux chauds obtenus par collision d'un noyau projectile avec un noyau cible. Cela permet de porter la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de température et de densité et d'observer ainsi sa désexcitation ([SUR89], [SUR90], [PEI93], [DUR95]).

On peut distinguer deux grandes classes de collisions. D'une part les collisions périphériques telles que les diffusions inélastiques qui correspondent à de grands paramètres d'impact, conduisent essentiellement à deux produits de réaction ayant une mémoire de la voie d'entrée. Ces deux produits peuvent également se désexciter, surtout dans le cas d'une collision inélastique profonde appelée DIP (Deep Inelastic Process). On peut donc avoir plusieurs fragments dans les produits finaux. D'autre part les collisions centrales ou semi-centrales, correspondant à de petits paramètres d'impact, peuvent conduire à une seule source d'émission comme dans le cas d'une fusion complète des deux noyaux cible et projectile; le noyau composé perd la mémoire de la voie d'entrée dans le sens où l'on ne peut plus distinguer le projectile de la cible.

En plus de cette classification on peut distinguer trois domaines d'étude : Les basses énergies ($E_{\text{incident}} < 10 \text{ MeV/nucleon}$) pour lesquelles les mécanismes d'excitation et de désexcitation du noyau sont essentiellement collectifs. Cela signifie qu'un nucléon se déplace dans un "champ moyen" créé par les autres nucléons. A ces énergies la fusion est essentiellement suivie de désexcitations statistiques par évaporation de particules légères (protons et alphas) puis de γ en fin de chaîne. On rencontre également le processus de décroissance par fission symétrique très présent pour des systèmes lourds. Dans le cas des hautes énergies ($E_{\text{incident}} > 100 \text{ MeV/nucleon}$) les mécanismes sont régis par le potentiel nucléon-nucléon. On assiste à des phénomènes du type vaporisation et multifragmentation pour lesquels le composite se brise instantanément en particules légères (protons et alphas) ou en fragments de masse intermédiaire (IMF). Nous avons également des collisions type "participant-spectateur", une partie seulement des nucléons des deux noyaux interagit, l'autre partie ne participe pas à la réaction. Nous arrivons dans le domaine des énergies intermédiaires ($10 \text{ MeV/nucleon} < E_{\text{incident}} < 100 \text{ MeV/nucleon}$) dans lequel existe une compétition, un mélange entre les différents types de mécanismes décrits précédemment. C'est dans cette région que le seuil du processus de vaporisation a été récemment observé dans les collisions Ar + Ni ([RIV96], [BOR96]). De plus le phénomène de fusion complète [BIR83], bien connu à basse énergie, va se transformer en fusion incomplète ([MAG95], [MAG94]) suivie

d'une désexcitation statistique, ou en fusion incomplète suivie aussitôt d'une multifragmentation observée récemment dans le cas de Xe + Sn à 50 MeV/u [MAR96].

L'étude de tous ces phénomènes nécessite de détecter tous les produits de la réaction. Devant cet impératif on a construit des multidétecteurs capables d'enregistrer, événement par événement les collisions entre ions lourds. La première génération de détecteurs FOPI (GSI), MINIBALL (USA), AMPHORA (SARA), NAUTILUS (GANIL) a donné de nombreux résultats très intéressants, mais elle possédait de nombreux défauts. Certains des détecteurs ne couvraient qu'un pourcentage limité des 4π stéradian, limitant ainsi le type de réactions à étudier. En effet si l'on ne couvre que l'avant du faisceau par exemple, on est limité aux réactions dont les produits sont essentiellement émis vers l'avant, comme les collisions en cinématique inverse. Le nombre de détecteurs était limité ce qui entraînait une granulométrie insuffisante. De plus les seuils de détections étaient importants (quelques MeV/u). Devant les résultats prometteurs de cette première génération, et dans le but d'étudier plus particulièrement la multifragmentation aux énergies intermédiaires, INDRA a été construit en corrigeant au maximum les inconvénients cités et est récemment rentré en fonction au GANIL (CAEN). Cet accélérateur permet de fabriquer des faisceaux variés allant en moyenne de 20 à 100 MeV/u, couvrant ainsi le domaine des énergies intermédiaires qui nous intéresse.

Le but de cette thèse est de caractériser la fusion incomplète dans les réactions Ar + KCl.

Voyons tout d'abord les différentes méthodes utilisées jusqu'alors pour cette étude. A basse énergie, dans le cas d'une fusion complète conduisant à un système lourd, la méthode principale est l'analyse de l'angle relatif entre les deux fragments de fission, appelé angle de "folding". On a alors des réactions du type fusion-fission (figure 1).

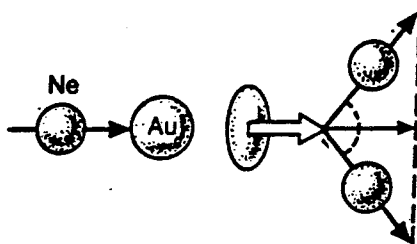


Figure 1 : Fusion Ne + Au puis fission symétrique [FUC94]

Si le noyau composé était au repos, l'angle entre les deux produits de fission serait de 180° .

La différence par rapport à cet angle est donc un indicateur de la vitesse du noyau composé, donc du moment linéaire transféré lors de la collision. L'angle de folding n'est pas unique car les deux fragments de fission vont se désexciter par évaporation de particules légères entraînant ainsi des effets de recul. Mais les désexcitations étant isotropes, l'angle de folding est conservé en moyenne. On peut voir sur la figure 2, une évolution de ces distributions d'angles relatifs avec l'énergie.

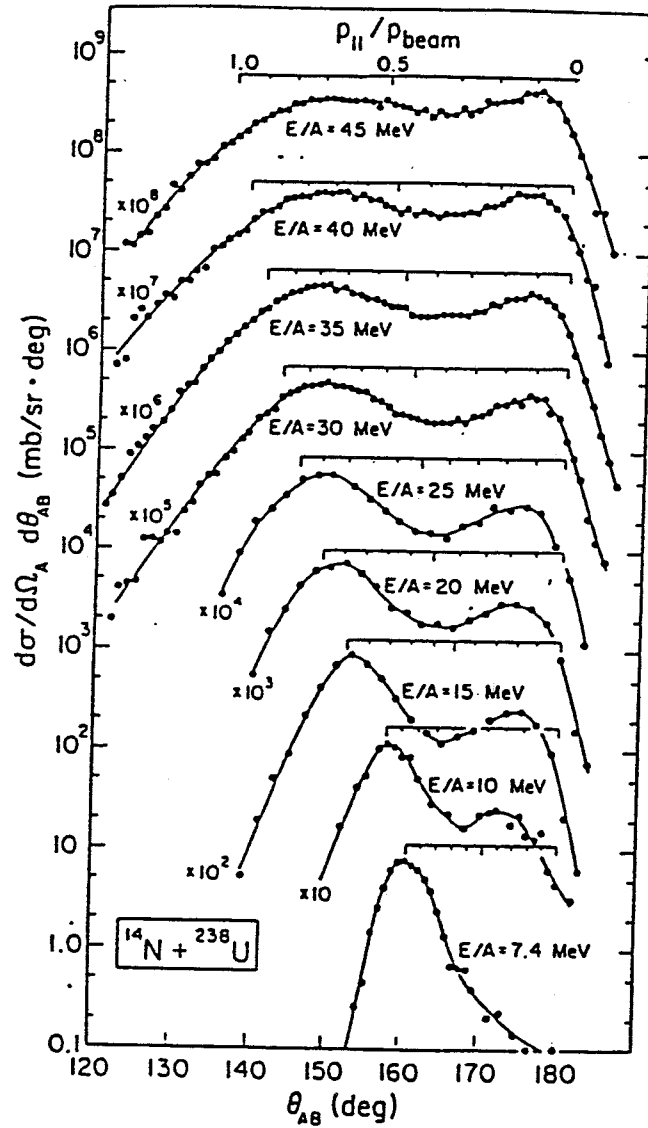


Figure 2 : Distributions d'angles relatifs de fragments de fission pour la collision $^{14}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ [FAT85]

A basse énergie (7.4 MeV/u) nous avons une bosse qui correspond au noyau de fusion complète, donc au moment linéaire transféré maximum. Lorsque l'énergie par nucléon augmente, il y a apparition d'une seconde bosse vers les angles relatifs de 180°, qui prend de plus en plus d'importance pour devenir prépondérante à l'énergie $E = 45$ MeV/u. La bosse de fusion complète disparaît. Cela ne signifie pas que la fusion disparaît mais que la désexcitation utilisant la voie de fission n'est plus favorisée. La seconde bosse correspond à une collision inélastique dans laquelle l'uranium a fini par fissionner.

Lorsque l'on ne peut plus utiliser ce type d'analyse, la désexcitation par évaporation de particules devenant prépondérante, on utilise, pour les systèmes légers, une mesure de la vitesse de recul du résidu d'évaporation; il s'agit également d'un bon indicateur du moment transféré, donc du degré de fusion incomplète. La figure 3 représente deux distributions de vitesse du résidu, pour deux énergies différentes. La flèche marque la vitesse du centre de masse. On remarque que le décalage de la distribution par rapport à cette vitesse augmente avec l'énergie incidente, ce qui signifie que la fusion est de moins en moins complète. Dans le cas d'un système symétrique la vitesse du résidu étant toujours centrée sur le centre de masse, on ne peut donc plus utiliser cette méthode.

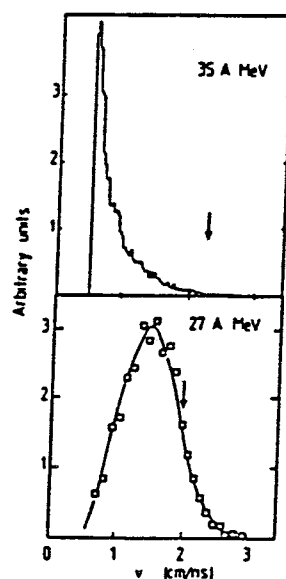


Figure 3 : Distribution de vitesse du résidu d'évaporation Ar + Ag à 27 et 35 MeV/u [BIZ86]

Nous avons vu que la caractérisation des événements de fusion à basse énergie n'est plus applicable dans notre domaine, système symétrique léger aux énergies intermédiaires. D'autre part la désexcitation du noyau de fusion pouvant être de la multifragmentation, nous devons absolument modifier notre approche.

En effet pour des énergies plus importantes, le processus de fusion incomplète peut aboutir à de la multifragmentation. Ce phénomène est mal compris et de nombreuses approches théoriques tentent de l'expliquer. Nous pouvons en dénombrer trois différentes. La première est une approche statistique [FRI90], le système supposé équilibré subit une expansion radiale, il se refroidit dans un premier temps par émission de particules légères énergétiques puis émet des fragments. La désexcitation est alors un ensemble de processus binaires séquentiels. La seconde ([GRO90], [BON85], [BAR86]) amène le système jusqu'à une configuration appelée "Freeze-out". Les fragments apparaissent pendant cette phase d'expansion et interagissent avec le milieu, l'interaction cesse lorsque le noyau atteint le rayon de "Freeze-out". On suppose alors que l'équilibre thermodynamique est atteint. Les différentes configurations sont tirées au hasard, leur probabilité d'existence dépend de l'espace des phases disponible en tenant compte du mouvement des fragments et de leurs énergies d'excitation. On a ainsi une production multiple et simultanée de fragments. La configuration initiale est seulement modifiée par interaction coulombienne entre les fragments et par émission secondaire de particules légères. La dernière et troisième approche utilise le concept d'instabilité spinodale ([SUR90], [CHO91], [BUR92]). Le système initialement comprimé et chaud subit une dilatation et rentre dans une région de basse densité, la zone spinodale, qui est très instable mécaniquement. En effet dans cette région une perturbation, amortie dans la matière nucléaire standard, se retrouve amplifiée et provoque la brisure du système en de multiples fragments.

La base de notre analyse sera donc la caractérisation d'une source unique d'émission de particules et de fragments. En effet la formation d'un noyau composé équilibré qui se désexcite de façon évaporative ou qui multifragmente avant équilibration correspond à ce concept de source unique. Le multidétecteur INDRA (chapitre I) nous donne accès à des lots d'événements bruts (chapitre II) contenant divers types de réactions allant des collisions périphériques aux centrales. Il faut donc extraire de ce lot, les événements dont les produits proviennent d'une seule source d'émission. Nous avons donc cherché une méthode de sélection à l'aide de variables dites globales. Il s'agit de variables contenant une information sur la forme de l'événement dans l'espace des énergies et donc dans l'espace des configurations. Celles-ci ont été testées à l'aide d'un modèle théorique afin de comparer leurs capacités respectives à discriminer une source de deux sources très proches (chapitre III). Le moment de FOX et WOLFRAM d'ordre 2 est ressorti de cette analyse. A l'aide de cette variable nous avons recherché les événements de fusion incomplète dite "classique" pour Ar + KCl à 32 MeV/u. Nous l'avons appelée classique pour rappeler le mécanisme bien connu de basse énergie : le noyau composé de fusion se désexcite soit par fission symétrique, soit par évaporation de particules essentiellement légères (protons et alphas) (chapitre IV).

Puis nous regarderons l'évolution de la section efficace du mécanisme de fusion-évaporation, avec l'énergie (40, 52, 74 MeV/u). Ce mode de désexcitation aurait pu être remplacé par de la

placé par de la multifragmentation comme le suggèrent les premiers travaux d'analyse d'INDRA. Nous avons donc effectué un tri supplémentaire très sélectif en angle de flot pour étudier les événements à trois fragments (chapitre V).

Nous avons, pour finir, confronté nos résultats expérimentaux avec un modèle de résolution semi-classique de l'équation de Landau-Vlasov : L'approche BNV (Boltzmann-Nordheim-Vlasov) (Chapitre VI) [BON94]). Cette analyse permet de tester ce modèle qui nous fournit la taille du noyau et son énergie d'excitation avant désexcitation que nous comparerons à nos résultats.

CHAPITRE I

Le multidétecteur INDRA

Le Multidétecteur INDRA

Introduction :

INDRA a été conçu pour étudier les collisions les plus centrales afin de pouvoir étudier d'éventuels événements de multifragmentation. Dans ce but, un très grand soin a été apporté au choix et à la qualité des détecteurs utilisés.

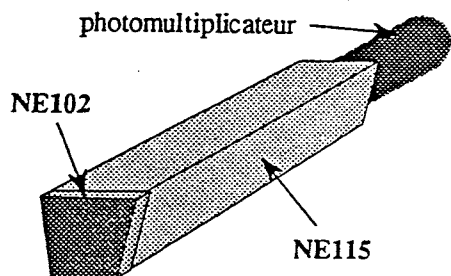
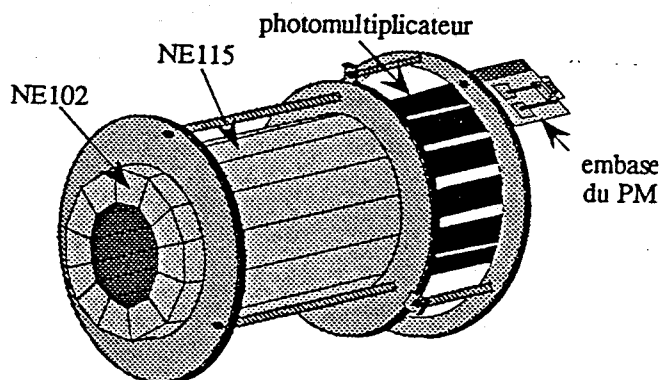
I Description du détecteur :

Afin de couvrir au mieux l'espace, INDRA est composé de 17 couronnes centrées sur l'axe du faisceau. Ainsi de part sa construction il est symétrique en angle azimutal (Figure I.2).

Chaque couronne comprend une série de modules de détection (8 ou 12) Chaque module est constitué de un ou plusieurs éléments de détection (3 en moyenne).

I.1 Les modules de détection :

Pour $2^\circ < \vartheta < 3^\circ$ chaque module est un détecteur phoswich (couplage de deux plastiques scintillants : NE102 + NE115) capable d'accepter les taux de comptages élevés rencontrés aux angles avants (Figure I.1).



	e (mm)	τ (ns)	l_{att} (cm)	λ (nm)
NE102	0,5	2,4	250	423
NE115	250,0	320,0	60	395

Figure I-1 : Couronnes 1, 12 Phoswichs

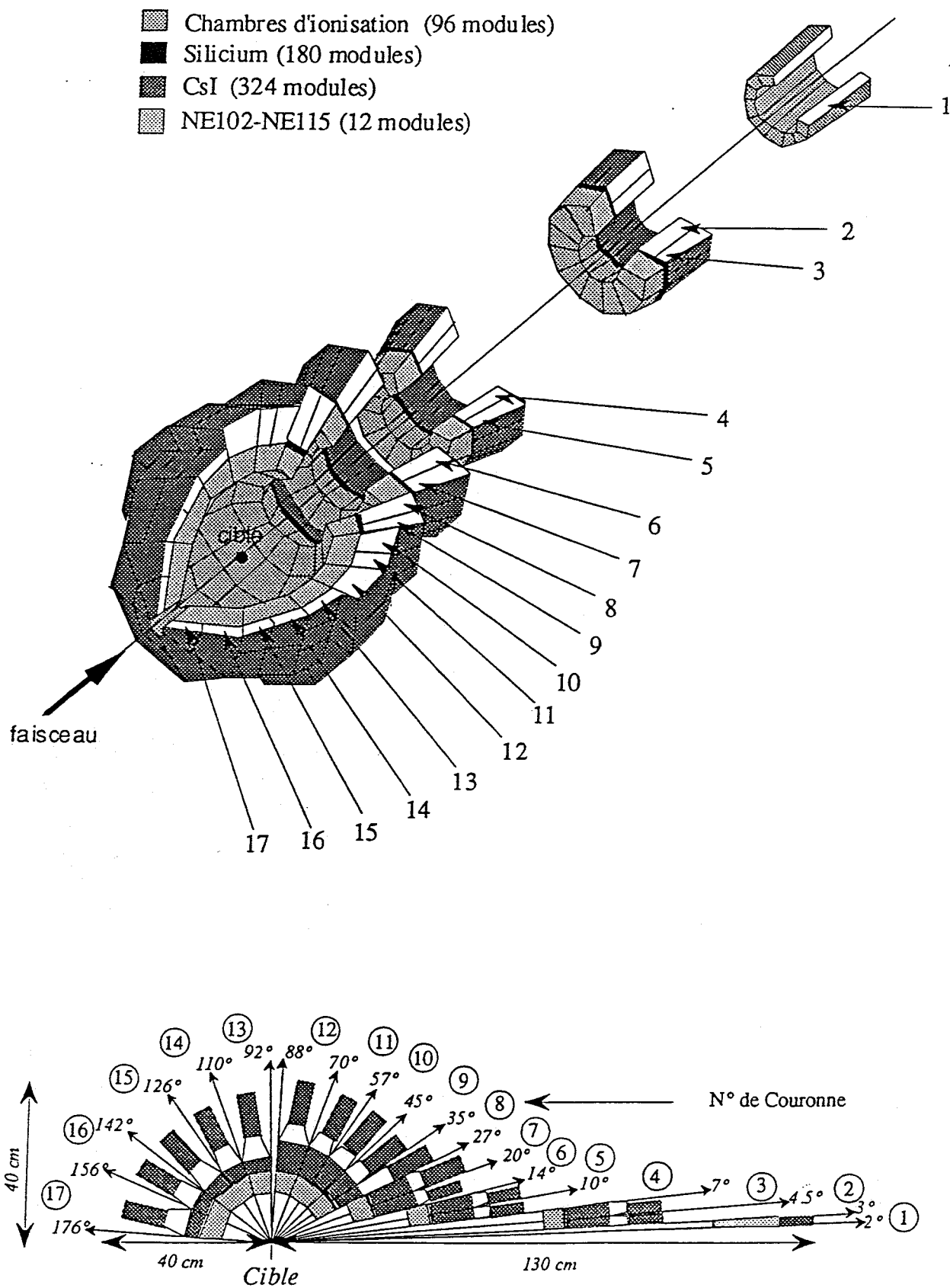


Figure I-2 : Vue d'ensemble du multidétecteur

Pour $3^\circ < \vartheta < 45^\circ$. Chacun des modules est constitué d'une chambre d'ionisation (CI) associée à quatre jonctions silicium (SI) et à quatre cristaux d'iodure de césium (CsI) couplés à quatre photomultiplicateurs (Figure I.3). Chaque élément de ces modules a été choisi pour ses particularités bien précises. En effet la chambre d'ionisation permet d'avoir des seuils de détection très bas, la jonction silicium permet une identification précise des charges jusqu'à $Z = 50$ et enfin le CsI permet une identification en charge et en masse des particules légères ($Z=1$ à 3) jusqu'à 150 Mev/u.

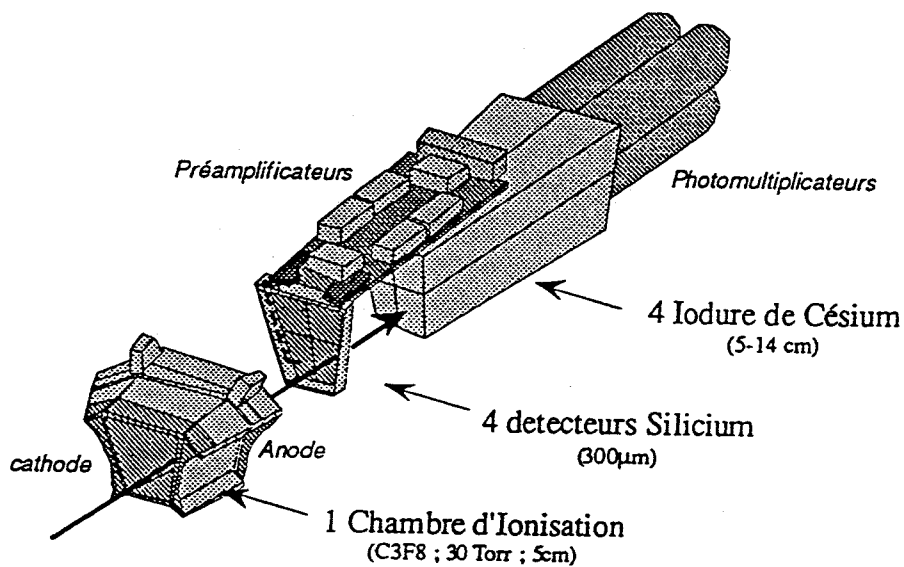


Figure I-3 : Module d'INDRA, couronnes avant

Pour $45^\circ < \vartheta < 176^\circ$ la jonction silicium a été retirée.

Regardons plus précisément les détecteurs utilisés dans chaque module.

I.1.a Les chambres d'ionisation :

Il en existe deux sortes. Aux angles avant $3^\circ < \vartheta < 27^\circ$ chaque couronne a sa propre série de 12 chambres. L'alimentation en gaz est commune aux 12 chambres. Il s'agit de chambres axiales, cela signifie que la collection de charges se fait le long de la trajectoire de la particule détectée. Deux feuilles de mylar aluminisées forment la cathode et l'anode de la chambre. La cathode est commune à toutes les cellules d'une même couronne, alors que l'anode est propre

à chaque chambre.

Aux plus grands angles ($\vartheta > 27^\circ$) les chambres sont regroupées en deux structures similaires une pour $27^\circ < \vartheta < 88^\circ$ et l'autre pour $92^\circ < \vartheta < 176^\circ$. La première qui regroupe les couronnes 8 à 12 est composée de 36 chambres individuelles (Figure I.4). Comme pour les couronnes avant, la cathode est commune à l'ensemble des chambres et chaque anode est indépendante. La seconde structure couvre les couronnes 13 à 17 de la même manière.

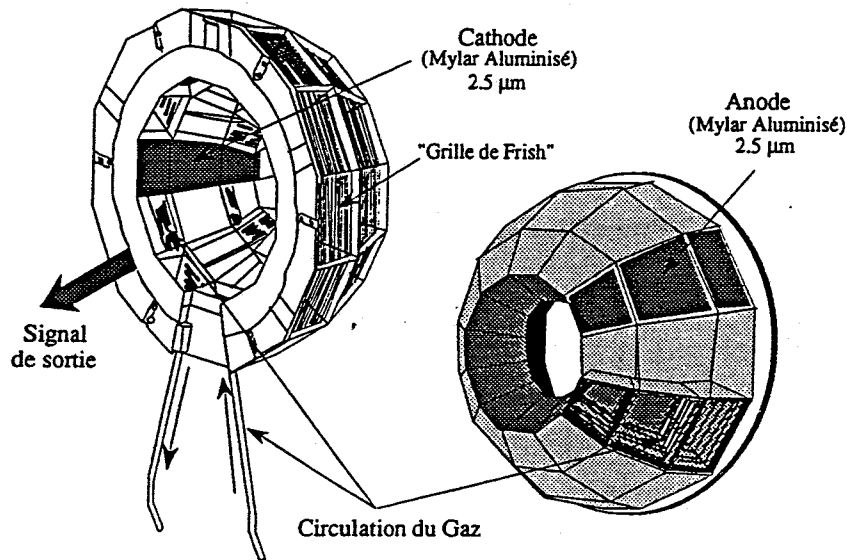


Figure I-4 : Chambres d'ionisation (Couronnes 8 à 12)

Toutes ces chambres ont été conçues pour fonctionner avec 30 à 50 Torr de CF_4 ou C_3F_8 , ceci permettant d'atteindre des seuils d'identification très bas (Figure I.5).

I.1.b Les détecteurs Silicium :

Aux angles avant afin d'obtenir une bonne identification en Z et une bonne résolution en énergie pour les ions les plus lourds des jonctions silicium ont été intercalées entre la chambre et le CsI. Le nombre de particules énergétiques étant plus élevé que celui des fragments le nombre de jonctions silicium devait être supérieur à celui des chambres. Les jonctions ont donc la même dimension que les CI mais sont subdivisées en trois ou quatre sections indépendantes (Tableau I.8). D'autre part la zone morte à la périphérie de ces détecteurs est seulement de 0.7 mm (Figure I.6).

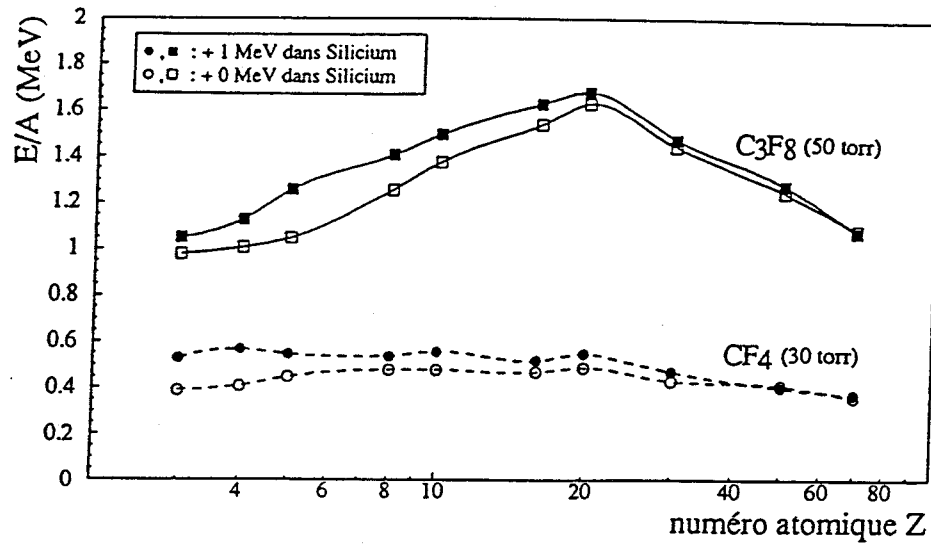


Figure I-5 : Seuils d'identification des chambres d'ionisation

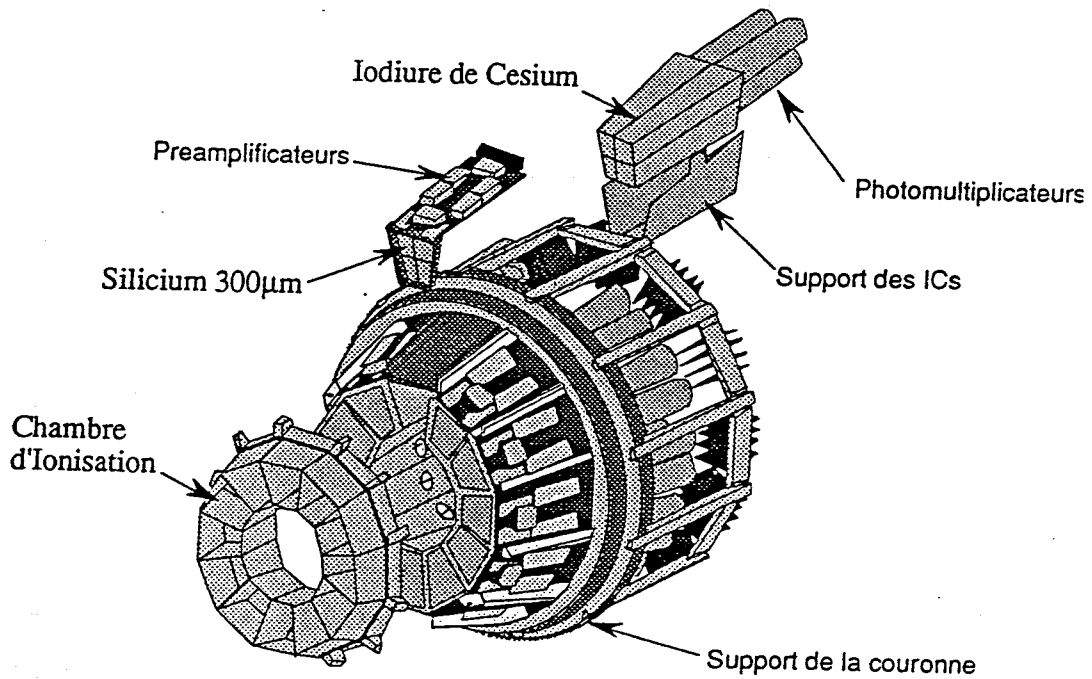


Figure I-6 : Couronnes 4 et 5

I.1.c Les cristaux d'Iodure de Césium :

Les CsI ont été choisis pour la détection des particules légères (p, d, t, ^3He et alpha) et des fragments rapides. Ils sont utilisés en conjonction avec les siliciums ou les chambres d'ionisation. Leur épaisseur a été déterminée par l'énergie maximale des protons à détecter (Tableau I.7). D'autre part celle-ci a été augmentée afin de maximiser la collection de lumière sans utiliser de guide de lumière. Afin d'améliorer les seuils de détection, on a utilisé des photomultiplicateurs au lieu de photo-diodes. De plus une très grande attention a été portée à l'uniformité du cristal : une fluctuation de 5 % a été tolérée à l'intérieur d'un même cristal et une de 15 % pour des cristaux différents d'une même couronne. Ces cristaux sont surveillés à l'aide d'un signal laser, permettant ainsi d'en suivre les dérives .

couronnes	2 à 5	6 à 9	10 et 11	12 et 13	12 à 17
épaisseur hors tout	14 cm	10 cm	7,5 cm	5,5 cm	4,5 cm
épaisseur utile	10 cm	7 cm	5 cm	3 cm	3 cm
énergie max. protons	195 MeV	160 MeV	120 MeV	95 MeV	95 MeV

Tableau I-7 : Caractéristiques des CsI

Nous avons regroupé sur le tableau I.8 [POU95], un résumé des caractéristiques du multidétecteur INDRA. Celui-ci présente le nombre de détecteurs, leurs caractéristiques ainsi que le domaine angulaire qu'ils couvrent.

Phoswich NE102 - NE115							
Cour N°	θ (°)	N	$\Delta\Phi$ (°)	e NE102 (cm)	e NE115 (cm)	d (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)
1	2 à 3	12	30	0.05	25	130	0,37

Cour N°	θ (°)	Chambre d'ionisation						Silicium		Iodure de Cesium			
		N	e (cm)	$\Delta\Phi$ (°)	d (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)	n ICs	N	e (μm)	N	$\Delta\Phi$ (°)	e (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)
2	3 à 4.5	12	5	30	65.5	3.4	3	12	300	12	30	14	0.82
3	4.5 à 7							24	300	24	15	14	1.29
4	7 à 10	12	5	30	31.5	11.4	4	24	300	24	15	14	2.10
5	10 à 14							24	300	24	15	14	3.59
6	14 à 20	12	5	30	25	40.4	4	24	300	24	15	10	8.00
7	20 à 27							24	300	24	15	10	12.2
8	27 à 35	12	5	30	12	96.0	4	24	300	24	15	10	18.7
9	35 à 45							24	300	24	15	10	29.3
10	45 à 57	12	5	30	12	187	4			24	15	8	41.7
11	57 à 70									24	15	8	52.0
12	70 à 88	12	5	30	12	160	2			24	15	6	79.8
13	92 à 110	8	5	45	12	239	3			24	15	5	79.8
14	110 à 126	8	5	45	12	340	4			16	22.5	5	93.5
15	126 à 142									16	22.5	5	76.6
16	142 à 157	8	5	45	12	159	2			8	45	5	99.1
17	157 à 176									8	45	5	59.5

θ angle polaire
 ϕ angle azimutal
N nombre de détecteurs par couronne
e épaisseur du détecteur
d distance du détecteur à la cible
 $\Delta\Omega$ angle solide du détecteur
n nombre de ICs derrière une chambre d'ionisation

Tableau I-8 : Caractéristiques d'INDRA

II L'électronique d'acquisition :

Introduction

La dynamique de détection d'une cellule est fortement dépendante de la qualité de l'électronique utilisée [POU96].

En effet les chambres d'ionisation doivent détecter des alphas de quelques keV jusqu'aux Ions Lourds lents de 250 MeV et les siliciums doivent détecter des uraniums de 5 GeV jusqu'aux protons de quelques MeV. D'où la nécessité de réduire les bruits au minimum (Pompes à vide, accélérateur, etc...)

Dans ce but les préamplificateurs, les photomultiplicateurs ainsi que leurs bases ont été placés dans la chambre à vide tout près de la cellule de détection. De plus l'électronique d'acquisition a été placée dans la salle du détecteur. Ce dispositif impose un contrôle en ligne pratiquement total à l'aide d'ordinateurs. Les signaux analogiques sont également contrôlés de cette manière.

Une partie de l'électronique a été développée en standard VXI (Vme eXtension for Instrumentation) qui grâce à sa très forte intégration a permis de regrouper tous les codeurs en seulement 7 modules.

Ce sont les chambres d'ionisation et les jonctions siliciums qui doivent avoir la plus grande dynamique. Un très grand soin a été apporté à la mise à la terre et au blindage des câbles. De ce fait le bruit est inférieur au mV durant le fonctionnement normal du détecteur. Les préamplificateurs sont protégés de la HF. Les gains utilisés sont de 2 mV/MeV pour les Si et de 200 mV/MeV pour les CI. La consommation s'élève à 0.5 W par préamplificateur soit une consommation totale de 110 W. Le tout étant placé dans la chambre à vide il a fallu utiliser un circuit de refroidissement à l'alcool.

II.1 Le déclenchement du détecteur :

Celui-ci fonctionne en mode asynchrone. Nous en verrons plus loin la raison.

Le déclenchement ou "trigger" est composé de trois types de modules : un regroupeur au standard NIM, un module corrélateur VXI et enfin le module sélecteur VXI qui valide ou non le déclenchement

II.1.a Principe de fonctionnement :

Nous pouvons distinguer quatre phases dans l'acquisition des données: Tout d'abord la définition du groupe d'évènements, l'identification de l'évènement puis le déclenchement de

l'acquisition et enfin le contrôle du codage.

Voyons ceci plus en détail (Figure I.9).

Tout d'abord le module NIM regroupe les signaux provenant des DFC (Discriminateur à Fraction Constante) associés aux différents types de détecteurs (CI, Si, CsI, Phos) en un seul signal. Puis les sous-groupes de détection sont sommés afin de former des signaux de multiplicités (300 μA par cellule). Notons que l'on peut former les sous-groupes de détection de deux manières soit par couronne soit par type de détecteur. Ces signaux de multiplicité sont ensuite envoyés au module sélecteur.

II.1.b Le Sélecteur VXi :

Il s'agit du module le plus important du trigger.

Son fonctionnement est basé sur un module à 8 groupes d'entrées qui va générer une cellule de décision codée sur 8 bits.

Les trois premiers groupes sont des ensembles de 8 signaux de multiplicité provenant des regroupements, le tout validé par ordinateur. Les signaux restants sont ensuite sommés et comparés à une multiplicité prédéfinie comprise entre 1 et 15.

Le quatrième groupe comprend 16 entrées, il correspond à l'image des détecteurs de calibration touchés. Il y en a un par couronne d'où les 16 entrées pour les couronnes 2- >17.

Le cinquième groupe comprend également 16 entrées, mais cette fois-ci il s'agit de l'image des couronnes touchées (2- >17).

Les groupes 6 à 8 sont réservés pour d'éventuels déclenchements externes, ils possèdent une entrée NIM chacun.

Si un seul de ces groupes est validé une porte de longueur variable est envoyée, les 8 bits sont remplis puis comparés à 256 séquences prédéfinies. C'est alors que le signal de validation de quelques μs est envoyé à travers le module corrélateur. Si le signal de validation n'arrive pas les codeurs s'initialisent automatiquement. C'est en ce sens que le trigger est asynchrone, l'information est disponible en permanence, elle n'est enregistrée que si l'on a l'autorisation de celui-ci. Le fait que le signal de validation puisse être assez "long" permet la réalisation de fonctions de déclenchement complexes ainsi que l'intégration de détecteurs lents.

D'autre part le sélecteur s'occupe des signaux tests, il les synchronise et donne leur fréquence de déclenchement. (10 Hz laser, 40 Hz CI, Si et signal du Codeur). Il mesure également le temps mort.

II.1.c Mesure du temps :

Il faut pouvoir distinguer correctement deux évènements qui ne viennent pas du même paquet de particules ou "burst". Typiquement à GANIL deux bursts sont séparés de 80 à 120 ns, une résolution de 10 ns est donc suffisante. Pour cela des marqueurs de temps (96 voies VXI) cadencés à 100 MHz par le bus VXI utilisent la sortie du DFC. Chaque voie est associée à une échelle déclenchée par la sortie du DFC. Elle s'arrête et se remet à zéro d'elle-même en arrivant à la fin de l'échelle.

On peut ainsi suivre l'activité de chaque cellule selon différentes échelles de temps que l'on peut définir logiciellement (1.25, 2.5,5 et 10 μs)

Dès qu'un évènement est validé l'échelle est stoppée, lue puis remise à zéro.

Cela permet d'avoir une vue de l'efficacité du détecteur évènement par évènement et de rejeter ainsi les empilements de deux bursts successifs.

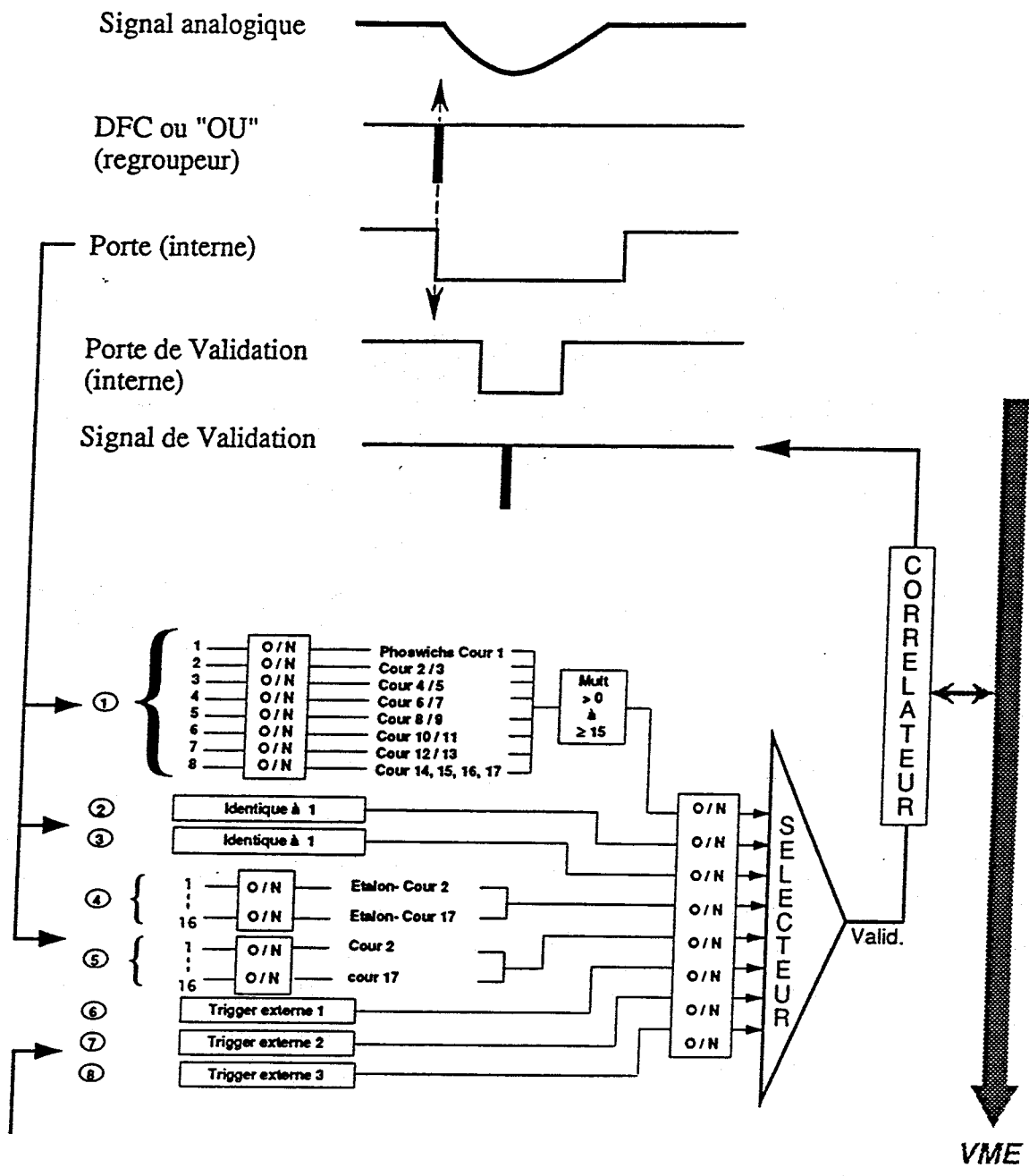


Figure I-9 : Fonctionnement du trigger

II.2 Le contrôle informatique du détecteur :

L'électronique du détecteur étant placée soit dans la chambre à vide, soit dans la salle du détecteur, il a fallu mettre en place un contrôle informatique des principaux paramètres (Figure I.10).

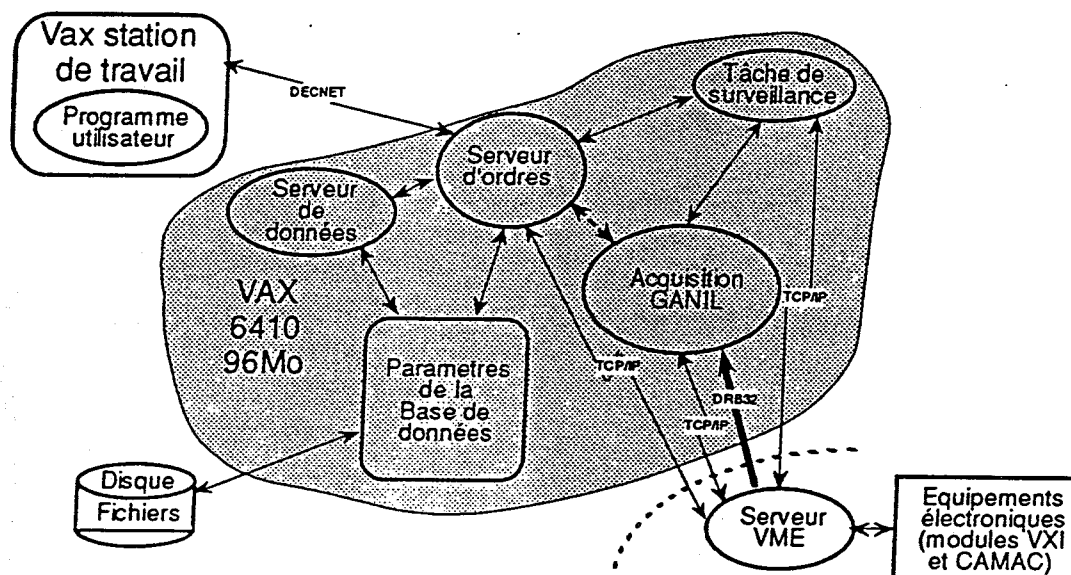


Figure I-10 : Commandes et contrôles de l'acquisition

INDRA utilise l'acquisition générale du GANIL fonctionnant sur un VAX 6410 utilisant le standard VME. La machine possède 96 Mo de mémoire vive dont 64 sont réservés à l'incrémentement des spectres. D'autre part toutes les données peuvent être redirigées vers des stations indépendantes pour une analyse spécifique ou bien un contrôle en ligne. Trois à quatre stations indépendantes sont utilisées dans la salle d'acquisition d'INDRA pour le contrôle en ligne des détecteurs (biparamétriques, marqueurs de temps, état de chambres d'ionisation etc...). Le taux d'acquisition est typiquement de 400 evt/s.

Conclusion :

Le multidétecteur INDRA est actuellement le détecteur le plus performant dans le domaine des énergies intermédiaires. En effet sa couverture géométrique de l'espace est de 90 % de 4π . Les seuils d'identification de ses détecteurs peuvent descendre jusqu'à 1 MeV/u (Tableau I.11). D'autre part les modules de détection permettent une identification en charge jusqu'à $Z = 50$ ainsi qu'une identification en masse de p, d, t, ^3He et ^4He jusqu'à une énergie de 150 MeV/u ce qui représente une dynamique considérable.

	angle polaire couvert θ	Energie par nucléon (MeV/u)	
		Part. légères	Fragments
Phoswichs	2 à 3°	$6 \leq E_p \leq 200$	de $6 \leq E/A$ pour $Z=1$ à $23 \leq E/A$ pour $Z=36$
Ch Io + Si	3 à 45°		$0,8 \leq E/A \leq 15$
Si + ICs	3 à 45°	$6 \leq E_p \leq 50$	$15 \leq E/A$
Ch Io + ICs	45 à 176°		$0,8 \leq E/A$
ICs (Rap-Lent)	3 à 176°	$10 \leq E_p \leq 100$ à 200 selon couronne	

Tableau I-11 : Energies minimales permettant d'identifier les particules

CHAPITRE II

Exploitation des données

Exploitation des données

Introduction :

L'exploitation des informations fournies par le détecteur représente un ensemble de tâches longues et rigoureuses. En effet comme nous le verrons par la suite c'est de la qualité du travail systématique de dépouillement que dépendra la qualité de l'analyse physique des résultats.

I L'expérience :

Les expériences Ar + KCl que nous allons analyser font partie de la première campagne de mesures du multidétecteur INDRA au GANIL.

La collaboration a regroupé ces diverses expériences en campagne de mesures de manière à ne démarrer le détecteur qu'un nombre limité de fois. En effet il faut rappeler que l'on doit calibrer le détecteur pour chaque nouvelle expérience. L'opération étant longue, regrouper les expériences permet de ne calibrer le détecteur qu'une seule fois. C'est à la fois un avantage car cela évite les problèmes liés au démarrage comme la stabilité des photomultiplicateurs et un inconvénient car cela exige un fonctionnement irréprochable de celui-ci pendant deux mois. Cette première campagne a montré la fiabilité du multidétecteur qui est resté stable pendant toute cette période.

Les énergies incidentes :

Nous avons utilisé un faisceau d'argon de charge 18 et de masse 36 entièrement épluché de ces électrons. Excepté le faisceau de 32 MeV/u, les autres ont été obtenus en dégradant celui de 95 MeV/u. En effet on peut baisser l'énergie du faisceau en tirant sur une cible, appelée dégradeur située à la sortie du deuxième cyclotron puis en sélectionnant l'énergie désirée à l'aide du spectromètre α . Nous avons regroupé les caractéristiques des différents faisceaux dans le tableau II.1.

La cible :

Nous voulions une cible se rapprochant le plus possible de l'argon afin d'avoir un système symétrique. En effet, le but est de maximiser l'énergie par nucléon disponible dans le centre de masse, or le maximum est obtenu dans le cas d'un système totalement symétrique; cette énergie est alors égale au quart de l'énergie incidente. Le calcium aurait pu convenir, mais il n'a pas été retenu car il est très oxydable. Son utilisation aurait nécessité de manipuler les cibles entièrement sous vide ce qui n'est pas possible avec INDRA. On s'est donc orienté vers une cible mixte de KCl ($^{39}_{19}K$, $^{35}_{17}Cl$) ce qui nous donne en moyenne $Z=18$ et $A=37$. Il y a tout de

même des inconvénients : le chlorure de potassium cristallise très facilement ce qui entraîne des variations d'épaisseur de la cible; de plus il s'agit d'un matériau fragile, ce qui oblige à déposer la cible sur un support de carbone. On a donc opté pour une cible de KCl de $410 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ déposé sur une feuille de C de $24 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Un très grand soin a été apporté à la fabrication des cibles ce qui a permis d'avoir des fluctuations d'épaisseur inférieures à 15%.

E (MeV/u)	E _{faisc} (MeV/u)	Bp	Etat de charge Q	F _{faisc} (Hz)	T _{faisc} (ns)
32	31,536	1,6297	18 +	8,77	114,0
95	95,225	2,8791	18 +	13,45	74,3
40	39,973	1,8388	"	"	"
52	51,656	2,0977	"	"	"
74	74,002	2,5243	"	"	"

Tableau II.1: Caractéristiques des faisceaux d'Argon

Cependant le support de carbone va induire des collisions parasites, celles-ci ont été estimées par V.Métivier [MET95] à , en moyenne, 12 collisions Ar + C pour 100 collisions Ar + KCl. Ce n'est pas très pénalisant car pour des raisons que nous expliquerons par la suite , un des critères de sélection de nos évènements imposera la détection d'une charge totale supérieure à 28, empêchant ainsi une pollution par ce type de réactions. Cela nuit uniquement à la statistique de la réaction. La valeur de la haute tension sur la cible a été limitée à 10 kV au lieu des 30 initialement prévus du fait de claquages incontrôlés, dus à la nature isolante du matériau. On utilise cette haute tension pour éliminer un maximum d'électrons parasites.

Caractéristiques générales :

Les chambres d'ionisation ont fonctionné avec du C_3F_8 . Il faut également noter qu'au début de la première campagne INDRA, les couronnes 13-17 ne comportaient pas de chambres d'ionisation (Tableau II.2).

Couronnes	2/3	4/5	6/7	8/12	13/17
Pression (mbar)	49	49	49	30	

Tableau II.2: Configuration des chambres

Le déclenchement en multiplicité (nombre de détecteurs touchés simultanément) était supérieur ou égal à quatre. Des runs de multiplicité 1 ont tout de même été effectués afin d'estimer la section efficace totale de la réaction, le nombre de collisions fortuites ou bien afin de réaliser la distribution en paramètre d'impact par exemple.

On voit dans le tableau II.3 une estimation, effectuée par V.Métivier [MET95], d'après le calcul précédent du nombre de collisions Ar + KCl réel, le temps mort de l'acquisition a également été porté.

Energie (MeV/u)	Névènement total	Névènement KCl	Temps mort
32	4 210 583	3 759 450	19 %
40	4 489 656	4 008 620	22 %
52	4 072 923	3 636 540	25 %
74	4 318 201	3 855 540	24 %

Tableau II.3: Estimation du nombre de collisions Ar + KCl

Pour terminer cette investigation nous avons porté dans le tableau II.4 les grandeurs caractéristiques du système à toutes les énergies.

E_{inc} (MeV/u)	V_{inc}^{Lab} (cm/ns)	v_{CM} (cm/ns)	E_{CM} (MeV)	l_{max} (\hbar)	Effleurement Proj.		Effleurement Cible	
					E (MeV/u)	θ ($^\circ$)	E (MeV/u)	θ ($^\circ$)
32	7,67	3,85	581	178	31,92	2,91	0,08	87,19
40	8,52	4,30	726	198	39,94	2,34	0,06	87,75
52	9,63	4,88	942	224	51,95	1,81	0,05	88,27
74	11,30	5,79	1337	262	73,97	1,29	0,04	88,79

Tableau II.4: Caractéristiques générales du système

Nous rappelons les formules [TAM96] utilisées pour les calculs du tableau ci-dessus, celles-ci utilisent le deux rayons des noyaux R1 et R2, et l'énergie du projectile dans le centre de masse \bar{E} , ainsi que la barrière coulombienne \bar{E}_B .

Nous avons pris pour le moment angulaire maximum en unité de \hbar :

$$l_{max}^2 = 4.8 \times 10^{-2} (R1 + R2)^2 (\bar{E} - \bar{E}_B)$$

avec R1, R2 en fm, \bar{E} et \bar{E}_B en MeV

puis pour l'angle d'effleurement dans le centre de masse :

$$\sin\left(\frac{\theta_e}{2}\right) = \frac{\bar{E}_B}{2\bar{E} - \bar{E}_B}$$

avec \bar{E} et \bar{E}_B en MeV

II L'analyse du signal dans les CsI et les Phoswichs.

On utilise une analyse du signal fourni par le photomultiplicateur situé à l'arrière du CsI (Figure II.5.a). En effet celui-ci nous fournit un signal qui est la somme de deux composantes, une lente et une rapide. On porte la composante rapide du signal en fonction de la composante lente, la première dépendant de l'énergie de la particule et la seconde de sa nature. La porte rapide a une largeur de 400 ns, la porte lente une de 1.5 μ s, les deux étant séparées de 1.6 μ s. Cela permet d'identifier en charge et en masse les particules légères jusqu'à $Z = 4$ (Figure II.6). Ce type de détecteurs présente tout de même quelques inconvénients. Il n'est pas linéaire, en effet la lumière émise par le cristal dépend de l'énergie déposée mais également de la charge de la particule, il faut donc faire un étalonnage charge par charge. D'autre part on est très dépendant de la qualité du cristal utilisé, étant donné que l'on fait une analyse de la lumière émise par celui-ci. De plus le fonctionnement d'un photomultiplicateur dépendant fortement de sa température on est obligé de suivre les dérives de l'ensemble du détecteur à l'aide d'un faisceau laser d'intensité déterminée que l'on envoie directement dans le cristal scintillant. Ce procédé de suivi des détecteurs sera détaillé dans le chapitre dédié aux dérives.

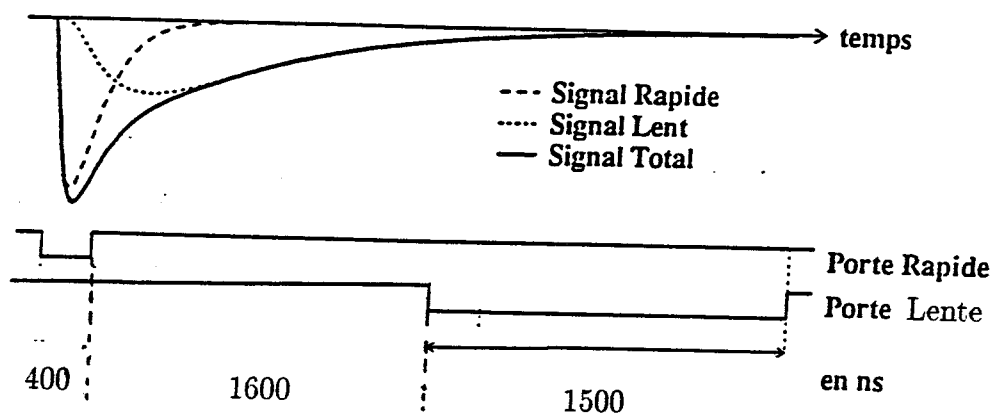


Figure II.5.a : Analyse du signal pour un détecteur CsI

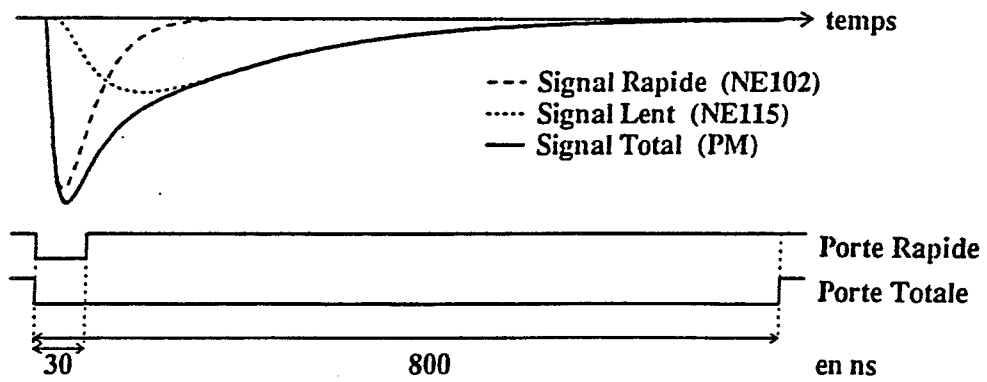


Figure II.5.b : Analyse du signal pour un détecteur phoswich

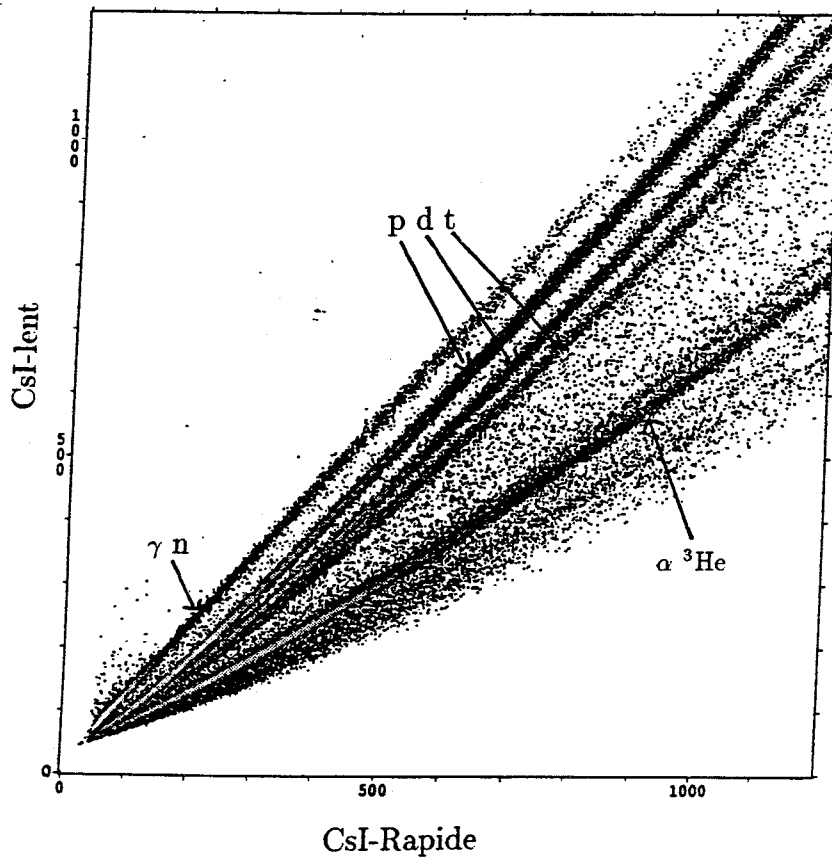


Figure II.6 : Matrice CsI Rapide Lent couronne 13

L'exploitation de ces matrices se fait de la manière suivante. Des lignes de crêtes sont apposées. Ceci nous permet d'associer les ensembles de points à une charge donnée. En effet on calcule les distances du point aux deux lignes les plus proches, le point appartient alors à la ligne la plus proche.

Dans le cas des détecteurs phoswichs on utilise le signal total au lieu de la composante lente du signal afin d'avoir une meilleure identification (Figure II.5.b).

III La méthode E- Δ E

On utilise pour cela deux détecteurs couplés, il faut que la particule soit arrêtée par le second afin de pouvoir l'identifier [BOU94]. En effet on connaît la formule empirique d'absorption de l'énergie de Bethe.

$$-\frac{dE}{dx} = k \frac{Z^2}{v^2} \ln \left(\frac{2mv^2}{I} \right)$$

$$\Rightarrow E\Delta E \propto M Z^2 \left(C + \ln \frac{E}{M} \right)$$

On construit ainsi des matrices $CI = f(Si)$ ou bien $CI = f(CsI-R)$ ou encore $Si = f(CsI-R)$ en utilisant selon le cas le petit ou le grand gain du détecteur considéré. En effet chaque détecteur fournit deux signaux plus ou moins amplifiés le grand et le petit gain. Ceci permet d'avoir une grande dynamique. Ceci nous donne du fait de la formule précédente un ensemble de branches d'hyperboles (Figure II.7).

Pour l'exploitation de ces spectres bi-paramétriques, on utilise également des lignes de crêtes, caractéristiques de la charge, qui sont apposées manuellement (Figure II.8 a) . Pour la partie arrière du détecteur, seules les premières lignes sont visibles, on doit ensuite utiliser un programme d'ajustement afin de créer les lignes supplémentaires qui ne sont pas assez clairement définies sur la matrice expérimentale (Figure II.8 b).

On peut aisément se repérer dans ce type de matrice, en effet le ^8Be se désintègre en deux alphas ce qui donne une ligne de $Z = 4$ double qui représente en fait les deux isotopes stables le ^7Be et le ^9Be . On peut également utiliser le fluor ($Z = 9$) qui est beaucoup moins peuplé que les lignes de $Z = 8$ et $Z = 10$.

L'identification étant achevée, il faut maintenant calibrer les détecteurs, c'est à dire faire une association Canal Energie. Il s'agit d'un travail long qui demande beaucoup de précision. En effet c'est de la qualité des étalonnages que dépendra celle de la physique étudiée.

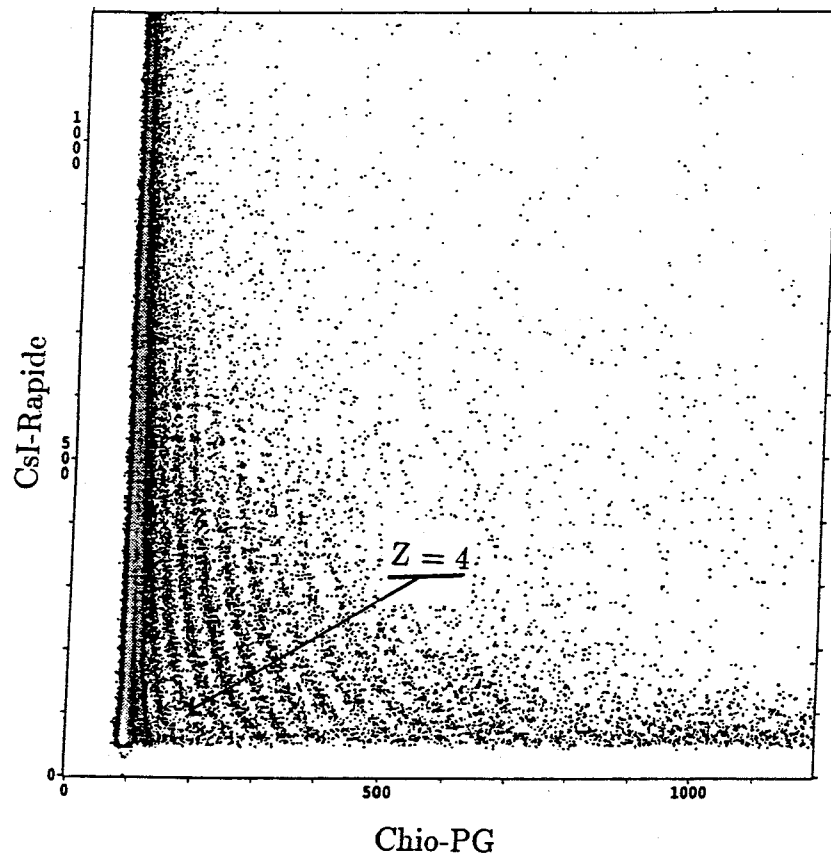


Figure II.7 : Matrice Chambre d'ionisation PG - CsI rapide couronne 13

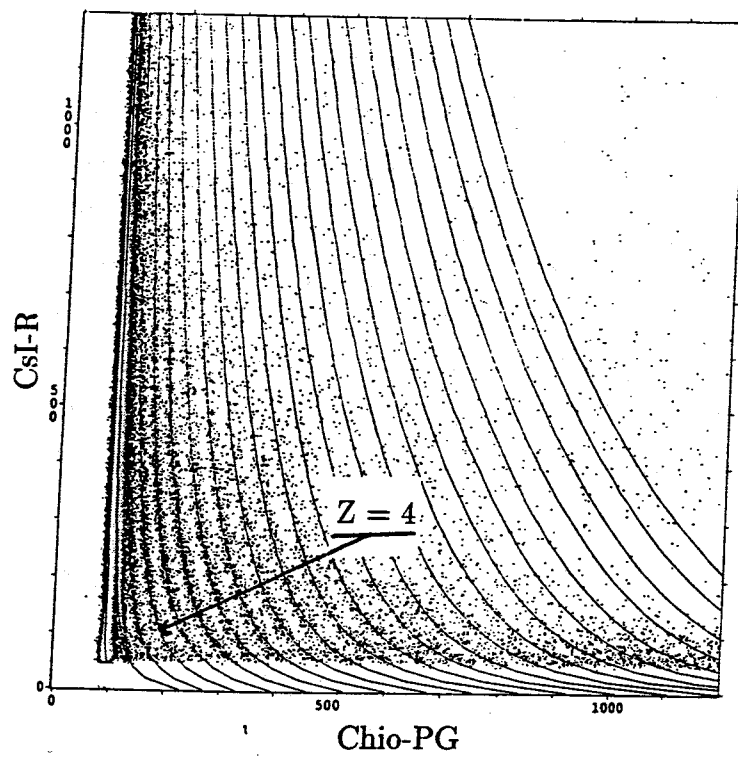
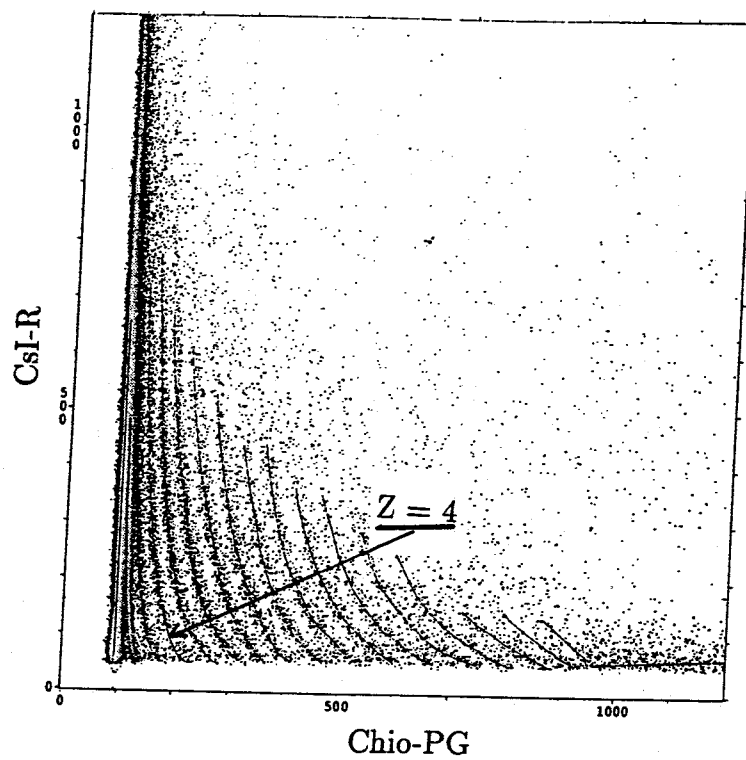


Figure II.8 : a) Lignes de crêtes b) Ajustement de ces mêmes lignes Couronne 13.

IV La calibration des détecteurs :

Introduction :

Afin de réaliser cette association, on doit envoyer dans nos détecteurs des particules dont on connaît toutes les caractéristiques, leurs charges, leurs masses ainsi que leurs énergies.

IV.1 Les Phoswichs :

On obtient des points d'étalonnage à partir de pics de diffusion élastique des ions lourds suivants : Ga + U 36 MeV/u, Ar + Au 74 MeV/u, Ar + Ni 40 et 32 MeV/u et Xe + Sn 35, 39 et 42 MeV/u.

On utilise également des particules légères produites durant des runs spécifiques appelés runs "B ρ ". Cette méthode est utilisable au GANIL du fait de la présence du spectromètre alpha en sortie du CSS2 (Figure II.11). On envoie un faisceau de ^{16}O de 95 MeV/u sur une cible de ^{12}C (20mm et 10mm d'épaisseur) Ainsi on obtient des p, d, t, ^3He , ^4He etc.. dont l'énergie est ensuite sélectionnée à l'aide la rigidité magnétique du spectromètre (Tableau II.10) d'où le nom de runs B ρ . Il faut préciser que cette méthode permet d'obtenir des particules légères avec des énergies très précises qui pourront être utilisées pour la calibration.

B ρ (T.m)	E _p (MeV)	E _d (MeV)	E _t (MeV)	E _{3He} (MeV)	E _{4He} (MeV)
2.4321	250	125	83.33	333.33	250
1.8391	150	75	50	200	150
1.2313	70	35	23.33	93.33	70
0.9236	40	20	13.33	53.33	40
0.7978	30	15	10	40	30
0.65	20	10	6.66	26.66	20
0.55	14.4	7.2	4.8	19.2	14.4

Tableau II.10 : Exemples d'énergies sélectionnées à l'aide du spectromètre

IV.2 Les Siliciums :

Pour les particules légères on utilise la méthode classique du générateur d'impulsion. On génère deux points à l'aide d'une source alpha ^{212}Bi / ^{212}Po (8.062 et 8.785 MeV). Puis on cale le générateur sur ces points, il est alors calibré directement en MeV. On obtient ainsi de nombreux points supplémentaires.

On doit, du fait du défaut d'impulsion (en partie résolu par l'intégration des spectres en charge [BER93]) utiliser une autre méthode pour les fragments les plus lourds. On envoie des ions lourds de basse énergie sur une cible d'or, ^{36}Ar , ^{58}Ni 9 MeV/u ^{129}Xe à 7.7 MeV/u. Cela permet d'avoir des angles d'effleurements élevés 42.7° , 40.8° et 49.9° . On a ainsi des pics de diffusion élastique jusqu'à 45° . Très à l'avant ($3^\circ - > 4.5^\circ$), on dispose d'ions lourds de haute énergie Ar + Au 74 MeV/u Ar + Ni 40,32 MeV/u Xe + Sn 45,39,32 MeV/u et enfin Ga + U 36 MeV/u.

Pour les Siliciums de $80 \mu\text{m}$ et les SiLi d'étalonnages, on utilise la source alpha et les runs de calibration B_ρ .

IV.3 Les chambres d'ionisation :

Elles sont calibrées en même temps que les Si ou les CsI. On réalise un run B_ρ avec gaz puis un run sans gaz ce qui permet après avoir calibré les Si ou les CsI de remonter à l'énergie laissée dans la chambre.

IV.4 Les CsI :

A l'arrière ($45^\circ - > 176^\circ$) on utilise les jonctions d'étalonnages SiLi. On commence par calibrer la jonction. Rappelons qu'il n'y a qu'une seule jonction SiLi par couronne et que leurs épaisseurs sont connues très précisément. Ensuite lors d'un run B_ρ on peut calculer précisément l'énergie laissée par la particule qui traverse la jonction. On peut ainsi calibrer le CsI placé derrière. Ensuite chaque spectre CsI est ajusté au spectre de référence. A l'avant ($2^\circ - > 45^\circ$), on utilise uniquement la perte d'énergie dans les jonctions Si placées devant le CsI.

GANIL

Accélérateur et Aires Expérimentales

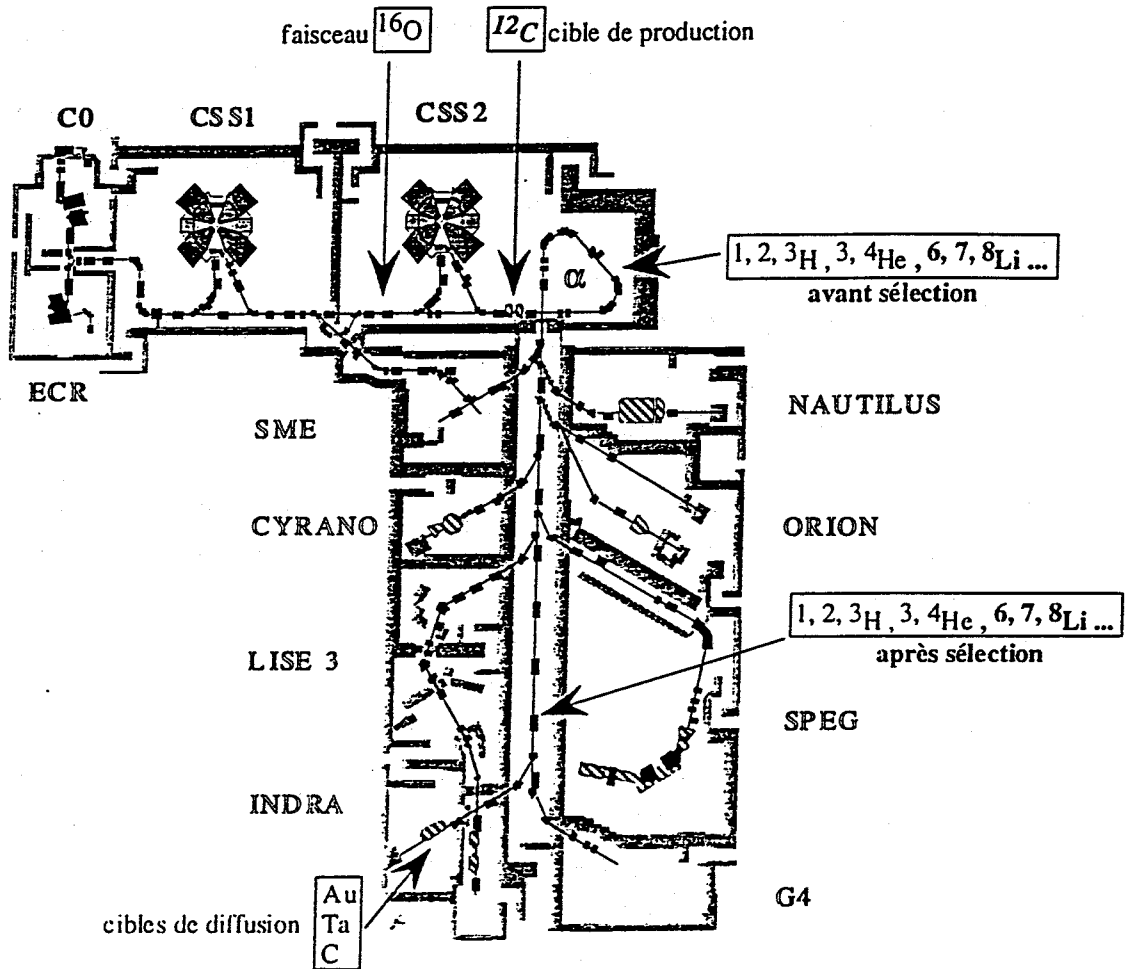


Figure II.11 : Procédure pour la calibration en énergie des particules légères dans INDRA

V Les dérives des détecteurs :

Introduction :

La réponse d'un détecteur ou d'un appareil électronique est susceptible de varier dans le temps. Cela peut provenir d'un composant défectueux, d'une soudure sèche ou bien dans le cas des CsI, d'une mauvaise liaison optique entre le cristal scintillant et le photo-multiplicateur. Mais les variations de température restent les facteurs de dérives les plus importants et surtout les plus difficiles à contrôler. Ce risque de modification de la chaîne d'acquisition d'un détecteur, nous oblige à contrôler précisément leurs stabilités tout au long de l'expérience.

V.1 Le suivi des dérives :

Il se fait à l'aide de signaux générateurs de différents types. Dans le cas des jonctions siliciums et des chambres d'ionisation, on ne teste que le préamplificateur. L'acquisition d'INDRA possède une base de temps qui gère l'envoi du signal et récupère sa réponse pour la stocker sur bande. Malheureusement ce contrôle ne permet pas de déceler les défaillances du détecteur lui-même. Nous en avons un exemple lors de la seconde campagne, des "dérives" sont apparues sur différents spectres des couronnes arrières alors que le contrôle générateur était correct. Celles-ci sont sûrement dues à un problème de collection de charge sur l'anode de la chambre d'ionisation, en effet la boucle élastique située sous l'anode perd apparemment son élasticité introduisant un mauvais contact. On voit ici les limites de ce type de contrôles.

Dans le cas des CsI on teste réellement le photo-multiplicateur. On envoie à l'aide d'une fibre optique un signal laser d'intensité déterminée sur le photo-multiplicateur, on recueille sa réponse puis on la stocke également sur bande. D'autre part dans le but de ne pas enregistrer les dérives du signal laser lui-même, celui-ci est contrôlé par des jonctions siliciums, comme nous le verrons plus loin.

V.2 Méthode d'extraction :

Dans un premier temps on doit extraire les informations générateurs des bandes brutes et créer ainsi de nouvelles bandes dites "générateurs". Ce travail a été réalisé lors de la seconde campagne par M.Germain du laboratoire de NANTES.

Les fichiers consacrés aux dérives sont ensuite construits à l'aide d'un programme, écrit par E.Plagnol, que j'ai adapté à la seconde campagne. En effet les déclenchements des générateurs électroniques et lasers étaient différents, contrairement à la première campagne où ils étaient groupés. Il a donc fallu en tenir compte.

Ce programme lit les bandes générateurs run par run et calcule la moyenne, l'écart-type

du signal pour chaque détecteur. On a donc ainsi autant de fichiers ASCII que de runs, dans lesquels sont consignées les réponses des détecteurs aux signaux générateurs. D'autre part lors de la seconde campagne, on a réalisé des runs piédestaux, je les ai donc inclus dans les fichiers de dérives. En effet il est nécessaire de suivre le piédestal de chaque codeur, car il peut être responsable d'une dérive. Rappelons que le piédestal d'un détecteur est le niveau qu'il délivre lorsqu'il est sous tension sans rien détecter. Il n'y a pas eu un run piedestal par run physique. On ne dispose que de huit runs répartis sur l'ensemble de l'expérience. J'ai donc rajouté dans le fichier de dérives le piédestal et son écart-type, de chaque détecteur, en prenant le run piedestal le plus proche. Il est bien évident qu'il faut en tenir compte lors de leur utilisation (Figure II.12).

```

TRAITEMENT DU RUN =1506

DEBUT DE LECTURE DU FICHIER PARAMETRE
FIN DE LECTURE DU FICHIER PARAMETRE
NOMBRE DE LIGNES LUES = 1276
Nb de bloc lus = 173

Run Label Cour. Modul Type Nom Somme Centre Sigma Skew pied s.pied
format (1x,2I5,3I3,1X,A10,F8.0,F9.2,2F9.3)
1506 677 1 1 1 PHOS_01 R 169 1752.37 31.375 0.119 173.72 0.45
1506 678 1 1 2 PHOS_01 L 169 2196.36 36.768 0.096 286.57 0.73
1506 679 1 2 1 PHOS_02 R 169 1218.04 21.483 0.154 177.16 0.38
1506 680 1 2 2 PHOS_02 L 169 1513.03 23.581 0.119 275.17 0.73

```

Figure II.12 : Extrait d'un fichier de dérives.

V.3 Utilisation de l'information

V.3.a Représentation graphique

Un ensemble de fichiers ASCII n'est pas directement utilisable. J'ai donc construit des graphes représentant l'évolution du signal générateur tout au long des différents runs. J'ai porté la valeur du signal générateur moins la valeur du piedestal en fonction du numéro de run (Figure II.13). Il s'agit d'un travail assez long puisque chaque détecteur délivre deux signaux : un petit gain et un grand gain dans le cas des jonctions siliciums et des chambres d'ionisation, un signal lent et un rapide pour les scintillateurs. Ceci représente $2 * 612 = 1224$ spectres à construire. Tous ces spectres ont été consignés dans des cahiers. Cela permet de vérifier, lorsqu'un spectre a un problème, qu'il ne s'agit pas éventuellement d'une dérive générateur.

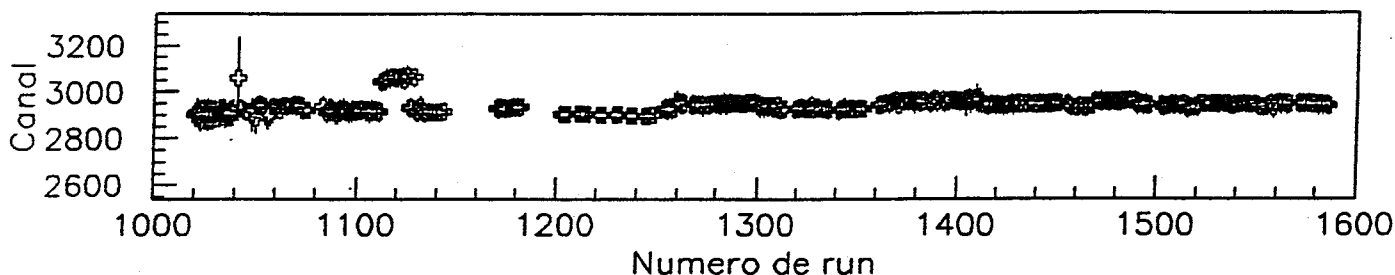


Figure II.13 : Exemple de graphe : Grand Gain Chambre N° 6 couronne 12

Lors de la seconde campagne, 8 jonctions siliciums dites "pin-diodes" ont été installées pour contrôler la stabilité du signal laser. Cela permet de ne pas attribuer une dérive à un détecteur CsI alors qu'il ne s'agit que d'une fluctuation du signal de contrôle. Ces photodiodes sont dites PIN car les deux régions dopées P et N sont séparées par une zone de silicium intrinsèque très pur, dans laquelle la durée de vie des porteurs générés par la détection de lumière est très grande [FOU90].

Les 8 jonctions sont réparties par groupe de couronnes (Tableau II.14).

Pindiode	Couronnes
1	1
2	2, 3
3	4, 5
4	6, 7
5	8, 9
6	10, 11
7	12, 13
8	14, 17

Tableau II.14 : Correspondance Pin-diode-Groupe de couronnes.

On a donc normalisé le signal générateur du CsI par la réponse de la pin-diode. La méthode de normalisation est simple. On prend un run de départ, la valeur de la pin-diode est alors prise comme référence. On trace alors le graphe de la composante rapide du CsI par exemple, en la multipliant par la valeur de la pin-diode correspondante divisée par sa valeur de référence.

$$\text{Valeur finale} = \text{Générateur CsI rapide} / (\text{valeur pin-diode} / \text{valeur pin-diode référence})$$

Cela permet de rattraper toutes les dérives autres que celles du détecteur. On voit très bien sur la figure II.15 (pin-diode 6) un saut entre les runs 1170 et 1175, cela n'a rien à voir avec une dérive du détecteur. En fait il s'agit d'une modification volontaire de l'intensité laser afin de modifier la position du point dans le spectres. Nous avons trouvé qu'il était trop près du spectre physique. On voit sur les figure II.16a et II.16b que la correction citée précédemment rattrape très bien ce saut. On a retrouvé une valeur du signal générateur assez stable au cours du temps. Cette méthode a très bien fonctionné pour une grande partie du détecteur (couronnes 2 à 12) , mais très à l'arrière (couronnes 13 à 17) le saut n'a pas été complètement corrigé suite à un problème sur la pin-diode de contrôle. On peut en voir un exemple sur les figures II.17a et II.17b. On avait un saut positif (figure II.17a) sans correction du même type que celui de la figure II.15 mais après correction (figure II.17b) on voit que celle-ci a fonctionné correctement par petits groupes de runs, en revanche le saut a été "trop" corrigé.

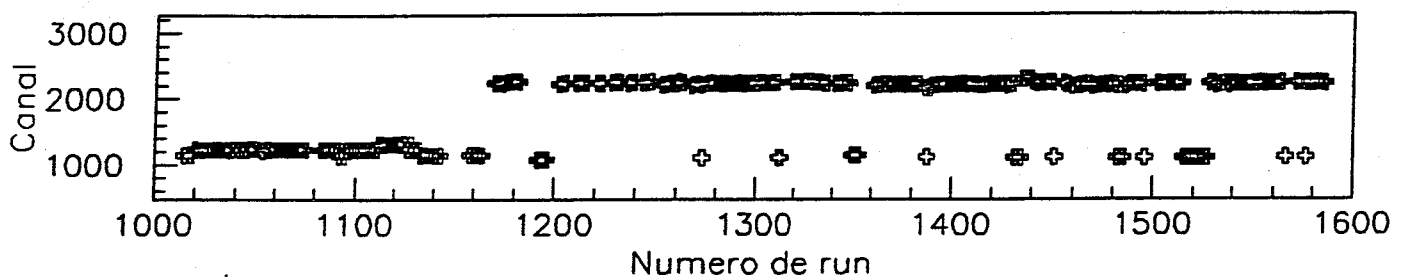


Figure II.15 : Saut sur la pin-diode n° 6

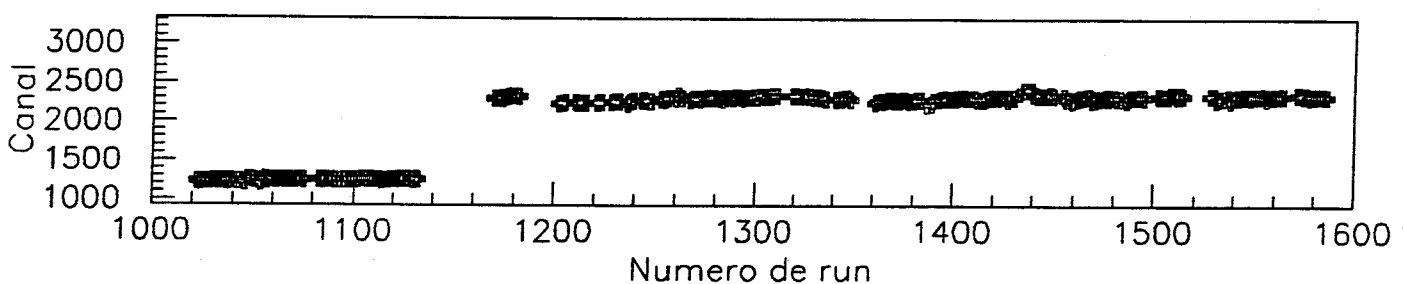


Figure II.16 : a) CsI n° 1 Couronne 11 non corrigé

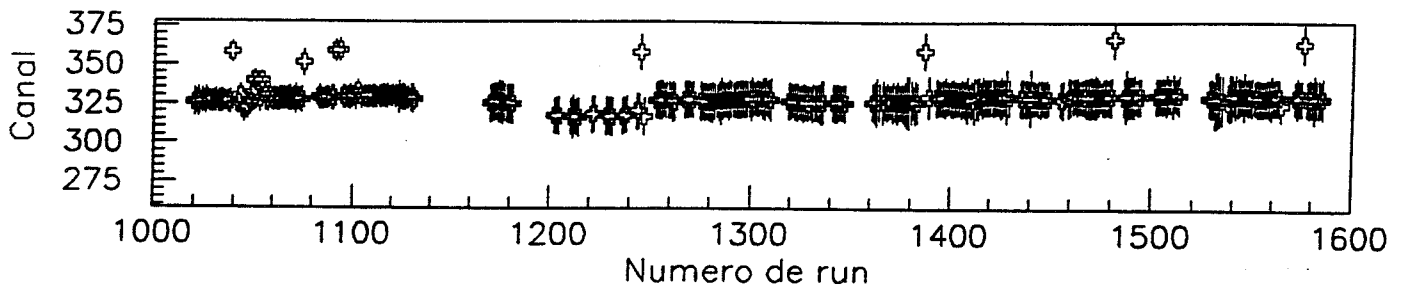


Figure II.16 : b) CsI n° 1 Couronne 11 corrigé

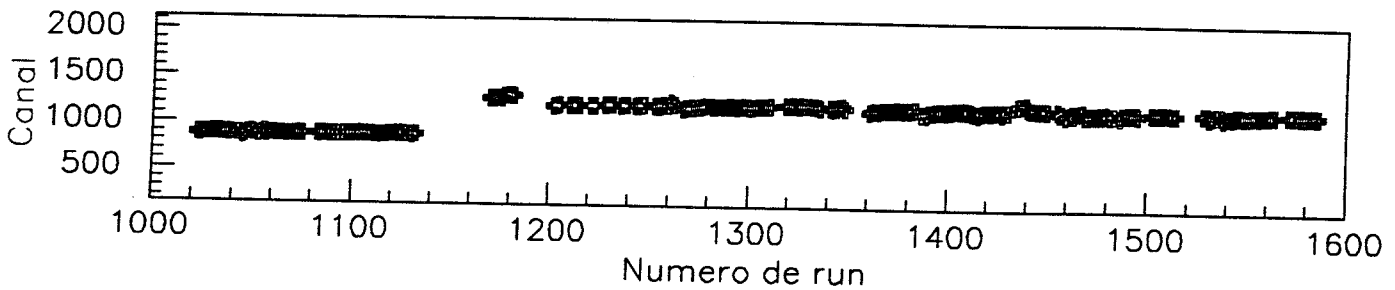


Figure II.17 : a) CsI n° 5 couronne 14 non corrigé

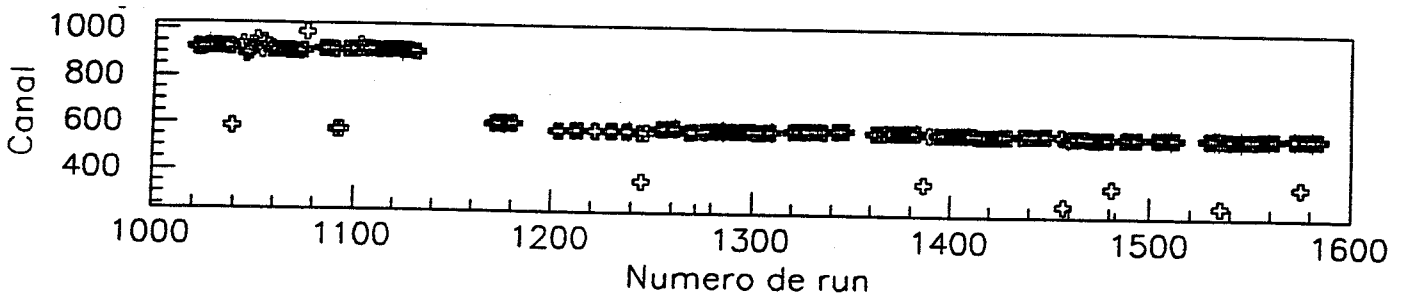


Figure II.17 : b) CsI n° 5 couronne 14 corrigé

V.3.b Etalonnage et Identification

Ces fichiers ASCII sont ensuite inclus dans l'environnement de développement VEDA de la collaboration. Cela permet d'avoir une identification et un étalonnage précis tout au long de l'expérience, améliorant ainsi grandement la qualité des données.

CHAPITRE III

Choix d'un lot d'évènements

Choix d'un lot d'évènements

Introduction :

L'utilisation d'un multidétecteur nous amène, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, à utiliser de nouvelles méthodes d'analyse. En effet nous sommes en présence d'évènements bruts issus de divers types de réactions. Il faut donc extraire un lot d'évènements correspondant à la physique que l'on désire étudier. Nous allons donc effectuer un tri dans nos évènements. La qualité du multidétecteur nous permettant d'avoir des évènements pour lesquels on a détecté 80% de la charge et 80% de l'impulsion, on peut utiliser des variables globales qui n'ont de sens que si il y a complétude de l'évènement. Celles-ci vont nous permettre de caractériser le nombre, la forme et la taille des sources d'émission des particules. En effet pour l'étude des réactions nucléaires il est nécessaire de distinguer clairement la source ou lieu de production des constituants de l'évènement. Nous allons voir dans cette étude que le choix des variables dépend du type de réactions et du système considéré.

I Comparaisons des différentes variables

I.1 Définitions :

Nous avons choisi de comparer les variables globales suivantes : le Thrust, le Erat, la Directivité, la Sphéricité-coplanarité, l'Isotropie, le moment de FOX et WOLFRAM d'ordre 2. Celles-ci sont reliées aux impulsions, énergies ainsi qu'aux angles d'émission des fragments et particules. Nous allons rappeler leurs définitions.

Le Thrust a été étudié par V.Métivier [MET95]. Il en ressort que cette variable est moins adaptée à l'étude des collisions centrales, puisque la distinction entre une source et deux sources séparées de 5 cm/ns est très difficile, alors que l'on peut descendre à 2.5 cm/ns de vitesse relative avec l'isotropie par exemple. Ces deux vitesses n'ont pas été choisies au hasard, en effet 2.5 cm/ns correspond à la vitesse de répulsion coulombienne entre deux noyaux de charges 18. Il s'agit de la limite pour une collision binaire complètement relaxée, la vitesse relative des deux noyaux est alors la répulsion coulombienne. La vitesse de 5 cm/ns correspond à une collision périphérique, les deux noyaux ont alors une mémoire de la voie d'entrée. Nous rappelons la définition du Thrust pour mémoire, il est borné entre $T_2 = 1$ (2 sources) et $T_2 = 1/2$ (1 source), ce qui correspond à un grand paramètre d'impact dans le premier cas et à un paramètre d'impact proche de 0 dans le second.

$$T_2 = \max_{C_1, C_2} \frac{|\sum_{i \in C_1} \vec{p}_i| + |\sum_{i \in C_2} \vec{p}_j|}{\sum_{k=1}^N |\vec{p}_k|}$$

C_1 et C_2 sont deux partitions de l'évènement

Le **Erat** et la **Directivité** sont deux variables qui ont beaucoup été utilisés pour les collisions d'ions lourds de hautes énergies Au + Au (150 à 800 MeV/u) [HOU94]. Du fait de la violence de la collision pratiquement tous les produits se trouvent reportés dans l'hémisphère avant. Les détecteurs utilisés pour ce type d'expériences étaient conçus dans ce sens. FOPI I (GSI) par exemple couvrait un domaine angulaire allant de $\theta = 1^\circ$ à $\theta = 30^\circ$ et permettait de détecter les fragments jusqu'à $Z=15$. Ces deux variables se calculent donc dans l'hémisphère avant du centre de masse de la réaction. La directivité décroît, alors que le Erat augmente, avec la centralité de la collision. Une faible directivité et un grand Erat correspondent à un petit paramètre d'impact et inversement pour un paramètre d'impact important. Dans ces définitions l'énergie et l'impulsion sont projetés, d'une part sur l'axe du faisceau (longitudinale) et d'autre part sur le plan perpendiculaire au faisceau (transverse).

$$D = \frac{|\sum P_{\text{transverse}}|}{\sum |P_{\text{transverse}}|} \quad \text{Erat} = \frac{\sum E_{\text{transverse}}}{\sum E_{\text{longitudinale}}}$$

avec **P** et **E** l'impulsion et l'énergie de chaque particule

Les sommes sont effectuées dans l'hémisphère avant du centre de masse

Nous verrons que les deux variables ne sont pas adaptées au type de collisions que l'on étudie.

La **Sphéricité** et la **Coplanarité** sont deux variables qui définissent une forme d'évènements dans l'espace des énergies [CUG83]. Ce sont deux grandeurs qui sont bien adaptées à l'étude des collisions d'ions lourds de haute énergie. En effet ce type de collisions produit un nombre important de particules nécessaire à une bonne utilisation de ces variables. En effet on assimile un ensemble de points à un ellipsoïde qui est par définition une surface continue et non pas discrète, il est donc important d'avoir un grand nombre de points pour que l'approximation ne soit pas trop inexacte. On construit un tenseur 3x3 à l'aide des impulsions et de la masse de chaque particule.

$$F_{ij} = \sum_{k=1}^N \frac{P_{CM}^i P_{CM}^j}{2m_k} \quad N : \text{Nombre de particules}$$

avec P_{CM} et m l'impulsion dans le centre de masse et la masse de la particule

On peut choisir de ne construire ce tenseur qu'avec les IMF ($Z \geq 3$) de manière à ne pas avoir de pollution due aux particules émises hors équilibre (prééquilibre, cascades secondaires...). Mais ce n'est possible que dans le cas d'un système lourd, où les IMF contiennent pratiquement toute l'impulsion. Dans le cas d'un système léger avec une énergie d'excitation importante, le retour à l'équilibre conduit à une majorité de particules légères, on ne peut donc pas les exclure du traitement.

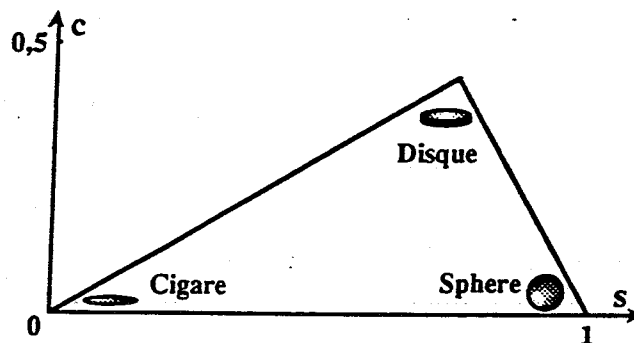
Lorsque l'on a construit ce tenseur, on calcule ses valeurs propres (λ_i) que l'on normalise de la manière suivante:

$$\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3 \quad \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$$

On peut ensuite calculer les deux variables:

$$\text{Sphéricité} = \frac{3}{2} (1 - \lambda_3) \quad \text{Coplanarité} = \frac{\sqrt{3}}{2} (\lambda_2 - \lambda_1)$$

Les formes extrêmes de l'évènement (Sphéricité en abscisse, Coplanarité en ordonnée) sont les suivantes :



Nous voyons donc qu'une sphéricité proche de 1, associée à une faible coplanarité, correspond à un évènement sphérique (paramètre d'impact faible). Mais nous verrons que cette description est très dépendante du nombre de particules, donc peu adaptée à notre système.

En effet le nombre de nucléons présents n'est que de 72 comparé aux 248 de Xe + Sn. Cette étude de dépendance du nombre de nucléons a été réalisée par V.Métivier [MET95].

L'Isotropie se calcule dans le centre de masse suivant la formule :

$$\text{Isotropie} = \frac{2 \sum |\vec{P}_\perp|}{\pi \sum |\vec{P}|}$$

Dans le cas d'un évènement sphérique (petit paramètre d'impact) cette quantité va tendre vers la valeur unité du fait du coefficient de normalisation [CUG93].

Le moment de FOX et WOLFRAM [FOX78] d'ordre 2 s'exprime de la manière suivante :

$$H(2) = \frac{1}{H(0)} \sum_{i,j}^{M_{\text{imt}}} |\vec{P}_i| |\vec{P}_j| \frac{(3 \cos^2 \theta_{ij} - 1)}{2}$$

$$\text{avec } H(0) = \sum_{i,j}^{M_{\text{imt}}} |\vec{P}_i| |\vec{P}_j|$$

avec \vec{P} , θ_{ij} l'impulsion et l'angle relatif entre deux particules.

Il s'agit encore d'une variable utilisée en haute énergie. Une petite valeur de $H(2)$ correspond à un évènement sphérique (collisions les plus centrales), alors qu'une grande valeur donne une forme allongée (collisions périphériques). Cette variable a été utilisée dans la thèse de N.Marie [MAR95] pour étudier les collisions les plus centrales. Une étude des différentes tranches en $H(2)$ a été réalisée par N.Marie, montrant ainsi le passage des collisions les plus centrales (une source) aux plus périphériques (2 sources). Nous allons voir dans notre comparaison que pour le système Ar + KCl, il est nécessaire d'adjoindre les particules légères dans le calcul de $H(2)$, contrairement au cas de Xe + Sn [MAR95].

I.2 Le simulateur SIMON :

Afin de choisir au mieux la variable de sélection, nous avons utilisé une méthode de simulation. En effet cela permet de créer un seul type d'évènement et d'étudier ainsi la réponse de la variable au type d'évènement choisi. Il faut noter que ces simulations ne sont pas filtrées, c'est à dire ne sont pas "passées" à travers un programme simulant la réponse du détecteur. En effet celui-ci introduit des seuils, une résolution angulaire discrète qui peuvent perturber le calcul de nos variables. Mais cela ne change pas le comportement général des variables les unes par rapport aux autres. Notre choix s'est porté sur le simulateur SIMON de D.Durand (Annexe 1) qui est bien adapté à ce type d'étude de la forme de l'évènement. Nous rappelons qu'il s'agit de

sélectionner des évènements de forme sphérique afin de signer une éventuelle source de fusion incomplète.

Le code SIMON (Annexe 1) est un code de "multifragmentation" dans le sens où l'on peut définir le nombre de fragments initiaux avant désexcitation. Le nombre de paramètres d'entrée est important, ce qui lui permet d'avoir une grande souplesse d'utilisation et de s'adapter à de nombreux codes de voies d'entrée. On peut ainsi générer une voie d'entrée à l'aide d'un modèle de type BNV par exemple et rentrer les caractéristiques des produits obtenus afin d'observer leur désexcitation. Il faut préciser que chaque fragment peut être suivi tout au long de sa désexcitation. On peut définir le nombre de sources de départ jusqu'à concurrence de 3, ainsi que leurs vitesses relatives. C'est un paramètre qui nous sera très utile. La taille, la forme ainsi que l'énergie d'excitation de ces différentes sources sont également des paramètres d'entrée.

Nous avons donc choisi de créer trois types de simulation. Le premier comporte une source unique de charge 34, de masse 68 et d'énergie d'excitation 8 MeV/u. La taille, ainsi que l'énergie d'excitation assez élevée, n'ont pas été choisies au hasard. Nous verrons dans le chapitre V qu'il s'agit des caractéristiques de la source de fusion incomplète pour Ar + KCl à 32 MeV/u. Nous avons ensuite considéré deux sources identiques de charge 18, de masse 36, d'énergie d'excitation 8 MeV/u et de vitesses relatives 2.5 cm/ns dans un cas et 5 cm/ns dans l'autre cas. Ces deux vitesses sont calculées suivant l'axe du faisceau. Comme nous l'avons vu au début du chapitre 2.5 cm/ns correspond à une collision binaire complètement relaxée et 5 cm/ns à une collision périphérique. Nous avons donc choisi un cas assez favorable puisque le système n'a pas tourné autour de l'axe du faisceau. Il s'agit tout de même d'une approximation raisonnable dans l'étude des collisions les plus centrales. En revanche l'énergie d'excitation élevée de ces sources rend difficile leur séparation. Nous avons ensuite testé nos variables sur ces trois cas.

I.3 Comparaison :

Nous avons porté sur une même figure la distribution de chaque variable appliquée aux trois cas. Toutes les variables ont été calculées avec tous les produits de la réaction (IMF($Z \geq 3$) + particules légères).

- Directivité

Nous pouvons voir (Figure III.1) que cette variable est peu discriminante car lorsque l'on passe d'une source à deux sources, il y a surtout modification de la pente de la distribution et non de sa valeur moyenne, ce qui est plus difficile à exploiter. En effet il ne s'agit pas d'une pente de droite, il n'est donc pas aisé de quantifier correctement cette valeur. On ne peut donc pas utiliser cette grandeur pour trier dans notre lot d'évènements.

-Erat

Le Erat voit sa valeur moyenne modifiée de façon importante (Figure III.2), on passe de 0.6 à 1.6. En revanche la largeur de la distribution n'est pas constante, elle augmente énormément lorsque l'on se rapproche d'une source unique, en effet nous voyons que l'on passe d'une largeur à mi-hauteur de .7 à 1.5, ce qui devient de l'ordre de grandeur de la valeur moyenne ce n'est donc pas exploitable dans le cadre de notre étude.

-Sphéricité Coplanarité

Nous avons présenté l'évolution du graphe en fonction du cas considéré (figure III.3), il est très net qu'il ne s'agit pas d'une variable très discriminante, le premier et le second graphe sont pratiquement superposables. En revanche on peut l'utiliser en tant que variable de contrôle, afin de vérifier que l'on se trouve bien dans la bonne zone.

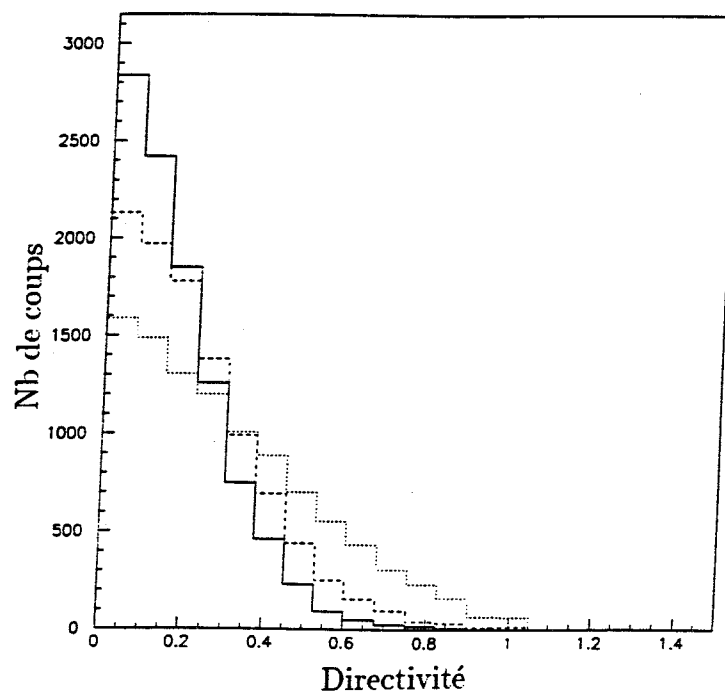


Figure III.1: Distributions de Directivité appliquée aux trois cas

Trait plein : 2 sources $V_{rel}=5$ cms/ns, Trait tireté : 2 sources $V_{rel} = 2.5$ cms/ns, Trait pointillé : une source

-Isotropie

Nous arrivons aux variables les plus discriminantes. L'Isotropie (Figure III.4) paraît convenir, bien qu'il y ait un recouvrement entre la source unique et les 2 sources de $V_{\text{relatif}} = 2.5$ cm/ns. Ceci nous montre qu'il est déjà très difficile de distinguer une source unique de deux sources relativement proches.

-Moment de FOX

Sur la figure III.5 nous avons le moment de FOX pour la source unique calculé avec toutes les particules et uniquement avec les IMF. Nous voyons bien que la distribution avec particules légères est meilleure car elle est proche de 0, alors que la seconde couvre tout le domaine. Ceci est dû à la petite taille du système; la production d'IMF est très faible et l'essentiel de l'évènement part en particules légères. Donc si ces dernières ne sont pas prises en compte on perd une grande partie de l'impulsion, et le moment de FOX n'a plus de signification.

La comparaison des trois cas (figure III.6) nous amène à la même conclusion que pour l'Isotropie : $H(2)PL$ est une bonne variable bien que le recouvrement entre une source et deux sources très proches paraisse plus important que pour l'Isotropie. Mais ceci est dû au petit nombre de particules qui introduit des fluctuations dans le calcul des variables. On remarque tout de même que la distinction entre une source et deux sources provenant d'une collision binaire très relaxée est impossible en utilisant uniquement le $H(2)$ pour trier.

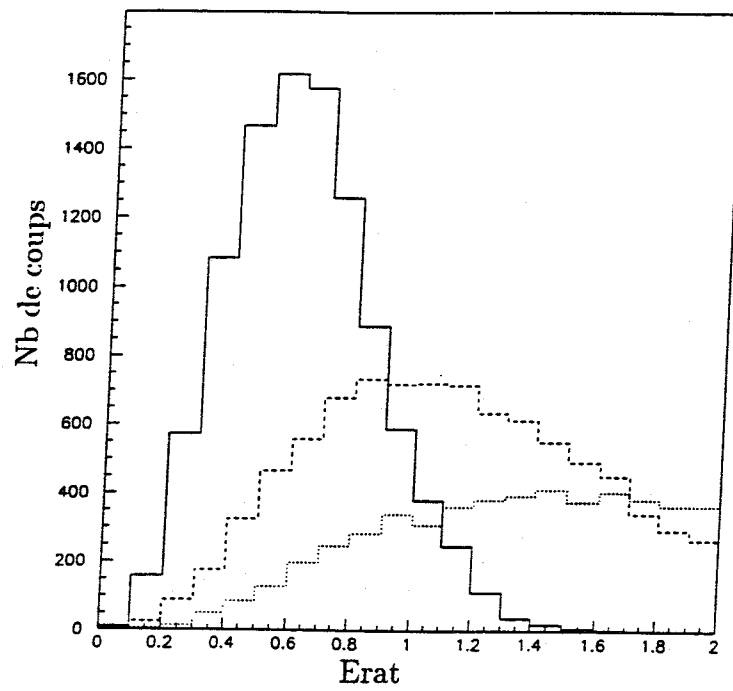
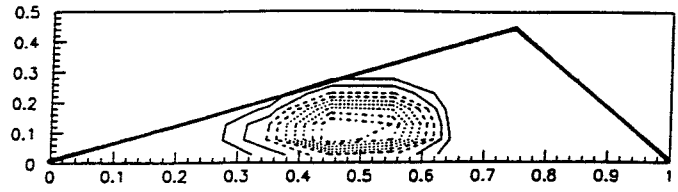


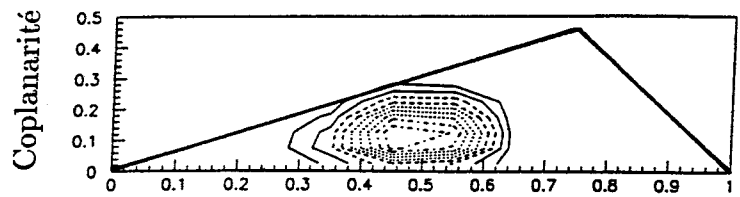
Figure III.2: Distributions de Erat appliquée aux trois cas

Trait plein : 2 sources $V_{rel} = 5$ cms/ns, Trait tireté : 2 sources $V_{rel} = 2.5$ cms/ns, Trait pointillé : une source

Une source



Deux sources : $V_{rel} = 2.5 \text{ cms/ns}$



Deux sources : $V_{rel} = 5.0 \text{ cm/ns}$

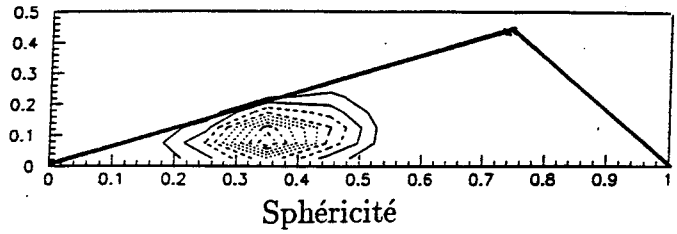


Figure III.3: Evolution du graphe Sphéricité-coplanarité

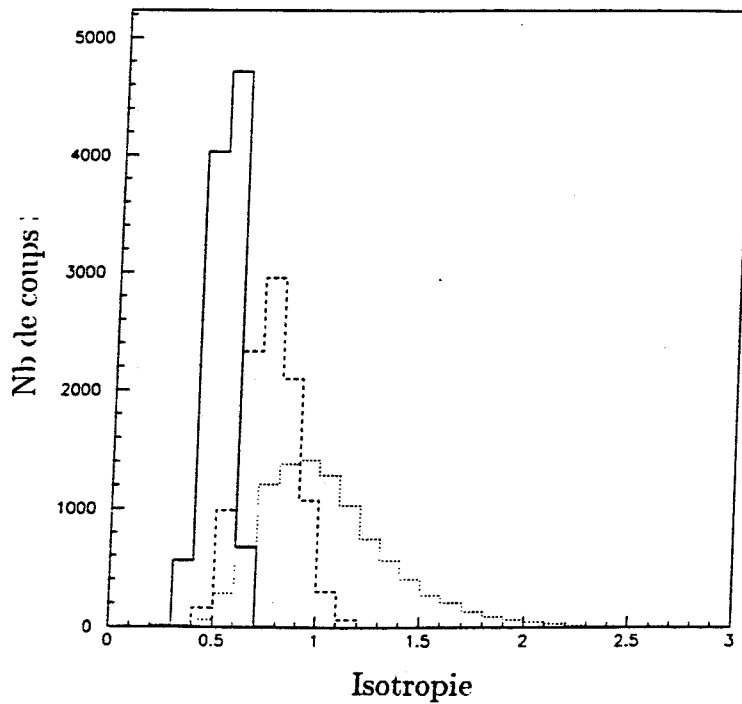


Figure III.4: Distributions de l'Isotropie appliquée aux trois cas

Trait plein : 2 sources $V_{rel} = 5 \text{ cms/ns}$, Trait tireté : 2 sources $V_{rel} = 2.5 \text{ cms/ns}$, Trait pointillé : une source

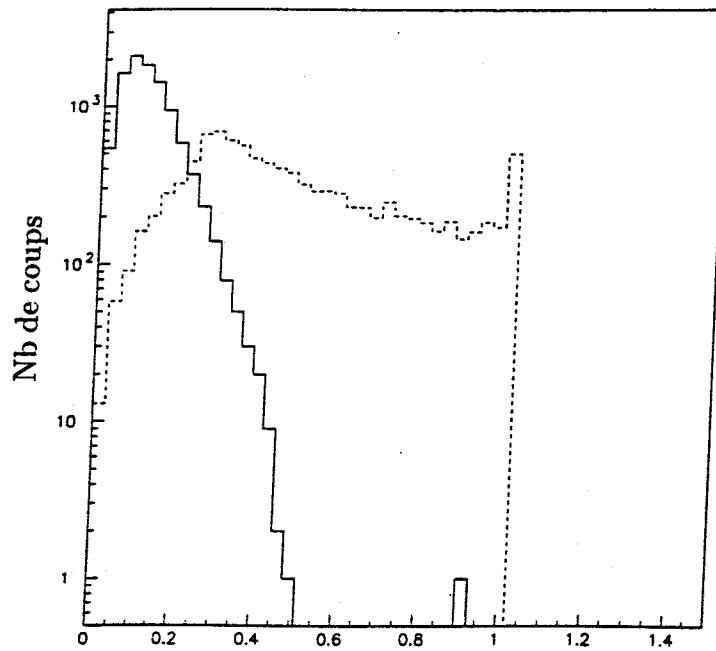


Figure III.5: Comparaison des deux calculs de H(2) pour une source unique Trait plein : H(2) calculé avec toutes les particules, Trait pointillé : H(2) calculé uniquement avec les IMF

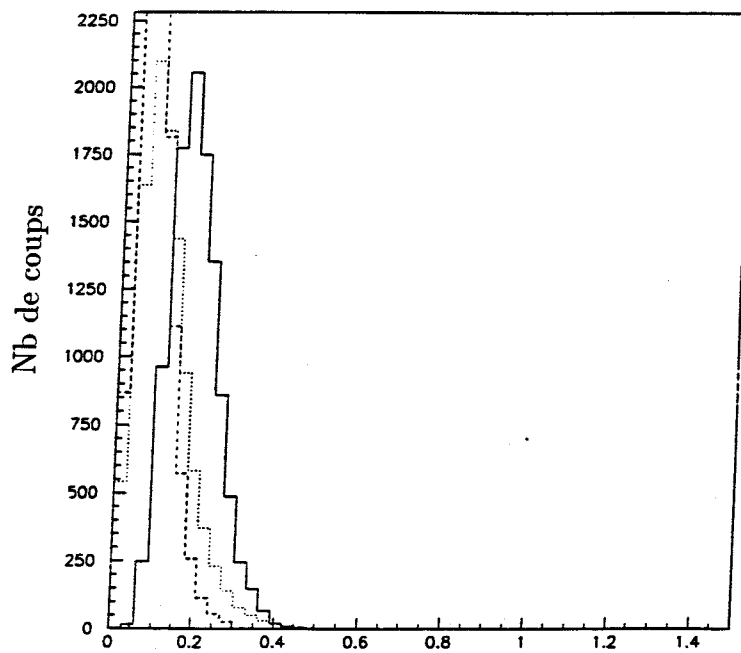


Figure III.6: Distributions de H(2)PL appliquées aux trois cas

Trait plein : 2 sources $V_{rel}=5$ cms/ns, Trait tireté : 2 sources $V_{rel} = 2.5$ cms/ns, Trait pointillé : une source

Conclusion :

Le choix entre le moment de FOX et l'isotropie est difficile car ces deux variables sont équivalentes au regard de notre analyse. Nous avons choisi arbitrairement le moment de FOX car celui-ci étant invariant par rotation, il est déjà borné si on le calcule dans le repère du centre de masse. En revanche il faut faire le calcul dans le repère de l'ellipsoïde pour que l'isotropie soit bornée, mais celle-ci peut également convenir pour ce type d'étude.

II Données et sélections : Ar + KCl à 32 MeV/u

Introduction :

L'utilisation des variables globales nécessite un premier tri dans le lot d'événements expérimentaux. En effet comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, pour pouvoir les utiliser il faut avoir détecté en théorie, toutes les particules ainsi que toute l'impulsion présente dans le système.

II.1 Sélection :

Le détecteur n'est pas parfait; les seuils, ainsi que les défauts de couverture angulaire entraînent des pertes d'informations. De plus les neutrons ne sont pas détectés par INDRA. Nous allons donc prendre dans le lot expérimental, les événements dont on a détecté 80% de la charge totale au moins, ainsi que 80% de l'impulsion totale au moins. Nous pouvons voir l'effet de cette sélection sur la figure III.7, où l'on a porté la charge totale réduite détectée en fonction de l'impulsion réduite détectée. Cela signifie que ces deux grandeurs sont ramenées à la charge totale et l'impulsion totale de la réaction. On a ainsi délimité un carré que l'on peut voir sur la figure III.7. On remarque également que l'on dépasse parfois l'impulsion totale mais cela reste dans la barre d'erreur admissible due aux étalonnages. Cependant quelques événements se retrouvent au-delà de 120% de l'impulsion totale, ils représentent moins de 0.5% de la statistique totale. Ils seront donc éliminés de l'analyse. D'autre part, lors du traitement, chaque particule détectée par INDRA se voit affecter un code de "validité" lors de la création de la bande physique. Dans notre analyse, nous avons pris uniquement les particules identifiées avec certitude, ceci afin de ne pas avoir de faux résidus de fusion par exemple. En effet lors du dépouillement et de la calibration chaque particule se voit affecter un code d'identification. Par exemple on sait si il s'agit d'un fragment identifié dans une chambre d'ionisation ou bien dans une jonction silicium. Nous avons également des fragments mal identifiés qui sont ensuite

étudiés à l'aide d'un traitement informatique. Il s'agit d'un traitement complexe qui étudie les détecteurs les uns par rapport aux autres et qui "détecte" ou élimine ainsi des particules mal identifiées. Nous avons également des particules qui ont juste atteint le CsI et donc n'ont laissé qu'un très faible signal, on ne peut alors avoir que sa charge minimale. Tous ces types de détections ont un code d'identification propre, donc dans toute l'analyse qui va suivre nous avons considéré uniquement les particules parfaitement identifiées. Ceci nous permet d'éliminer également les particules fortuites (double comptage, diaphonie...) qui représentent moins de 3 % des évènements. Il est évident que cette sélection sera prise en compte pour l'évaluation de la section efficace de fusion incomplète. Nous effectuons le traitement avec et sans sélection sur les codes ce qui nous donne l'effet de la sélection sur le lot expérimental.

Regardons l'effet de ces sélections sur la multiplicité. En effet nous recherchons les évènements de fusion, correspondant aux collisions les plus centrales, et dans notre cas l'énergie disponible étant élevée, ceci doit conduire à de fortes multiplicités. Nous voyons ainsi sur la figure III.8 que notre sélection privilégie les multiplicités élevées. Cela signifie que les collisions les plus violentes sont détectées de façon relativement complète et prouve la grande efficacité d'INDRA pour l'étude des collisions les plus centrales.

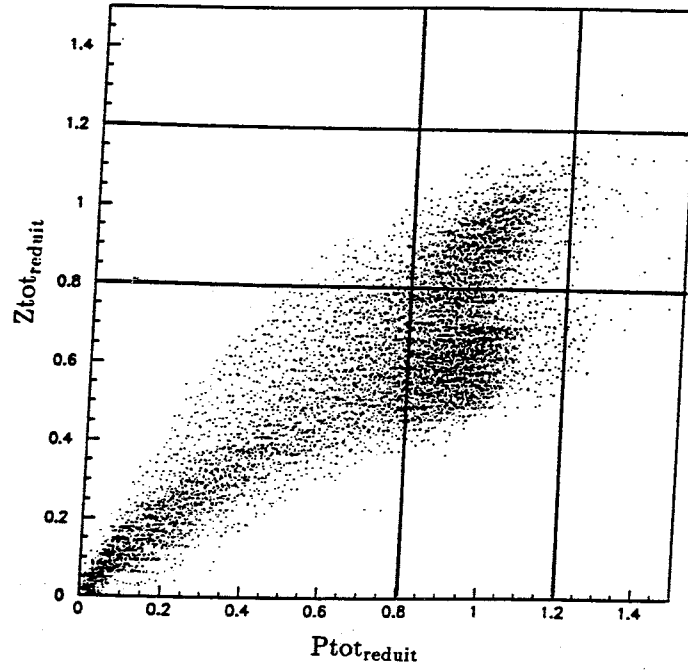


Figure III.7 : $Z_{tot_reduit} = f(P_{tot_reduit})$ pour l'énergie de 32 MeV/u

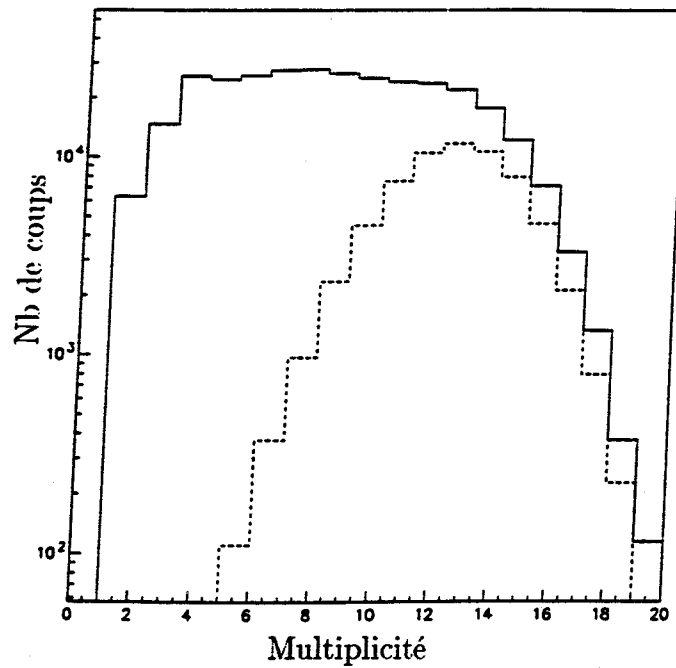


Figure III.8 : Trait plein : multiplicité brute, Trait pointillé : multiplicité après sélection (32 MeV/u)

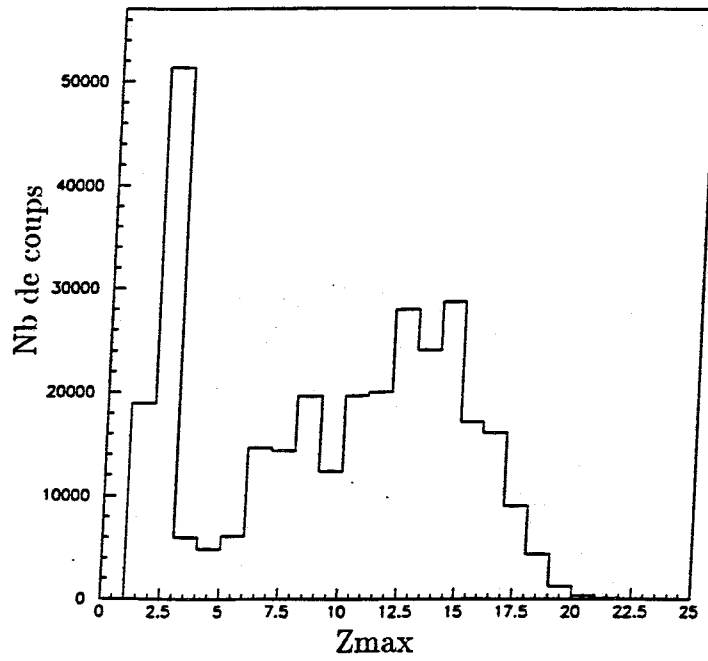


Figure III.9.a : Charge maximale des évènements bruts (32 MeV/u)

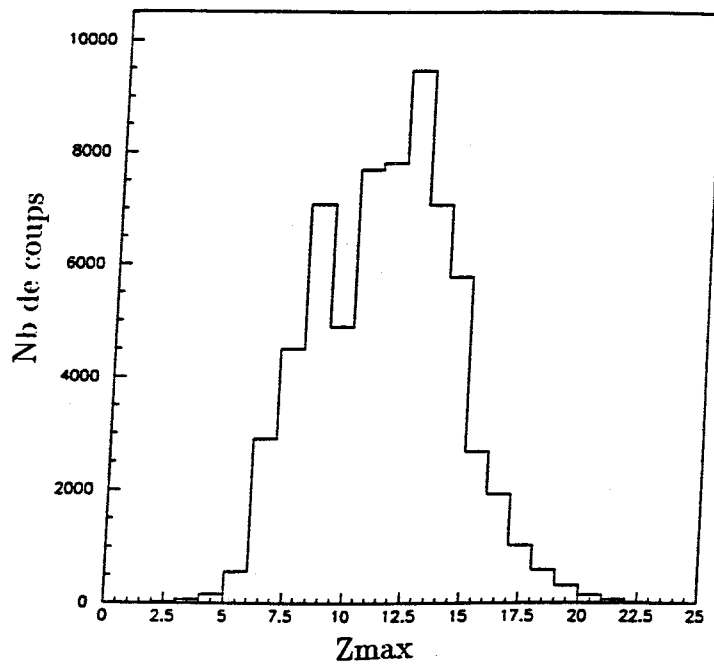


Figure IV.9.b : Charge maximale des évènements sélectionnés avec le critère de complétude (32 MeV/u)

Nous avons vu dans l'introduction que l'étude de la fusion à basse énergie était liée à la présence d'un résidu d'évaporation ou alors à la présence de deux fragments de fission dans le cas des systèmes lourds, donc il est intéressant de regarder ce que devient la distribution du plus gros fragment détecté que nous appellerons Z_{\max} par la suite. La figure III.9.a nous montre la distribution des Z_{\max} des événements bruts. On remarque la présence de résidus de charge relativement élevée pour notre système. En effet il faut rappeler que la charge totale de 36 du système composite est affectée de toute l'énergie disponible de 8 MeV/u ce qui est considérable. Donc le composite formé doit évacuer une énergie d'excitation importante. Il est donc normal de n'avoir qu'un résidu de faible Z au bout de la chaîne de désexcitation ou alors deux fragments de fission de faible charge. Sur la figure III.9.b correspondant aux événements sélectionnés en impulsion et en charge totale, nous voyons que l'on ne garde que les Z_{\max} élevés. On peut donc s'attendre par la suite à détecter des résidus de fusion correspondant à un composite de masse élevée.

Conclusion :

Des variables adaptées à des énergies élevées et des systèmes lourds, comme le Erat et la Directivité ne le sont plus pour des systèmes plus légers et des énergies plus faibles. De même le $H(2)$ qui, calculé avec uniquement les IMF, dans le cas de Xe + Sn à 50 MeV/u, est alors bien adapté, ne l'est plus pour un système plus léger, pour lequel il faut rajouter les particules légères dans le calcul du moment de FOX.

Nous venons de passer en revue quelques variables globales utilisées en Physique Nucléaire, il est évident que cet inventaire est loin d'être exhaustif.

CHAPITRE IV

Etude des évènements de fusion incomplète

Ar + KCl à 32 MeV/u

Etude des évènements de fusion incomplète Ar + KCl à 32 MeV/u

Introduction :

Notre choix s'est donc porté sur le moment de FOX d'ordre 2 $H(2)$ calculé avec toutes les particules. Nous allons prendre les évènements dont le $H(2)$ est compris entre 0 et 0.1. En effet si nous nous reportons au chapitre III, il s'agit d'un tri très draconien, puisqu'il enlève pratiquement 60 % de la section efficace des évènements simulés, toutefois celui-ci peut tout de même laisser deux sources dans le lot trié. C'est dans cette tranche que le recouvrement avec deux sources relativement proches, est le plus faible, tout en gardant une statistique raisonnable. Il faut également préciser que dans ce chapitre nous recherchons les évènements de fusion incomplète dite "classique", c'est à dire dont la désexcitation mène soit à un résidu d'évaporation soit à deux fragments de fission.

I Multiplicité et Z_{max} :

Voyons l'effet de cette nouvelle sélection sur notre lot expérimental. Nous avons sur la figure IV.1 la distribution en multiplicité totale ainsi que le Z_{max} après le tri en moment de FOX. Nous voyons bien que l'on a sélectionné les collisions les plus centrales du fait de la valeur élevée de la multiplicité. Il reste tout de même des gros fragments, même si la valeur moyenne ($Z=13.66$) de la distribution paraît faible. En effet comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre l'énergie disponible dans le centre de masse est de 8 MeV/u, ce qui correspond à l'énergie de liaison de la matière nucléaire. Le système composite formé aura une énergie d'excitation très importante. Il est donc normal d'avoir des fragments de faible charge en fin de chaîne de désexcitation.

Nous verrons par la suite qu'il s'agit de résidus de fusion quasi-complète et de fragments de fission.

II Paramètre d'impact :

Nous pouvons également regarder à quelle tranche en paramètre d'impact correspond notre sélection. Cela nous permet de vérifier que nous avons bien choisi les collisions les plus centrales. Pour cela nous utilisons la corrélation existant entre le paramètre d'impact et l'énergie transverse des particules légères. La corrélation entre la multiplicité et le paramètre d'impact est moins adaptée dans le cas d'un système à faible nombre de nucléons. En effet la distribution en multiplicité est moins large puisque nous avons peu de nucléons. Nous aurons donc moins de points dans la corrélation. On peut voir cela sur la figure IV.2, on remarque que la multiplicité varie entre 7 et 18 alors que l'énergie transverse varie entre 50 et 350 unités, ce qui comparé au premier intervalle nous donne une variation de 30 intervalles en énergie contre une de 12 en

multiplicité. Nous avons ainsi une correspondance plus précise entre l'énergie transverse et le paramètre d'impact. Nous pouvons voir sur la figure IV.2 qu'une énergie transverse importante est associée à une multiplicité totale grande. Nous évaluons le paramètre d'impact à l'aide de la formule suivante ([BOW92], [PHA93])

$$b = b_{\max} \sqrt{\int_{E_t}^{+\infty} P(E) dE}$$

b_{\max} étant le paramètre d'impact maximum évalué de façon géométrique. Dans notre cas $b_{\max} = 8$ fm.

Sur la figure IV.3.a nous avons représenté la distribution en énergie transverse de toutes les particules, correspondant à notre sélection, cela nous donne un intervalle en énergie transverse ($E_{\text{moyenne}} \pm \sigma$) et grâce à la corrélation $b = f(E_{\text{trans}})$ (Figure IV.3.b) nous avons la tranche en paramètre d'impact ainsi sélectionnée, ce qui nous donne $1.6 \leq b \leq 4.4$ fm. Le diamètre moyen d'un noyau cible étant de 4 fm, nous avons donc bien sélectionné les collisions les plus centrales. Il faut tout de même noter que cette évaluation dépend d'un modèle, il ne s'agit donc que d'une indication, un contrôle de notre sélection.

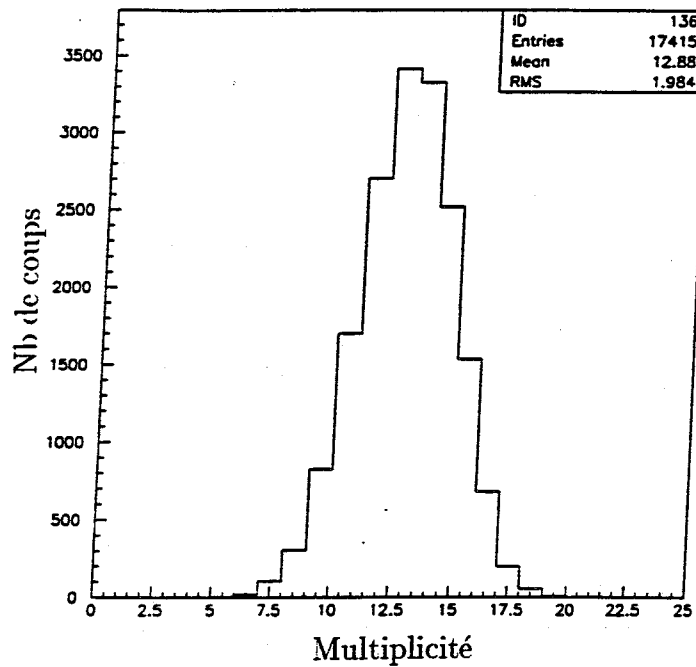


Figure IV.1.a : Multiplicité totale pour l'énergie de 32 MeV/u après sélection $0. \leq H(2) \leq 0.1$

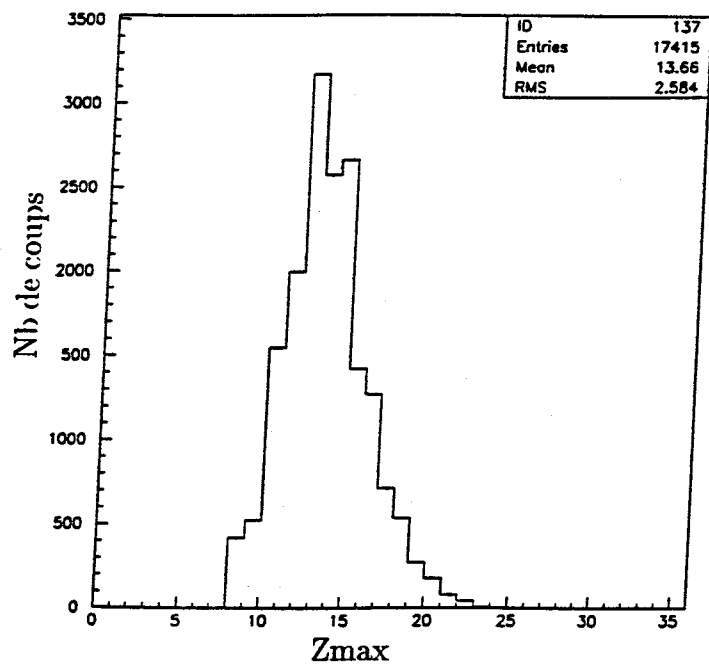


Figure IV.1.b : Charge maximale pour l'énergie de 32 MeV/u après sélection $0. \leq H(2) \leq 0.1$

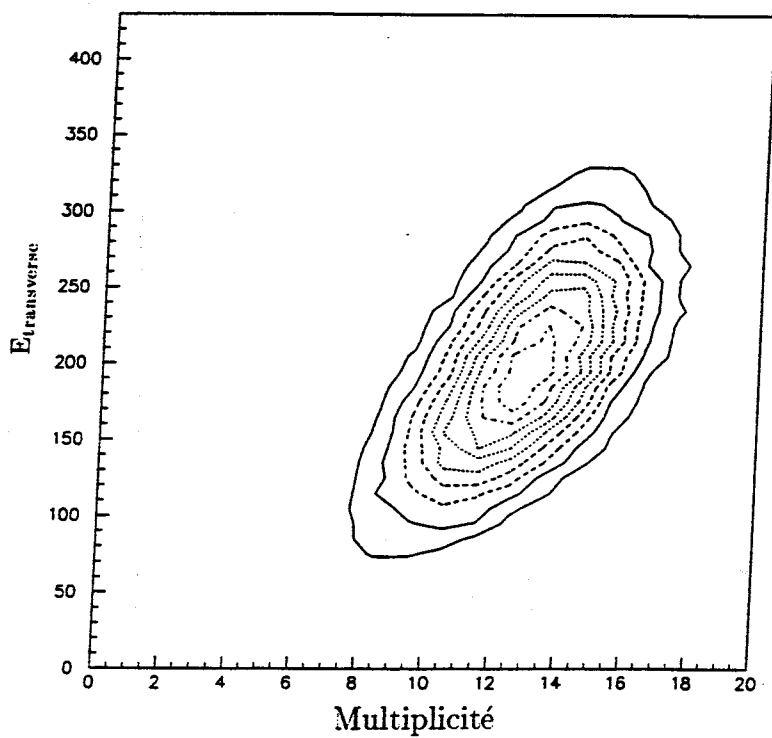


Figure IV.2 : Energie transverse fonction de la multiplicité des évènements complets (32 MeV/u)

III Forme de l'évènement :

Notre lot d'évènements étant bien déterminé par les critères de complétude et de moment de FOX, nous allons maintenant contrôler que nos évènements correspondent à une seule source.

Regardons tout d'abord la forme de l'évènement type. Pour cela nous utilisons les deux variables sphéricité-coplanarité décrites dans le chapitre III. La figure IV.4 est très explicite : nous avons des évènements dont la sphéricité moyenne est de 0.74 ce qui, vu le faible nombre de particules mises en jeu, confirme notre sélection [MET95].

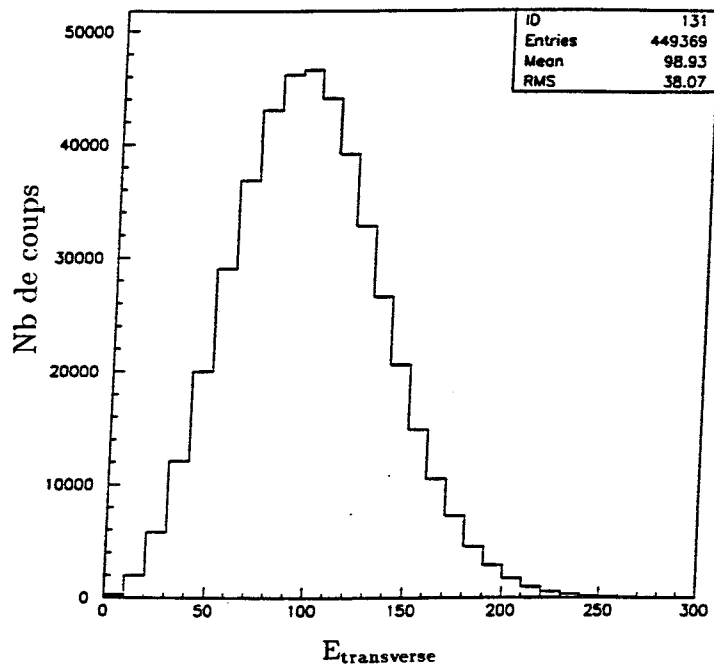


Figure IV.3.a : Energie transverse après sélection $0. \leq H(2) \leq 0.1$ (32 MeV/u)

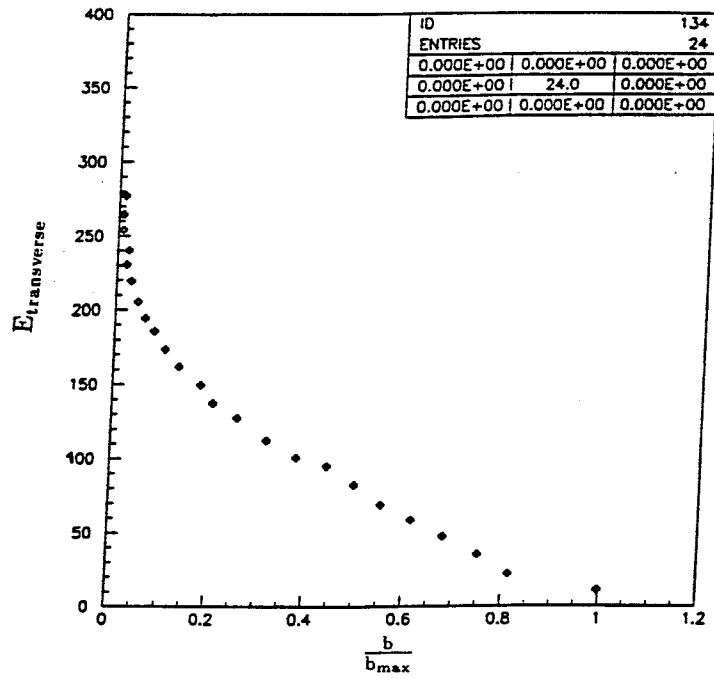


Figure IV.3.b : Corrélation Energie transverse - $\frac{b}{b_{max}}$ des évènements complets (32 MeV/u)

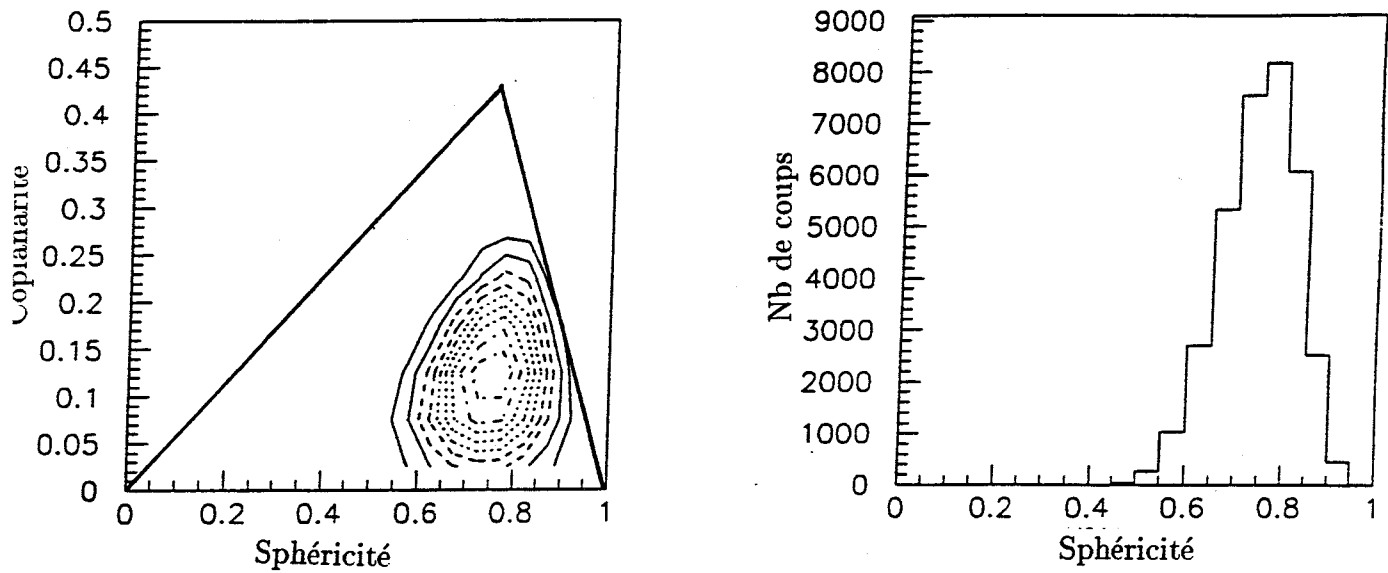


Figure IV.4 : Sphéricité - Coplanarité après sélection $0. \leq H(2) \leq 0.1$ (32 MeV/u)

Nous pouvons maintenant vérifier cette information sur les diagrammes, invariants par transformation de Lorentz, vitesse parallèle fonction de la vitesse perpendiculaire. Les deux vitesses sont calculées dans le repère de l'ellipsoïde, qui est en fait le repère défini par les vecteurs propres du tenseur en énergie défini au chapitre III pour le calcul de la sphéricité et de la coplanarité. Le passage dans le repère de l'ellipsoïde permet d'améliorer la qualité des zones circulaires. Nous observons des zones de densité bien marquées pratiquement circulaires pour les $Z = 1$ et 2 ainsi que pour les IMF (Figure IV.5). On peut remarquer que les IMF sont regroupés sur la vitesse du centre de masse. En fait nous avons une dispersion beaucoup plus large mais la représentation en contour élimine les zones à faible densité de points. Donc il s'agit uniquement d'un artefact de représentation dû au manque de statistique. D'autre part les IMF étant des fragments plus lourds, ce sont eux qui déterminent principalement le centre de masse, ils auront donc en moyenne une vitesse plus faible qu'un proton dans le repère de l'ellipsoïde. Les mécanismes de désexcitation ainsi sélectionnés correspondent donc bien à des événements pratiquement isotropes. Nous allons voir qu'une coupure supplémentaire va se révéler nécessaire.

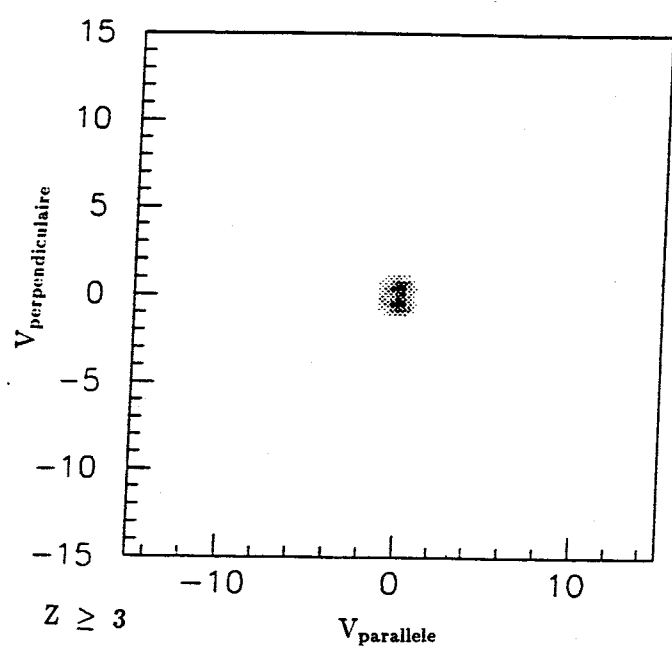
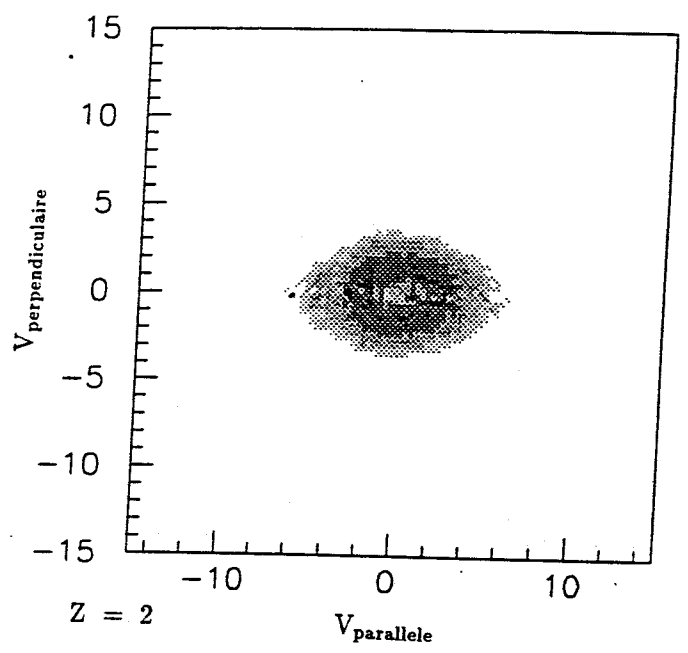
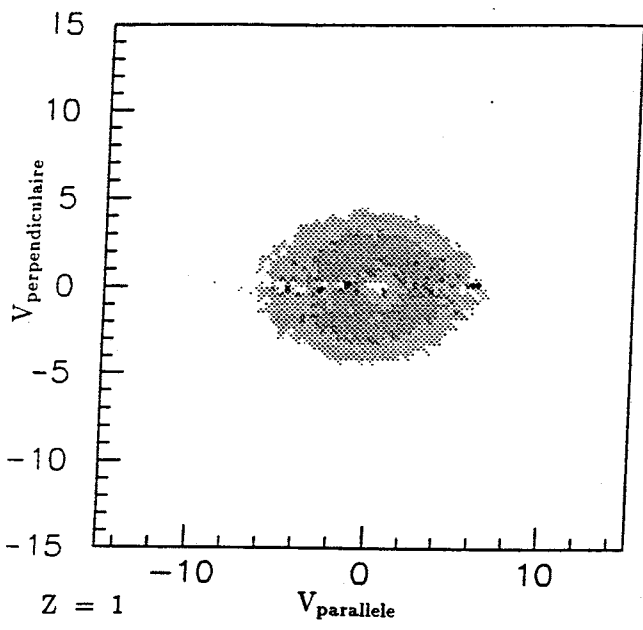


Figure IV.5 : Diagrammes Vitesse parallèle - Vitesse perpendiculaire après sélection $0. \leq H(2) \leq 0.1$ dans le repère de l'ellipsoïde

IV Evènements de fusion :

IV.1 Binaire ou Fission ?

Les coupures que nous avons faites sont globales et donc ne sont pas suffisantes pour trier correctement les évènements de fusion incomplète. Si l'on porte (Figure IV.6) la charge du plus gros fragment ($Z_{\max 1}$) en fonction de celle du second plus gros ($Z_{\max 2}$) on remarque deux paquets bien distincts que l'on ne peut pas séparer avec la variable globale $H(2)$. En revanche la distribution des fragments n'est pas la même dans les deux paquets. Pour le premier on a un seul gros fragment accompagné de petits, alors que dans le second on a deux charges importantes à peu près équivalentes. Ces dernières peuvent être attribués soit à des résidus d'un binaire très dissipatif, soit à des résidus de fission. Bien que le canal de fission ne soit, à priori, pas favorisé dans le cas d'un système léger, nous allons le vérifier. La systématique de Viola [VIO85] va nous donner la vitesse relative des deux fragments dans le cas d'une fission symétrique. On a l'énergie cinétique moyenne donnée par la relation suivante :

$$\langle E_{\text{moy}} \rangle = 0.166 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + 9.0 \text{ MeV}$$

Nous classons les fragments par ordre décroissant de charge pour les raisonnements suivants. Donc le premier fragment correspondra à la charge maximale de l'évènement. Nous avons deux fragments de taille $Z = 6$ en moyenne correspondant donc à un composite de départ de $Z = 12$, $A=24$ d'où $E_{\text{moy}} = 14.8 \text{ MeV}$, la vitesse relative est alors de 2.1 cm/ns . Donc si les deux fragments correspondent à une fission symétrique, nous devrions avoir une distribution de vitesse relative centrée à 2.1 cm/ns . Les figures IV.8.a et IV.8.b représentent les vitesses relatives entre les 3 premiers fragments pour le second et le premier paquet. Pour le second paquet nous obtenons une vitesse relative entre les deux premiers fragments ($V_{1 \rightarrow 2}$) de 3 cm/ns . En revanche le sommet de la distribution correspond à une vitesse de 2.5 cm/ns ce qui n'est pas très éloigné de 2.1 cm/ns . On ne peut donc pas conclure sur l'origine de ces deux fragments. On peut remarquer que la distribution en pointillé qui représente la vitesse relative entre le premier et le troisième fragment ($V_{1 \rightarrow 3}$) est décalée par rapport à la première. On pourrait attribuer cela à une désexcitation binaire, mais en fait la différence vient du fait que nous regardons alors une vitesse relative du même type que celle de la figure IV.8.b ($V_{1 \rightarrow 3}$). Le troisième fragment provient de la désexcitation d'un des deux premiers, comme le second provient de la désexcitation du résidu dans le premier cas. En revanche si nous observons les vitesses relatives pour le premier paquet (figure IV.8.b), entre le plus gros et le second ($V_{1 \rightarrow 2}$) et entre le plus gros et le troisième fragment ($V_{1 \rightarrow 3}$) les deux distributions se superposent ce qui tend à montrer qu'ils sont tous les deux émis par la même source. Cet argument a également été vérifié à l'aide d'une simulation en mettant en entrée les caractéristiques de la source que nous détaillerons par la suite, dans SIMON, on obtient le graphe de la figure IV.7 qui représente le $Z_{\max 2}$ en

fonction du $Z_{\max 1}$. Nous voyons que le second paquet n'est en aucun cas peuplé, alors que le premier paquet semble être compatible avec l'hypothèse de désexcitation statistique d'une source de fusion.

Nous n'avons pas pu conclure sur l'origine du second paquet, nous allons donc utiliser un autre analyse à l'aide des diagrammes dits de Wilczinsky [WIL73]. Ceux-ci représentent, dans notre cas, la somme des énergies des IMF en fonction de l'angle de flot de l'évènement. L'angle de flot est l'angle que fait le grand axe de l'ellipsoïde avec l'axe du faisceau. Il s'agit donc de l'angle que fait le "flot de matière" avec l'axe du faisceau. Dans le cas d'un évènement sphérique, celui-ci n'est en principe pas défini puisqu'il s'agit d'un ellipsoïde particulier, une sphère. Il n'y a donc plus de grand axe, il est évident que cette discussion suppose que l'on a vraiment une sphère continue or ce n'est pas le cas puisque nous n'avons qu'un nombre limité de fragments. Nous avons alors une sphère légèrement déformée donc les différents axes jouent tour à tour le rôle de grand axe. On a ainsi une distribution d'angles de flot sur tout l'intervalle de 0° à 90° associée à une somme d'énergie pratiquement constante. Dans le cas d'une collision binaire l'angle de flot est faible et la somme des énergies grande. En effet si nous prenons le cas extrême d'une collision élastique, le projectile est "émis" vers l'avant donc à petit angle et son énergie dans le centre de masse est importante. On a donc un diagramme en forme de banane dans lequel l'essentiel des évènements est situé à petits angles de flot.

Nous allons donc utiliser cet angle de flot pour déterminer définitivement l'origine de notre second paquet. Regardons le diagramme de Wilczinsky des évènements complets (figure IV.9 a). Celui-ci comprend deux zones, une première à petits angles de flot qui comporte une bosse correspondant aux collisions binaires et une seconde pour un angle supérieur à 60° relativement plate correspondant à des évènements de fusion ou des évènements binaires très dissipatifs, complètement relaxés. Appliquons notre sélection en moment de FOX sur le lot d'évènements complets (figure IV.9.b). Nous avons bien obtenu après sélection en $H(2)$ un diagramme correspondant à une seule source d'émission. Nous avons vu qu'une seule source donne ce type de distribution, mais les collisions binaires peuvent peupler la région des petits angles de flot. Donc afin d'être sûr que le système a perdu toute mémoire de la voie d'entrée nous allons regarder uniquement les évènements dont l'angle de flot est supérieur à 60° . En effet nous pouvons voir sur la figure IV.10, qui représente la distribution d'angle de flot après sélection, que pour un angle supérieur à 60° la distribution est pratiquement plate. La figure IV.11 nous montre $Z_{\max 2}$ fonction de $Z_{\max 1}$ après cette nouvelle coupure. Nous constatons que le second paquet est toujours présent et donc qu'il ne s'agit pas d'une collision binaire pure. En revanche il peut s'agir d'un binaire complètement relaxé. Nous pouvons donc dire qu'il s'agit d'un mode de désexcitation par fission symétrique de notre source de fusion incomplète. La distinction entre un binaire complètement relaxé et une fusion-fission étant impossible, nous appellerons par la suite cette désexcitation fission dynamique. Donc notre source fissionne, puis les deux

fragments refroidissent jusqu'à atteindre une charge de 6. Ce résultat est un peu surprenant car nous ne sommes pas dans un système à grand nombre de nucléons donc les critères de fission symétrique classique ne sont pas remplis. En revanche une fission "dynamique" n'est apparemment pas à exclure pour les systèmes légers.

La sélection en angle de flot nous a permis de déterminer l'origine du second paquet, nous revenons maintenant à notre lot avant sélection en angle de flot. Ainsi, le mode de désexcitation étant différent pour les deux paquets, nous les étudierons séparément à l'aide d'une coupure supplémentaire (Figure IV.6). Pour le premier paquet nous étudierons les événements tels que tous les fragments dont la différence de charge entre le premier et le second plus gros est inférieure à 6, soient enlevés et nous ferons le contraire pour le second paquet.

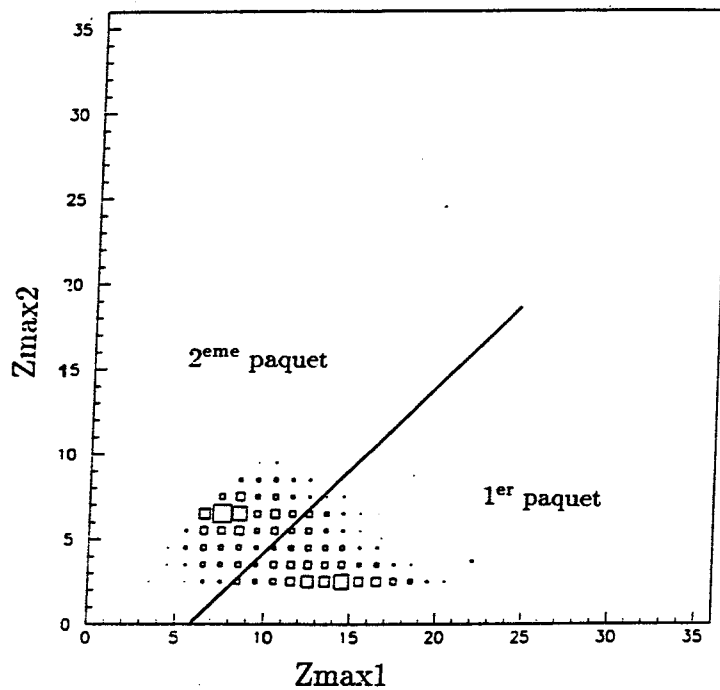


Figure IV.6 : $Z_{max2} = f(Z_{max1})$ après sélection $0. \leq H(2) \leq 0.1$ (32 MeV/u)

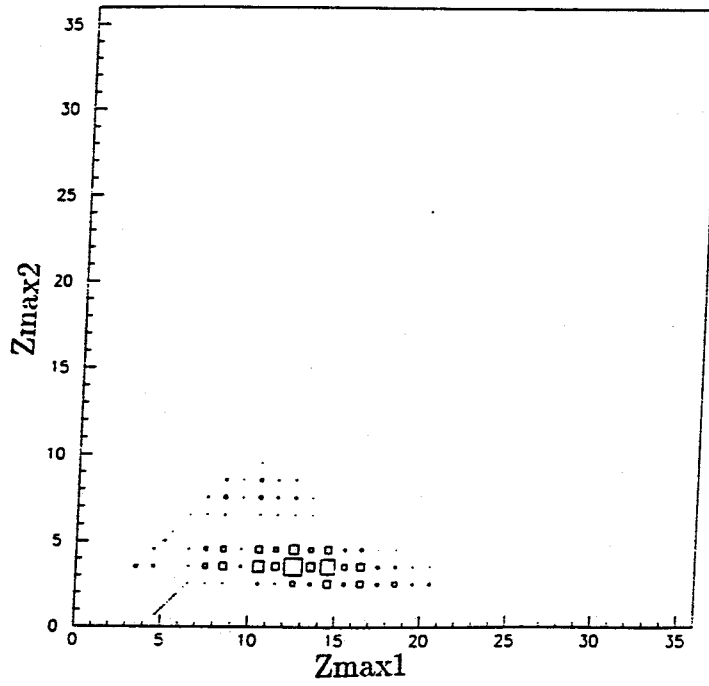


Figure IV.7 : $Z_{max2} = f(Z_{max1})$ de la désexcitation statistique d'une source ($A=68, Z=34, E^*=7.1$ MeV/u)

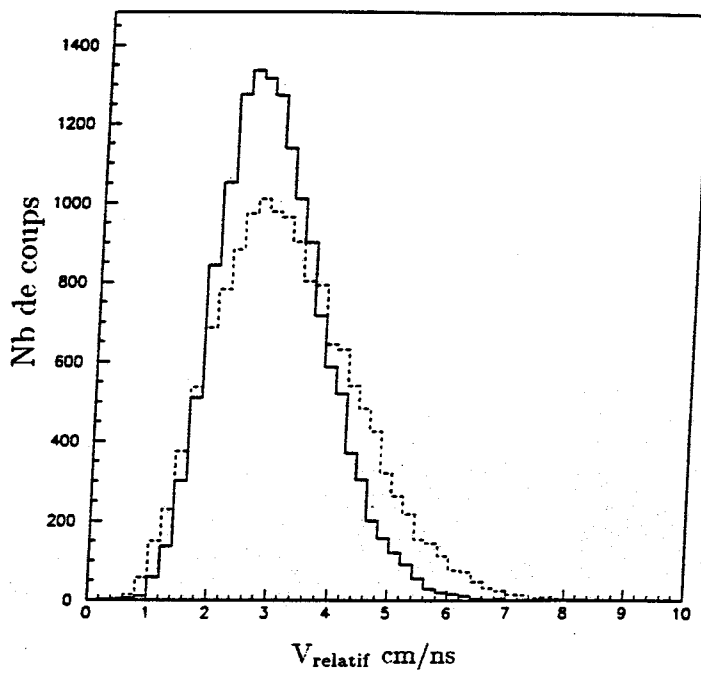


Figure IV.8.a : Vitesses relatives du second paquet Trait plein : V_{1-2} Trait pointillé : V_{1-3}

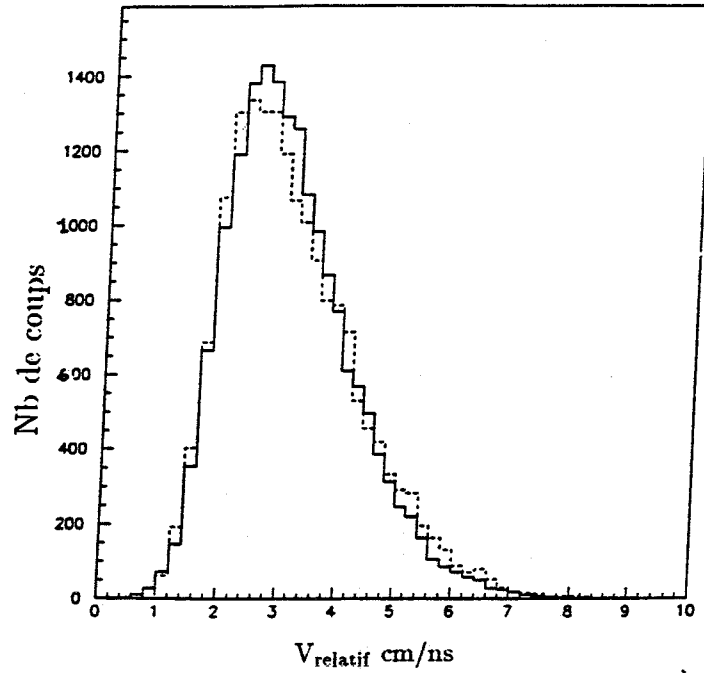


Figure IV.8.b : Vitesses relatives du premier paquet Trait plein : V_{1-2} Trait pointillé : V_{1-3}

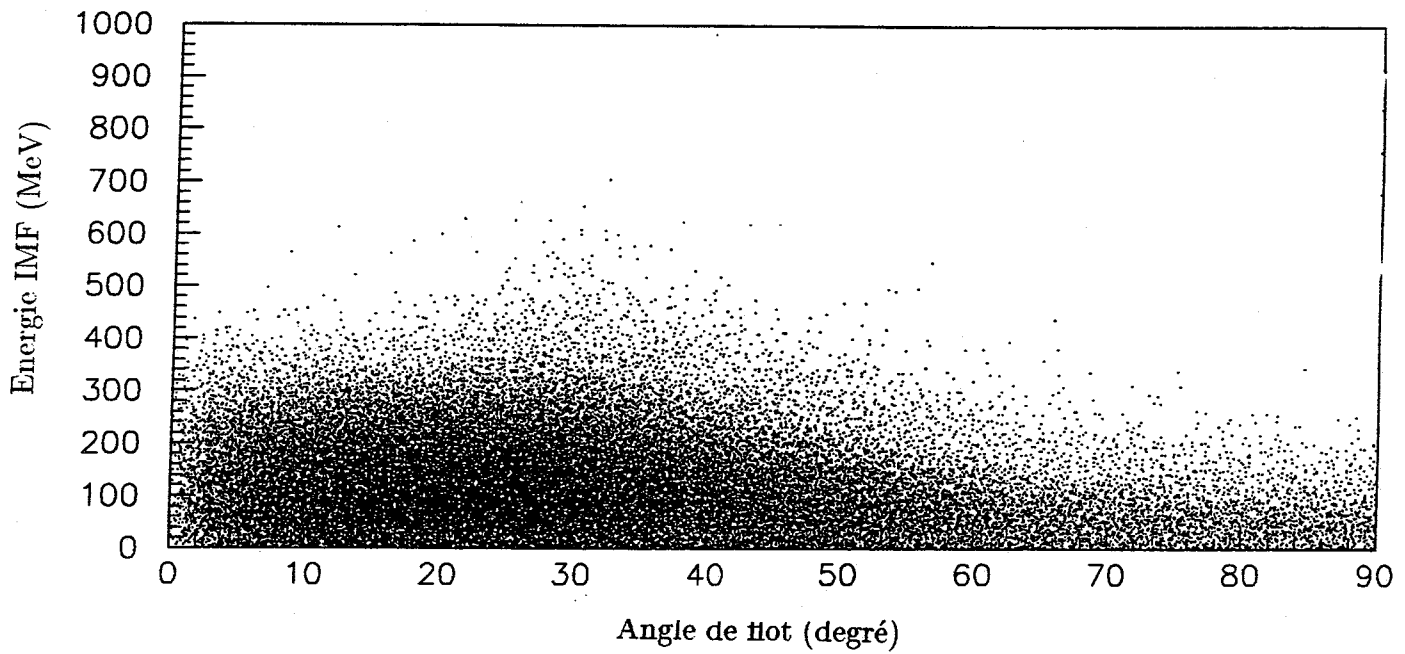


Figure IV.9.a : Energie totale des IMF en fonction de l'angle de flot des événements complets (32 MeV/u)

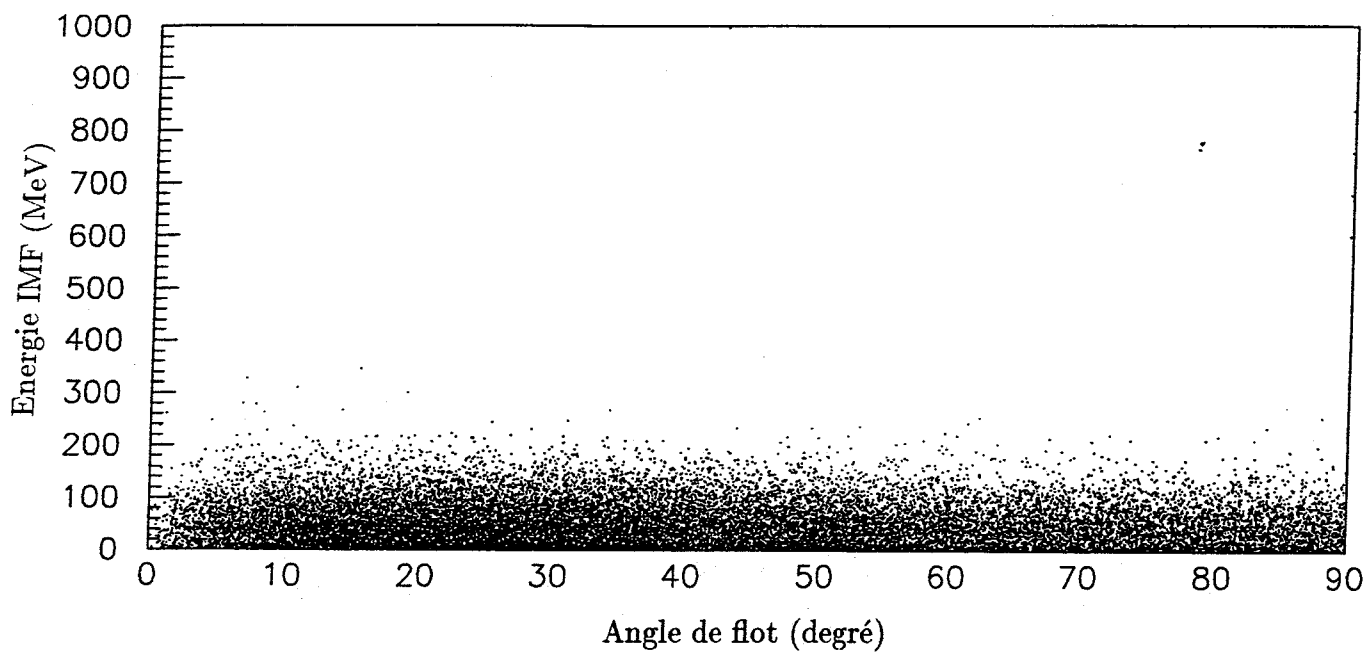


Figure IV.9.b : Energie totale des IMF en fonction de l'angle de flot avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$ (32 MeV/u)

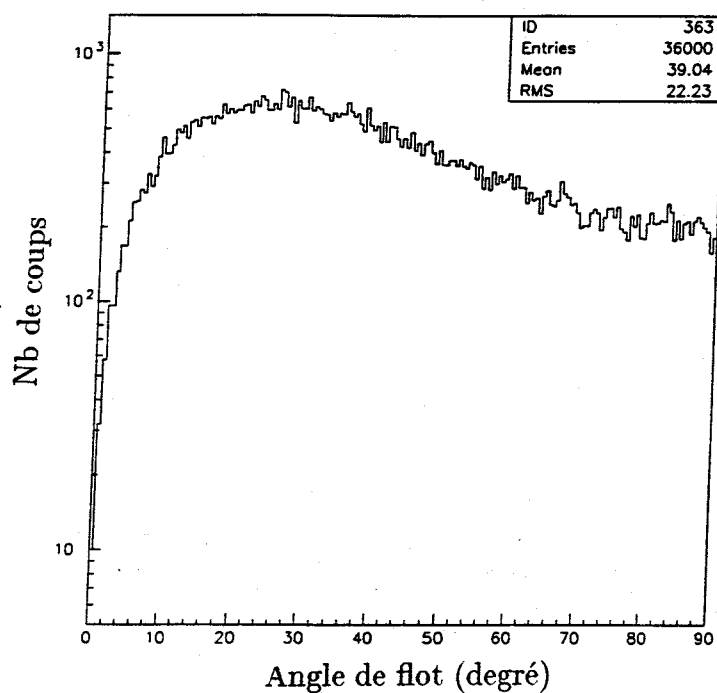


Figure IV.10 : Distribution de l'angle de flot avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$ (32 MeV/u)

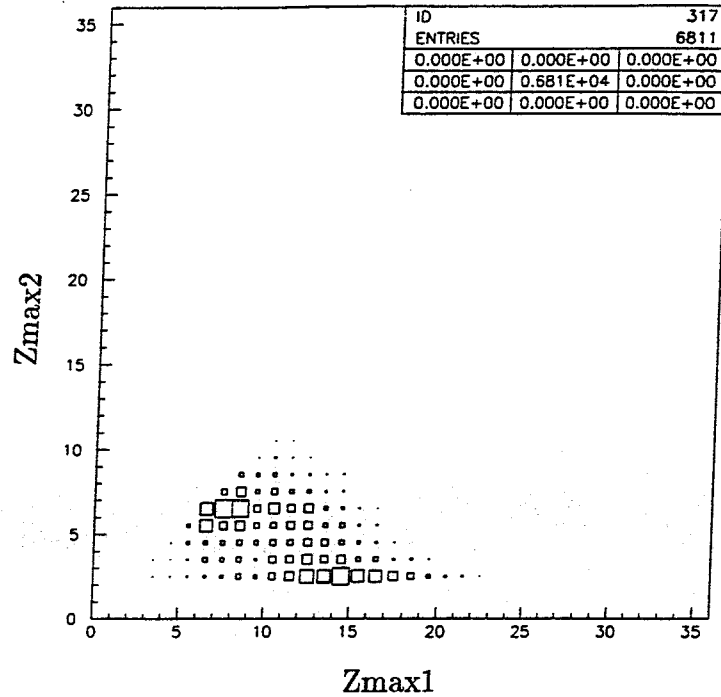


Figure IV.11 : $Z_{max2} = f(Z_{max1})$ avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$ et $\theta_{flot} > 60^\circ$

IV.2 Etude du résidu d'évaporation :

Afin de déterminer la taille et l'énergie d'excitation de notre source de fusion incomplète, nous allons utiliser une méthode employée par N.Marie pour l'étude de Xe + Sn à 50 MeV/u [MAR95].

Tout le raisonnement nécessaire pour déterminer la taille et l'énergie d'excitation de la source sera fait à l'aide des $Z = 2$, pour lesquels nous avons une statistique raisonnable. La figure IV.12 nous montre la distribution en cosinus theta centre de masse des $Z = 2$, (Elle est construite événement par événement). Il s'agit de l'angle d'émission de la particule dans le centre de masse et non pas de l'angle de flot. Nous remarquons trois zones distinctes a,b,c. La zone qui nous intéresse est la zone b, pratiquement plate, qui signe donc une émission isotrope. Nous allons uniquement travailler dans cette région. Les deux autres correspondent à des rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible. On peut le vérifier sur les spectres en vitesse dans le laboratoire de ces deux zones (non montrés). Pour la première zone on obtient une vitesse faible (cible) tandis que pour la seconde on obtient une vitesse proche de la vitesse du faisceau (projectile). En effet la sélection en $H(2)$ sélectionnant les collisions les plus centrales, les effets de moment angulaire sont faibles. On peut le vérifier sur la figure IV.13 : si les effets de moment angulaire étaient importants la distribution en cosinus theta des IMF devrait être

plus creusée que pour les alphas ou les protons, or ce n'est pas le cas. En effet la différence entre le plateau et les pics est de 60% pour les alphas et de 40% pour les IMF. Nous voyons également (Figure IV.13) que les distributions pour les $Z = 1$ et les IMF comportent une partie plate, même si pour les IMF la statistique est insuffisante. On peut également remarquer (figures IV.12, IV.13) une déplétion pour les angles arrières dans le centre de masse, celle-ci est due à l'absence des chambres d'ionisation à l'arrière lors de la campagne de mesures.

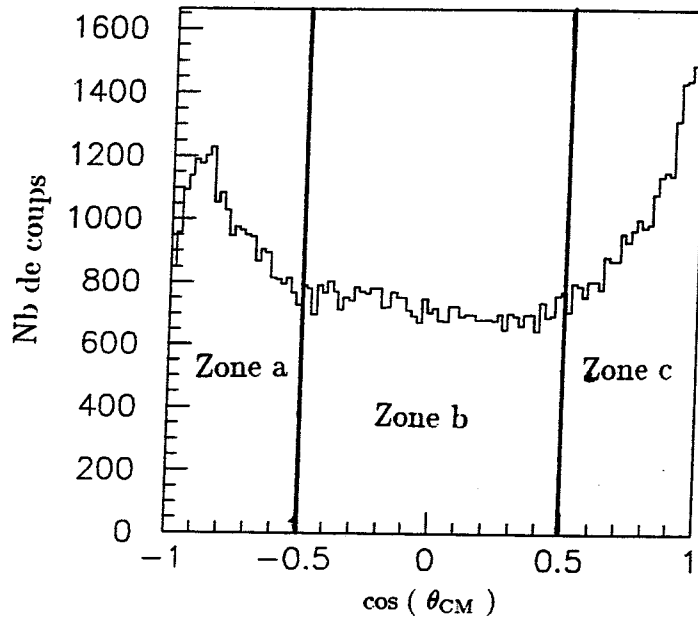


Figure IV.12 : Cosinus de l'angle d'émission dans le centre de masse des $Z = 2$ (32 MeV/u)

Nous allons vérifier encore une fois que notre émission est bien isotrope. Le croisement de toutes ces variables est nécessaire afin d'être sûr de ne pas regarder un cas particulier. La figure IV.14 montre les spectres en énergie des $Z = 1, 2$ et 3 pour trois tranches du domaine $-0.5 \leq \cos\theta \leq 0.5$, ($60^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ trait plein, $80^\circ \leq \theta \leq 100^\circ$ trait tireté, $100^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ trait pointillé). Ils sont superposables sur tout le domaine ce qui nous montre bien que l'émission est isotrope.

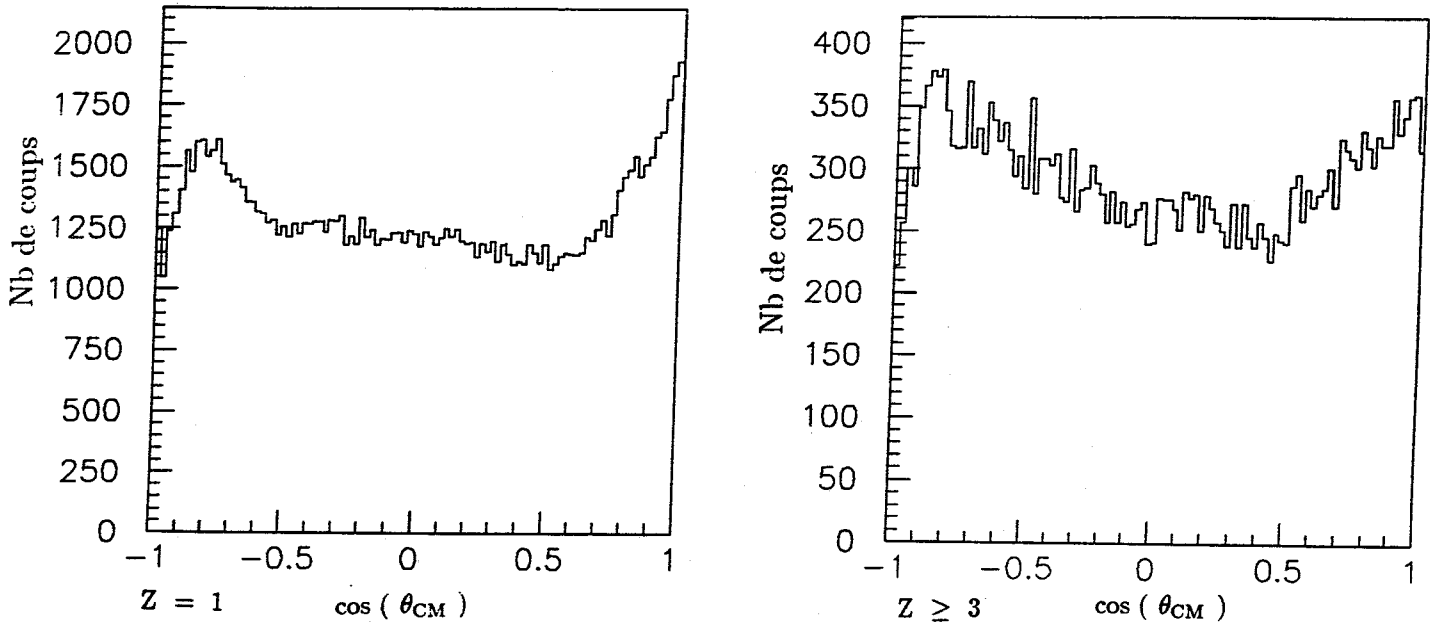


Figure IV.13 : Cosinus de l'angle d'émission dans le centre de masse des $Z = 1$ et des IMF

IV.2.a Taille de la source :

Afin de reconstruire la charge de la source initiale, nous comptons toutes les particules comprises dans notre domaine angulaire cité plus haut. D'autre part on sait que $d\omega = \sin\theta d\theta d\phi$ donc l'angle solide ω est proportionnel à $\cos(\theta)$, on peut alors multiplier le résultat obtenu par deux pour avoir la taille de la source puisque nous comptons les particules telles que $-0.5 \leq \cos(\theta) \leq 0.5$.

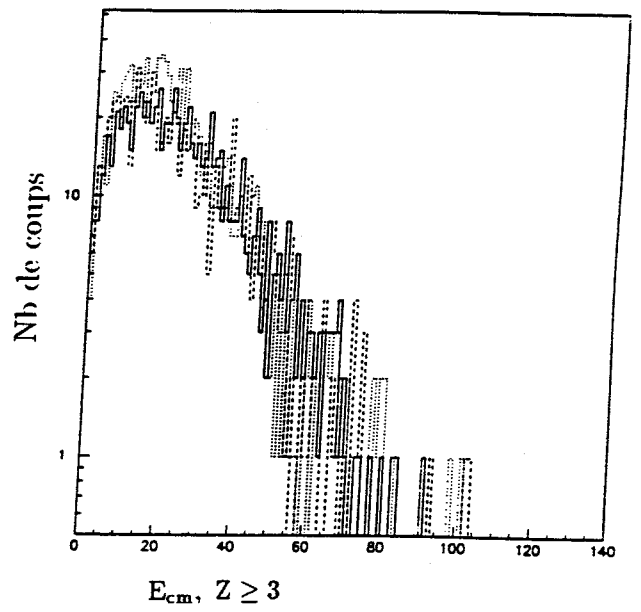
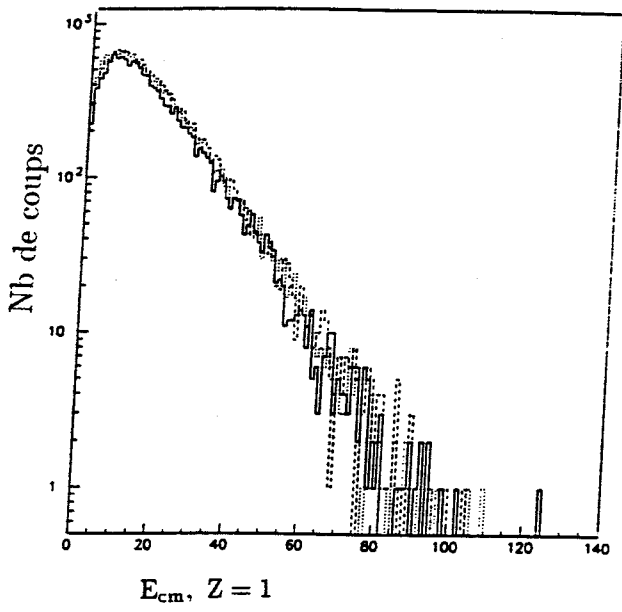
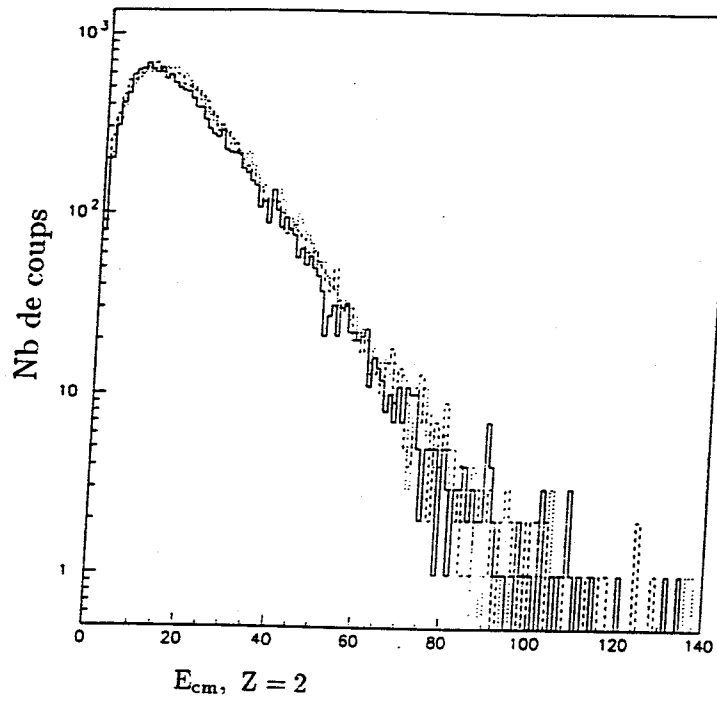


Figure IV.14 : Superposition des spectres en énergie des $Z=1,2$ et 3 après sélection $0. \leq H(2) \leq 0.1$

Cette méthode utilisée pour Xe + Sn à 50 MeV [MAR95] donne des résultats faciles à interpréter car nous avons alors un grand nombre de fragments. On obtient une distribution centrée sur une valeur bien déterminée. Dans notre cas le résultat peut paraître surprenant au premier abord. En effet la reconstruction produit deux pics bien distincts (Figure IV.15). On peut remarquer que ceux-ci sont séparés de $\Delta Z = \langle Z_{\max} \rangle$. En fait ce résultat est correct : on a sélectionné des événements à un gros fragment, donc la probabilité qu'il soit dans notre domaine angulaire est $\frac{1}{2}$. Le Z_{\max} est alors compté une fois sur deux générant ainsi deux pics. La valeur moyenne reste correcte, ceci a été vérifié à l'aide d'une simulation (SIMON). Avec au départ une charge égale à 36 et la même analyse on obtient une demi-charge de 17.7, ce qui est correct. On peut noter que ceci nous donnera un moyen de contrôle par la suite. Dans le cas d'une fusion menant à un résidu on doit avoir ces deux pics distincts. Nous obtenons ainsi une demi-charge de 15.66 (figure IV.15) soit une charge de 31 ce qui, corrigée de l'efficacité de 90% du détecteur, nous donne $Z = 34$.

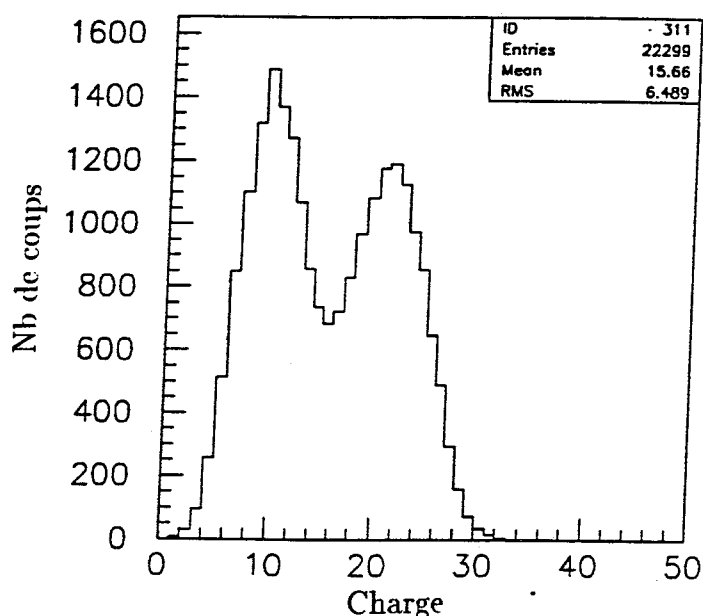


Figure IV.15 : Charge de la demi-source reconstituée 1^{er} paquet (32 MeV/u)

IV.2.b Energie d'excitation :

Nous allons déterminer l'énergie d'excitation par calorimétrie.

Toujours afin que les événements ne soient pas pollués par des particules n'appartenant pas à notre source, nous considérons la désexcitation d'une demi-source dans notre domaine angulaire. Encore une fois cette méthode a été testée avec succès à l'aide d'une simulation. La

même analyse d'une source de charge 36 et d'énergie d'excitation égale à 8 MeV/u nous donne une énergie de 7.8 MeV/u, cette valeur est également correcte.

On fait donc la somme de l'énergie de toutes les particules chargées, puis on ajoute l'énergie des neutrons. Ceux-ci n'étant pas détectés par INDRA, nous faisons une approximation. Le système est léger, on peut donc considérer que le nombre de neutrons émis est égal au nombre de protons. De plus, on leur attribue une énergie égale à l'énergie moyenne des protons moins la barrière coulombienne (2.0 MeV).

D'autre part on a choisi de prendre les événements dont on a détecté au moins 80% de la charge totale, donc on peut avoir manqué jusqu'à 7 charges. Ainsi on a dû "compléter" l'évènement. La majorité des produits de la réaction étant des protons et des alphas, la charge manquante a été ajoutée avec ceux-ci. On détermine la proportion de protons et d'alphas dans l'évènement, leurs énergies moyennes, puis on ajoute la charge manquante dans la même proportion. On augmente ainsi l'erreur statistique, mais l'erreur systématique diminue. La formule suivante nous donne une expression générale de l'énergie d'excitation totale après toutes les corrections. En effet on fait le bilan en énergie sur la demi-source (particules chargées et neutrons), on calcule également la chaleur de réaction algébrique Q , événement par événement à l'aide d'une table. L'énergie ainsi trouvée est alors ramenée à une énergie par nucléon pour éliminer la notion de demi-source.

$$E^*/A = (\sum E_{\text{particules chargées}} + \sum E_{\text{neutron}} + Q_{\text{réaction}}) / \text{Demi-charge}$$

Nous voyons la distribution d'énergie d'excitation sur la figure IV.16. Comme pour la taille de la source, il ne faut prendre en compte que la valeur moyenne. Nous obtenons une énergie d'excitation de $7.1 \pm_{1.5}^{\pm 0.9}$ MeV/u proche de l'énergie disponible de 8 MeV/u. On obtient des erreurs de 20% sur la valeur moyenne ce qui est raisonnable vu la relative imprécision de la méthode. En effet nous rajoutons des particules affectées d'une énergie moyenne et de plus on peut avoir une pollution due au prééquilibre.

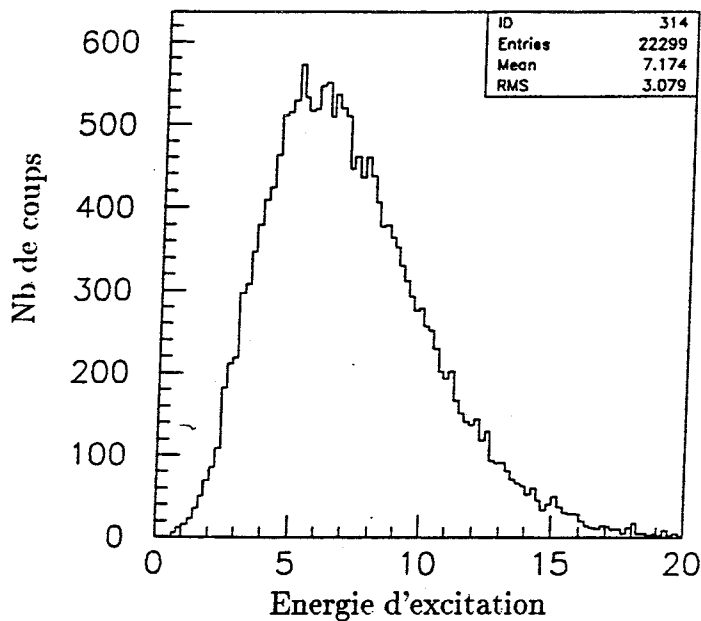


Figure IV.16 : Energie d'excitation (MeV/u) de la demi-source reconstituée 1^{er} paquet

IV.3 Simulation et section efficace :

IV.2.c Simulation

Maintenant nous allons confronter notre analyse à un modèle de désexcitation statistique. Pour cela nous allons utiliser SIMON avec les paramètres suivants. Nous regardons la désexcitation par évaporation statistique d'une source de charge 34 et de masse 68 avec une énergie d'excitation de 7.1 MeV/u. Nous n'avons pas mis de moment angulaire. D'autre part les événements générés ne sont pas filtrés, mais l'influence du filtre est très faible dans le cas des collisions centrales. Certes il diminue la statistique, nous en tiendrons compte pour l'évaluation de la section efficace. Une étude de l'influence du filtre sur les données a été réalisée par V.Métivier [MET95] et conforte notre hypothèse. On peut voir sur la figure IV.17 que les distributions de Z_{max} simulées et expérimentales sont très proches. Les valeurs moyennes ainsi que les largeurs de distributions sont pratiquement identiques. Nous avons donc un bon accord sur la taille du résidu final. Regardons maintenant les spectres en énergie des protons et des alphas entre 60° et 120°. Sur la figure IV.18 nous avons la comparaison des spectres simulés et expérimentaux. Nous avons ajusté les courbes à l'aide de la formule de surface habituelle :

$$P(E) \propto \frac{E - E_b}{T^2} e^{-\frac{E - E_b}{T}}$$

E_b barrière coulombienne, T température de l'émetteur

Celle-ci nous donne les pentes suivantes : 7.8 MeV proton, 9.1 MeV alpha pour la simulation et 8.5 MeV proton, 9.2 MeV alpha pour l'expérience.

Nous voyons qu'il y a un très bon accord entre les données et l'expérience. En revanche il faut noter que l'on obtient des barrières négatives mais ceci est dû au effet de recul. Notre système étant léger la barrière utilisée dans la formule n'a plus de signification physique.

IV.2.d Section efficace :

Le bon accord entre la simulation et nos données expérimentales va nous permettre d'estimer la section efficace de ce type de réactions. En effet la simulation génère un nombre d'évènements donnés de fusion. On applique à ce lot les mêmes critères de sélection que pour le lot expérimental. Il nous reste alors un nombre d'évènements plus faible. Cela signifie que notre sélection en variables globales élimine un pourcentage de bons évènements égal au nombre final divisé par le nombre de départ. L'accord entre la simulation et l'expérience étant correct on peut admettre que cet effet est pratiquement le même sur le lot expérimental. D'autre part il faut rappeler que nous avons volontairement écarté les particules qui n'étaient pas identifiées parfaitement dans le détecteur, ce qui produit une perte d'information supplémentaire dont nous avons tenu compte (chapitre III). On obtient ainsi une section efficace de :

$$\sigma = \frac{\text{Nombre d'evts restants}}{\text{Nombre d'evts totaux}} \times \sigma_{\text{tot}} \times \frac{\text{Nombre d'evts simulés totaux}}{\text{Nombre d'evts simulés restants}}$$

$$\sigma = \frac{17849}{3759450} \times 1.83 \times \frac{100000}{20205} = 43 \pm 10 \text{ mb}$$

La section efficace totale a été calculée à l'aide de la formule suivante :

$$\sigma_{\text{tot}} = \pi (R_1 + R_2)^2 \left(1 - \frac{\bar{E}_B}{\bar{E}}\right) \quad \text{avec } R_1, R_2 \text{ en fm et } \bar{E}, \bar{E}_B \text{ en MeV}$$

Ce résultat est en accord avec celui de la thèse de V.Métivier, estimé avec une autre méthode.

Nous allons voir dans le prochain chapitre que la section efficace diminue très rapidement avec l'énergie. Le processus de fusion incomplète dite "classique", c'est à dire avec formation d'un composite thermalisé suivie d'une désexcitation statistique, ne sera plus du tout favorisé.

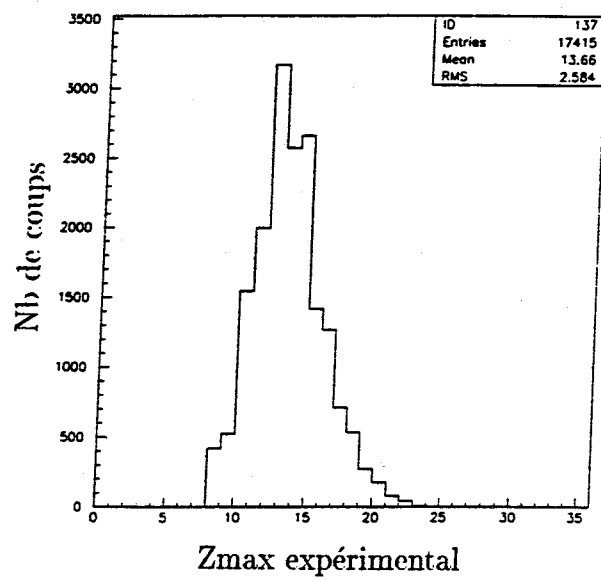
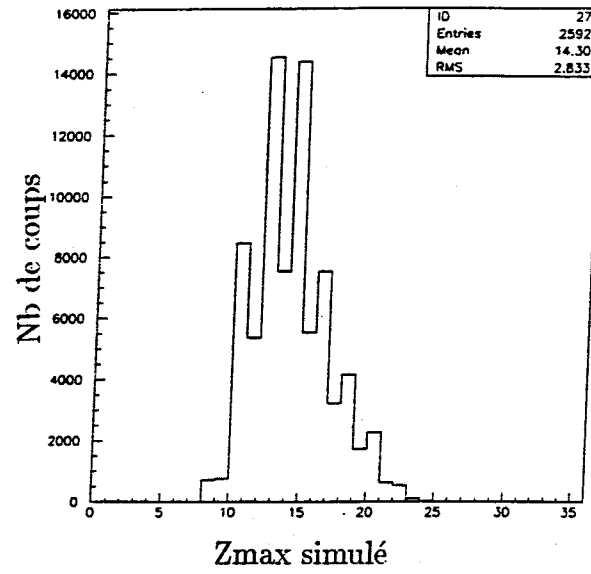
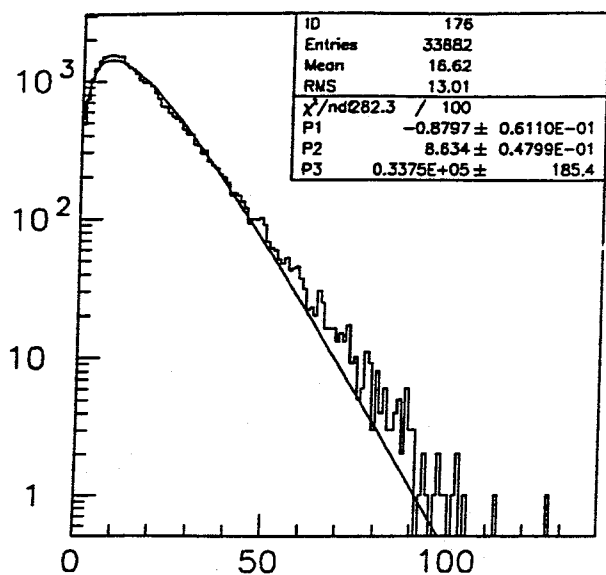
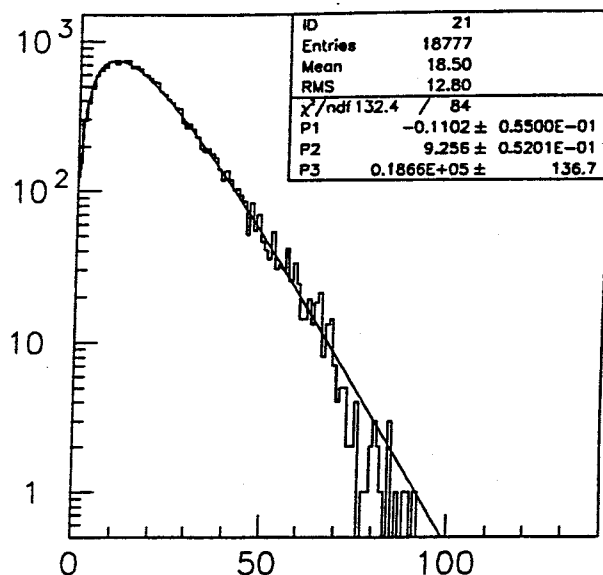


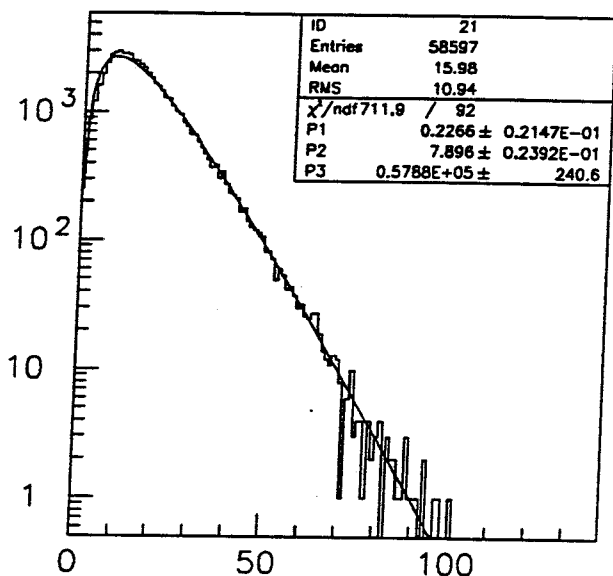
Figure IV.17 : Zmax simulé et expérimental pour l'énergie de 32 MeV/u



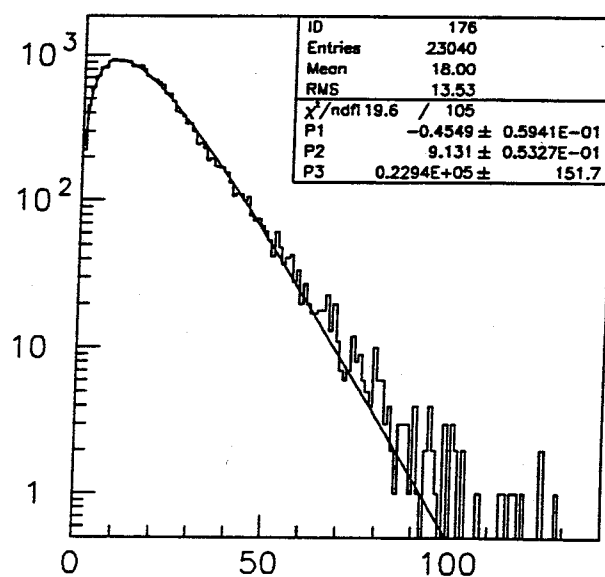
E_{cm} Z = 1 experimental



E_{cm} Z = 2 experimental



E_{cm} Z = 1 simule



E_{cm} Z = 2 simule

Figure IV.18 : Comparaison des spectres en énergie simulés et expérimentaux à 32 MeV/u

IV.4 Etude des fragments de fission :

Nous allons maintenant appliquer la même analyse au second paquet. Nous ne détaillerons pas une nouvelle fois les méthodes, celles-ci sont identiques. Nous obtenons ainsi une taille de demi-source de 15 (figure IV.19) au lieu de 15.6, ce qui est comparable à la charge du premier paquet et une énergie d'excitation de 6.9 MeV/u (figure IV.20), encore une fois comparable au 7.1 MeV/u du premier paquet.

En revanche le simulateur SIMON ne reproduit pas ce type d'évènements. Nous avons donc supposé que le coefficient correctif à appliquer pour notre estimation de section efficace était le même que pour le premier paquet. On peut se permettre cette approximation puisque les deux types d'évènements ont le même nombre de particules alphas et de protons, ils ne diffèrent que par le nombre de fragments, un seul pour le premier paquet et deux pour le second. Mais ces fragments ont des charges comparables 13 et 6 du point de vue des seuils de détection d'INDRA.

Nous obtenons donc :

$$\sigma = \frac{18409}{3759450} \times 1.83 \times \frac{100000}{20205} = 44 \pm 10 \text{ mb}$$

Conclusion :

La section efficace totale de fusion incomplète est donc de $43 + 44 = 87 \pm 10$ mb. Nous pouvons évaluer directement cette section efficace totale en appliquant notre méthode aux deux paquets, nous obtenons ainsi la même erreur que pour chaque paquet pris séparément. Cette valeur est en accord avec les sections efficaces trouvées pour des systèmes et des énergies comparables. En effet pour le système Ar + Zn à 35 MeV/u [FAH86] une section efficace de 90 ± 20 mb a été obtenue. Nous avons vu que le phénomène de fission symétrique est présent même pour un système léger. A basse énergie, on ne peut donc pas se contenter d'étudier les évènements à un seul résidu pour caractériser la fusion incomplète des systèmes à petit nombre de nucléons.

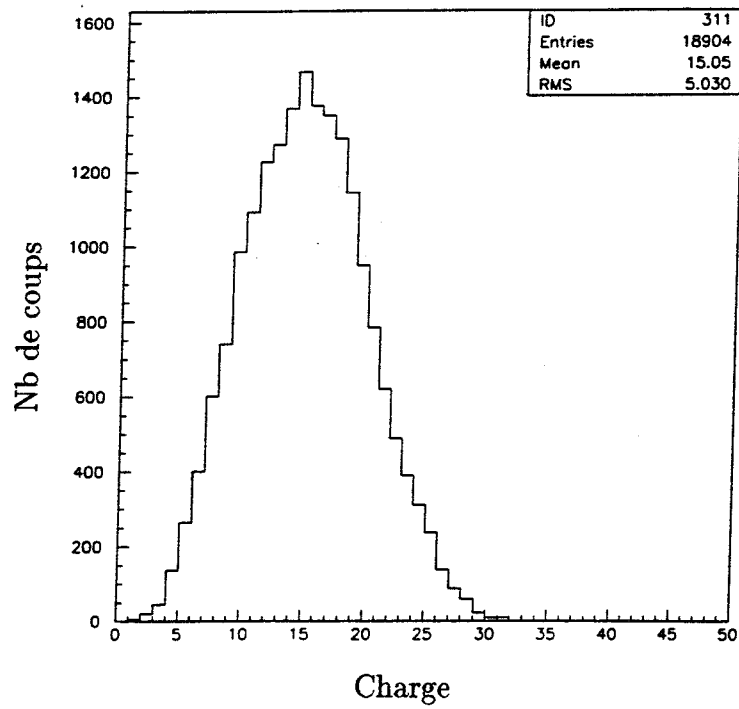


Figure IV.19 : Demi-charge de la source reconstituée 2^{eme} paquet (32 MeV/u)

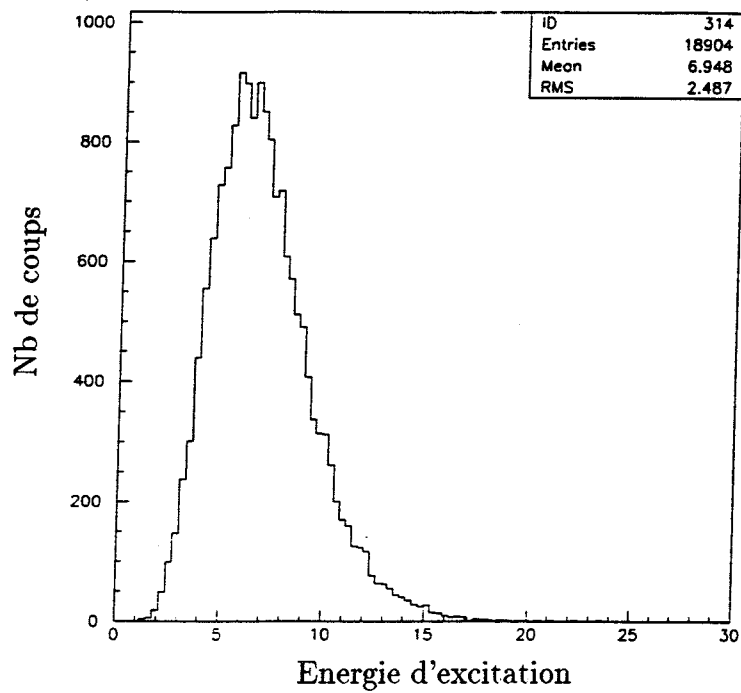


Figure IV.20 : Energie d'excitation (MeV/u) de la source reconstituée 2^{eme} paquet (32 MeV/u)

CHAPITRE V

Evolution avec l'énergie

Ar + KCl à 40, 52 et 74 MeV/u

Evolution avec l'énergie

Ar + KCl à 40,52,74 MeV/u

Introduction :

Nous allons maintenant étudier l'évolution de ce mécanisme avec l'énergie. Tout d'abord nous devons nous assurer qu'une analyse similaire à celle du précédent chapitre puisse être utilisée.

Sur la figure V.1 nous avons porté l'évolution des biparamétriques $Z_{\max 2}$ fonction de $Z_{\max 1}$ avec l'énergie. Nous avons uniquement exigé les critères de complétude en impulsion et en charge totale. On voit clairement que lorsque l'on augmente l'énergie incidente les différentes zones du graphe viennent se mélanger pour n'en former qu'une seule à 74 MeV/u. Regardons maintenant cette évolution mais avec la condition $0 \leq H(2) \leq 0.1$ (figure V.2). Nous retrouvons les deux zones à 32 MeV/u mais celles-ci semblent se rejoindre lorsque l'on augmente l'énergie. Nous n'allons donc pas pouvoir appliquer la même analyse que dans le précédent chapitre. On remarque tout de même la persistance de l'îlot de fusion incomplète menant à un résidu d'évaporation, ceci jusqu'à 52 MeV/u. Nous allons donc dans un premier temps étudier cette zone. Par la suite nous effectuerons une analyse différente permettant de trier correctement les événements de fusion du lot expérimental.

I Ar + KCl 40 MeV/u :

Nous allons donc appliquer la même analyse que dans le chapitre précédent. On sélectionne les événements dont on a détecté 80 % de la charge et de l'impulsion totale. On impose également $0. \leq H(2) \leq 0.1$ et $Z_{\max 1} - Z_{\max 2} > 5$ et enfin $Z_{\max} \geq 9$. En effet sur la figure V.2 on remarque un creux pour $Z_{\max} = 9$ dans le graphe $Z_{\max 2} = f(Z_{\max 1})$, ce qui signe un changement de mécanisme de désexcitation, donc justifie notre coupure en Z_{\max} . Les méthodes ainsi que leurs justifications sont identiques au précédent chapitre. Nous allons donc déterminer directement la taille de la source ainsi que son énergie d'excitation. Tout d'abord la figure V.2 nous montre bien un résidu de charge 13 dont la vitesse est centrée sur celle du centre de masse, cela conforte encore la validité de notre sélection.

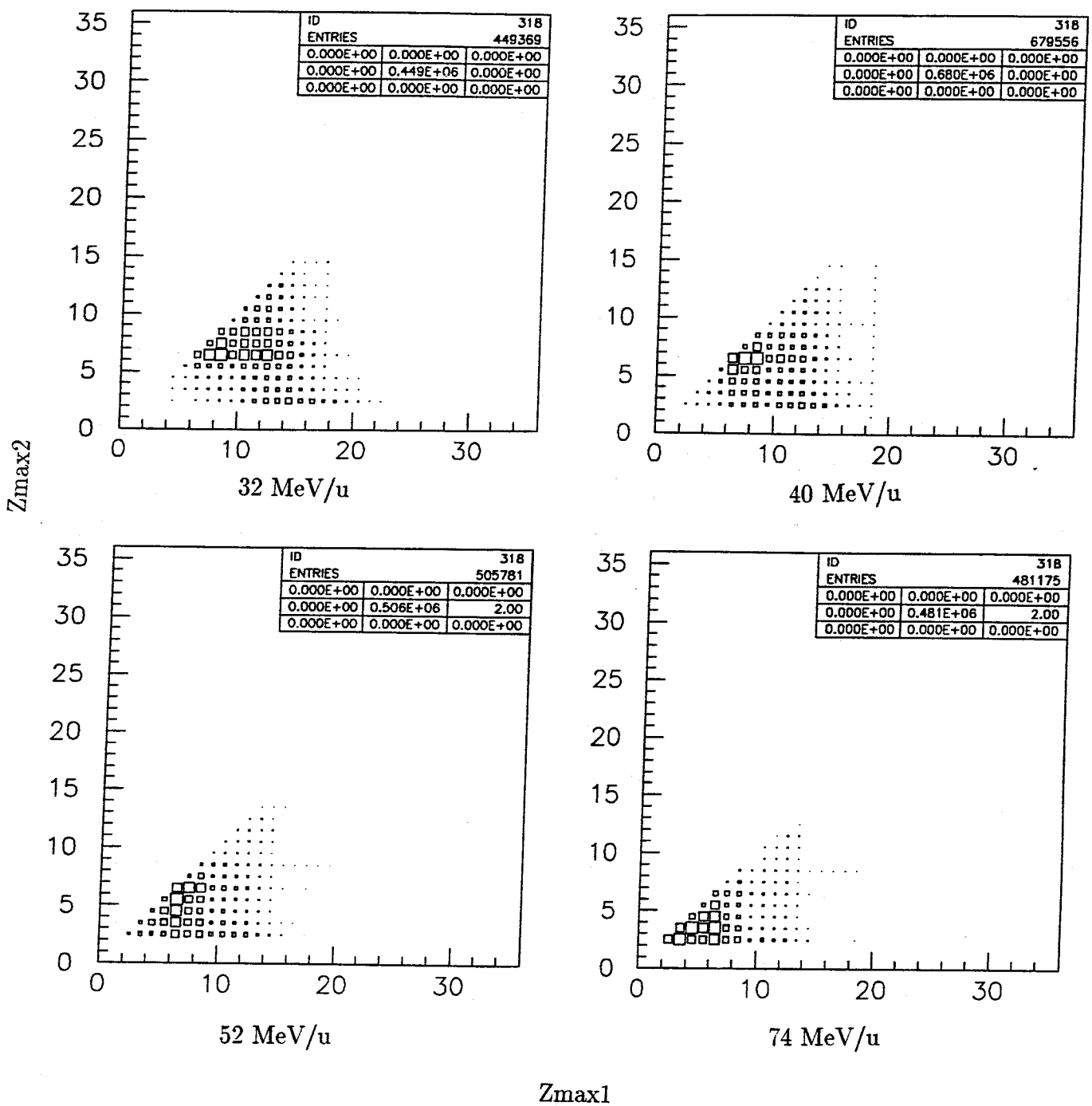


Figure V.1 : $Z_{max2} = f (Z_{max1})$ en fonction de l'énergie 32, 40, 52, 74 MeV/u des évènements complets

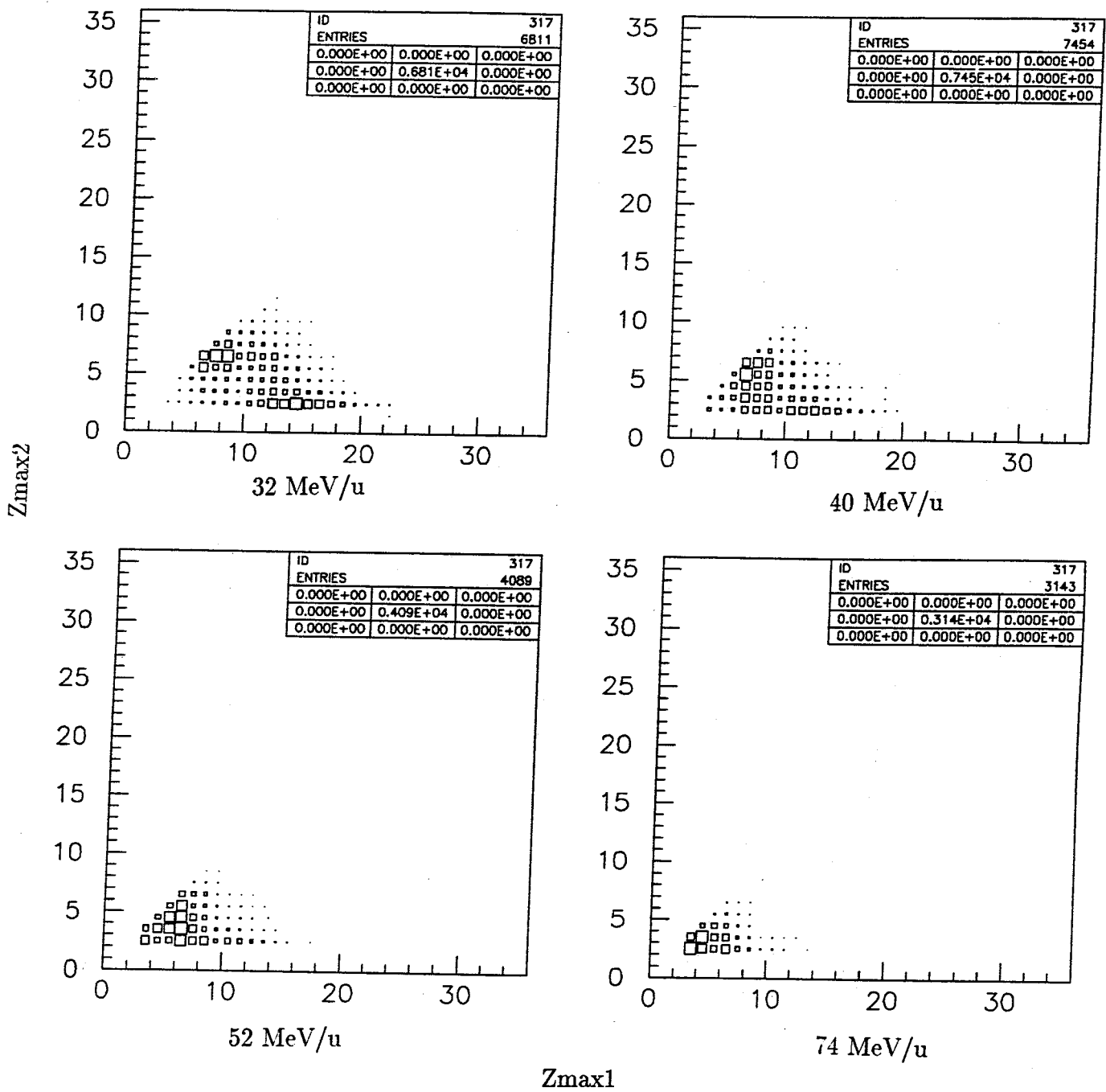


Figure V.2 : $Z_{max2} = f (Z_{max1})$ en fonction de l'énergie 32, 40, 52, 74 MeV/u avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$

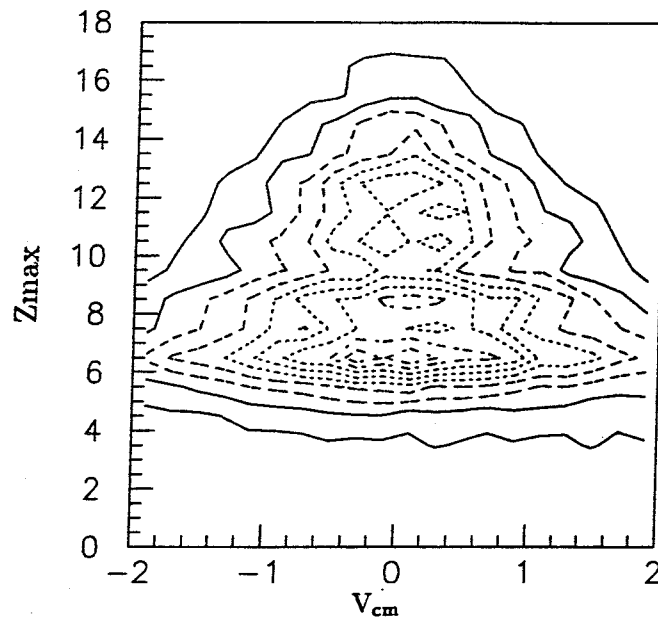


Figure V.3 : $Z_{\max} = f (V_{\text{cm}})$ pour l'énergie de 40 MeV/u

I.1 Taille de la source, Energie d'excitation

Nous pouvons voir sur la figure V.4.a que la taille de notre source a diminué. Elle est passée de $Z=34$ à 31 , cela signifie que les émissions de prééquilibre sont sûrement plus importantes, nous en aurons confirmation par la suite. On s'attendait à cette évolution puisque l'on passe de 8 à 10 MeV/u d'énergie disponible dans le centre de masse. Nous voyons également sur la figure V.4.b que l'énergie d'excitation a augmenté, passant de 7.1 à 9.0 MeV/u. On remarque qu'il s'agit d'une énergie assez proche de l'énergie maximale disponible. Cela montre encore une fois que l'on a bien sélectionné les collisions les plus dissipatives, et que le choix d'un système symétrique permet d'atteindre des énergies d'excitation par nucléon très élevées.

I.2 Simulation et Section efficace :

Regardons maintenant si notre hypothèse de désexcitation statistique est fondée. Nous avons donc introduit dans SIMON, une source de charge 31 et de masse 62 avec une énergie d'excitation de 9 MeV/u. La figure V.5 nous montre la distribution de Z_{\max} expérimental et simulé. Nous avons encore un bon accord sur la taille du résidu final. Si l'on regarde les spectres en énergie des charges 1 et 2 (figure V.6), on peut remarquer, encore une fois, le bon accord entre la simulation et l'expérience pour les spectres alphas. En revanche il faut noter que si le spectre alpha a pu être ajusté avec la fonction standard, le spectre proton a nécessité l'utilisation de la somme de deux fonctions. Pour cela nous avons pris la pente proton donnée par la simulation et celle donnée par les spectres expérimentaux à l'avant, non montrés. En effet, à l'avant on peut considérer que l'on a essentiellement des protons de prééquilibre. On suppose alors que notre pollution est due à cette composante.

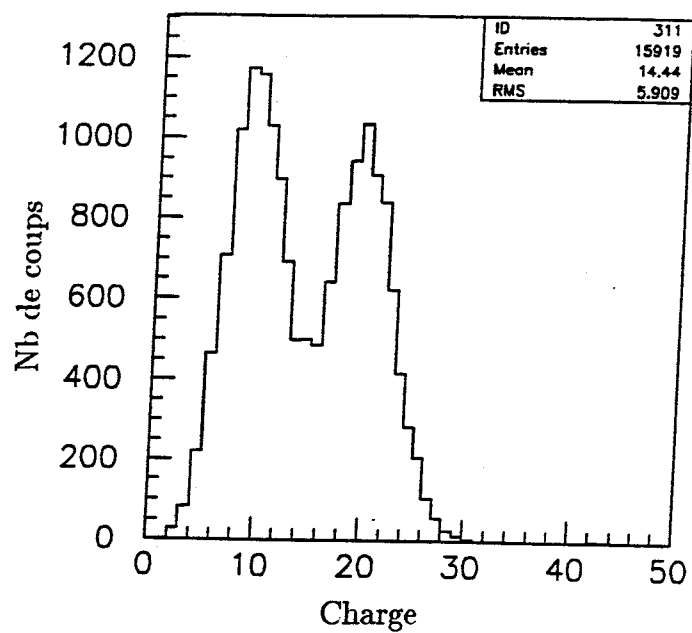


Figure V.4.a : Demi-charge de la source pour l'énergie de 40 MeV/u

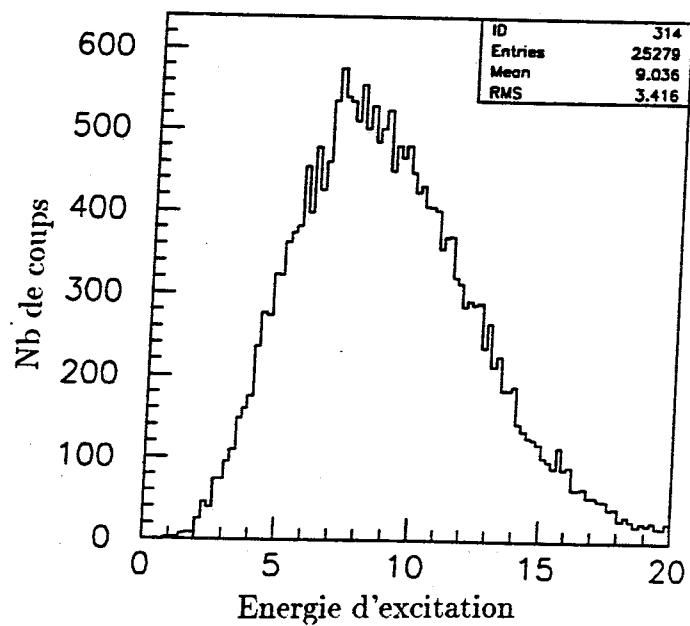


Figure V.4.b : Energie d'excitation (MeV/u) pour l'énergie de 40 MeV/u

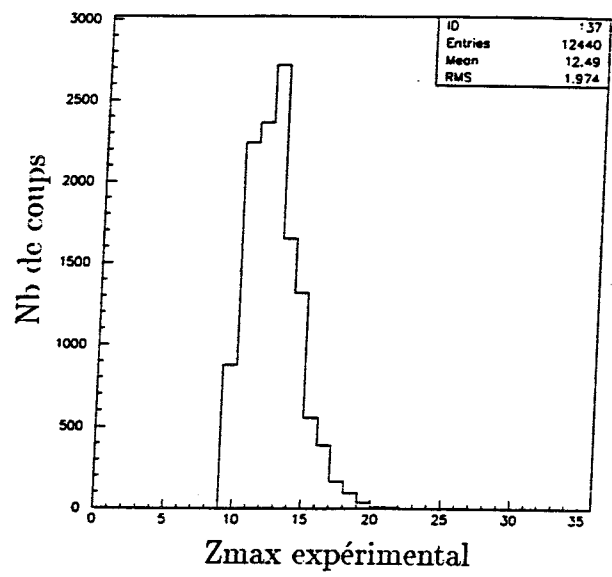
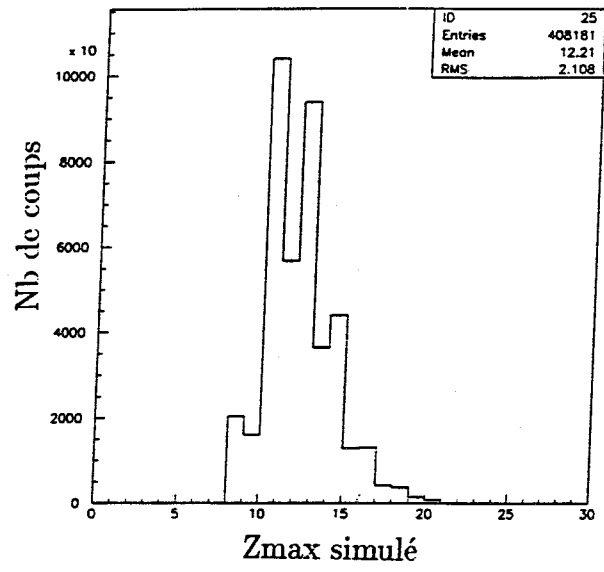
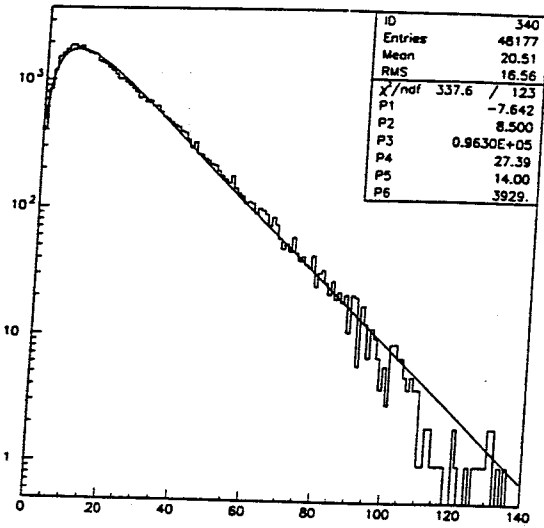
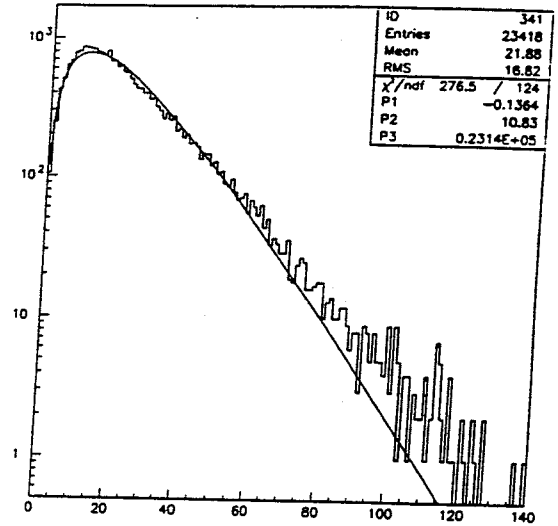


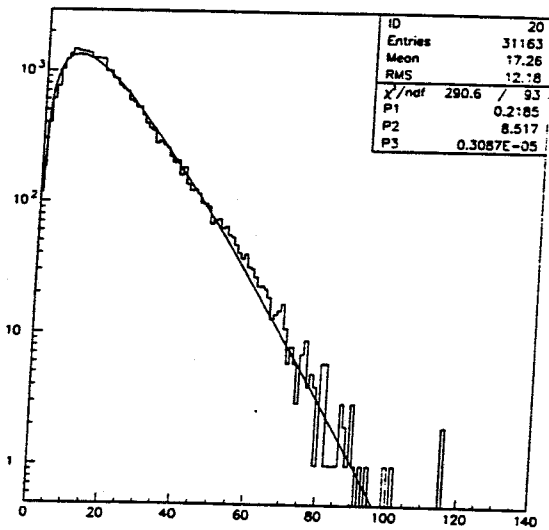
Figure V.5 : Zmax simulé et expérimental pour l'énergie de 40 MeV/u



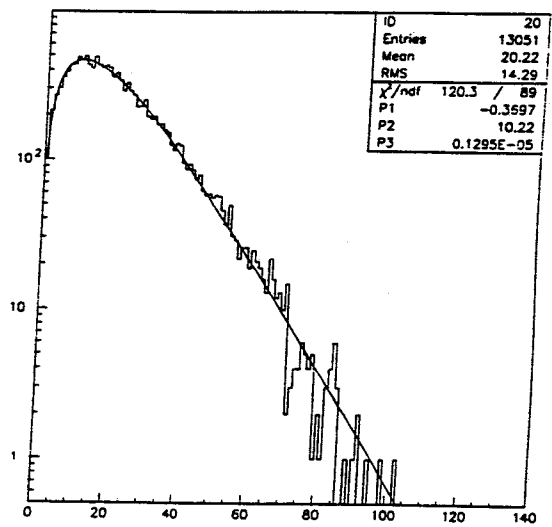
E_{cm} Z = 1 experimental



E_{cm} Z = 2 experimental



E_{cm} Z = 1 simule



E_{cm} Z = 2 simule

Figure V.6 : Spectres en énergie simulés et expérimentaux pour l'énergie de 40 MeV/u

Donc si nous avons pu introduire une "source de prééquilibre" correspondant à la pente des spectres protons à l'avant nous aurions eu bon accord entre les données et l'expérience. En effet le premier paramètre de pente représente l'émission d'une source évaporative, tandis que le second représente une émission de prééquilibre très énergétique. On obtient ainsi avec deux paramètres de pente égaux à 8.5 MeV/u et 14 MeV/u, un bon ajustement du spectre proton expérimental. Pour le spectre alpha nous obtenons un paramètre de pente simulé de 10.22 MeV ce qui est comparable au 10.83 MeV expérimental. On a donc un accord satisfaisant entre la simulation et l'expérience. L'estimation de la section efficace de réaction à l'aide de l'analyse du chapitre précédent, donne le résultat suivant.

$$\sigma = 15 \pm 10 \text{ mb}$$

On peut voir déjà une chute très importante de la section efficace.

II Ar + KCl 52 MeV/u :

Nous avons vu dans l'introduction, que pour 52 MeV/u il reste un tout petit îlot, qui commence également à $Z_{\text{max}}=9$ avec un maximum pour $Z_{\text{max}}=11$. Nous avons donc effectué une analyse similaire. Nous obtenons une source de charge 29 et de 12.0 MeV/u d'énergie d'excitation. Nous remarquons sur la figure V.7, que notre résidu final a une distribution en vitesse moins piquée sur la vitesse du centre de masse mais on peut encore parler de résidu de fusion puisque nous avons un creux dans la distribution de Z_{max} . Une désexcitation statistique nous permet encore une fois d'ajuster nos spectres. Les distributions de Z_{max} simulé et expérimental sont proches (figure V.8) et les spectres en énergie alphas (figure V.9) sont encore correctement reproduits. Pour les spectres protons (figure V.9) on a encore utilisé deux fonctions comme pour l'énergie précédente. On obtient un ajustement correct du spectre expérimental. Le calcul de section efficace nous donne 4 mb ce qui est vraiment très faible. On peut donc dire que l'on a atteint le seuil de disparition de la fusion incomplète menant à un résidu d'évaporation.

Nous allons maintenant étudier la présence d'un éventuel mécanisme de multifragmentation.

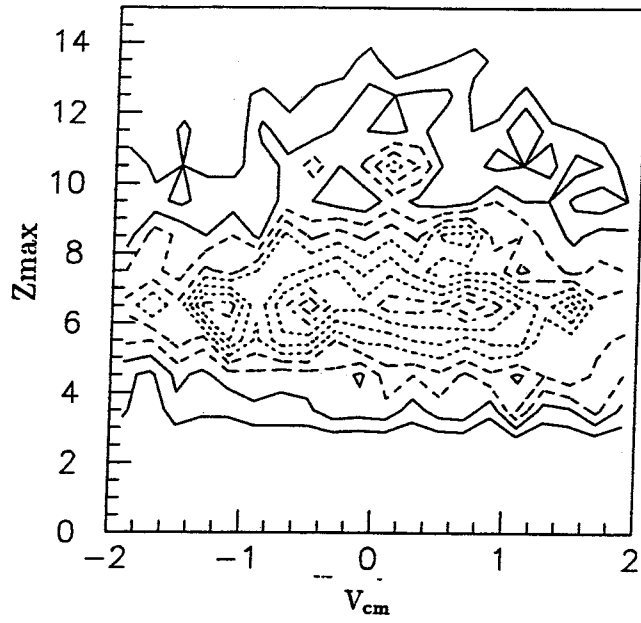


Figure V.7 : $Z_{\max} = f (V_{\text{cm}})$ pour l'énergie de 52 MeV/u

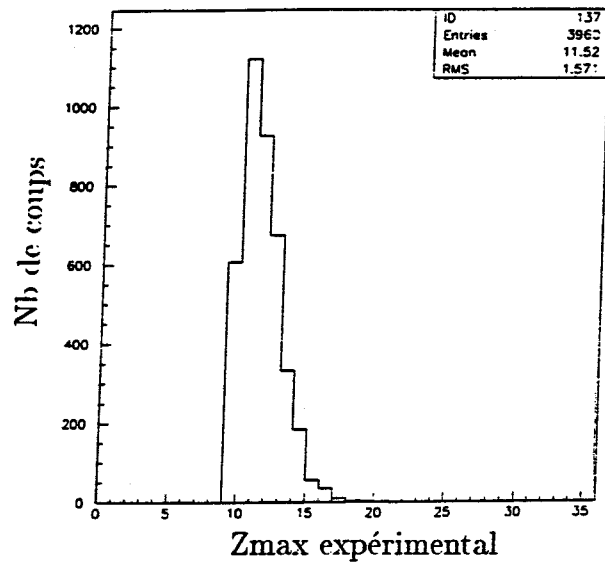
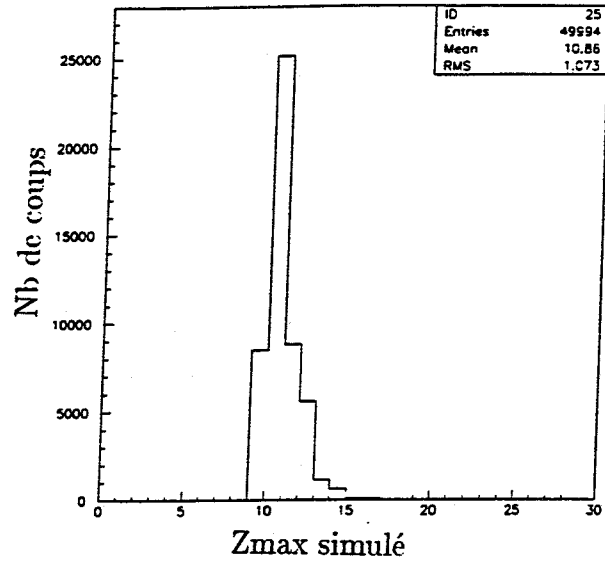
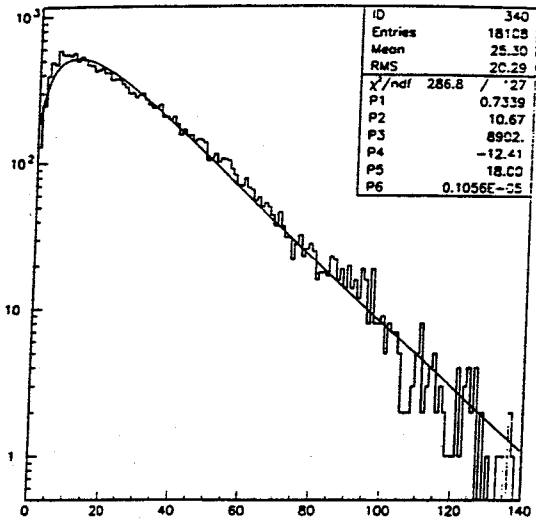
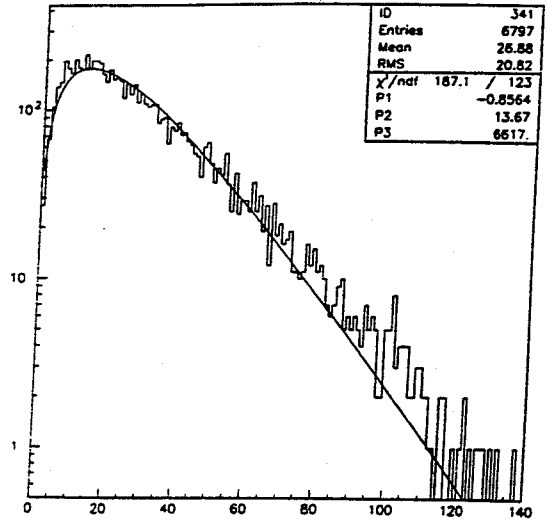


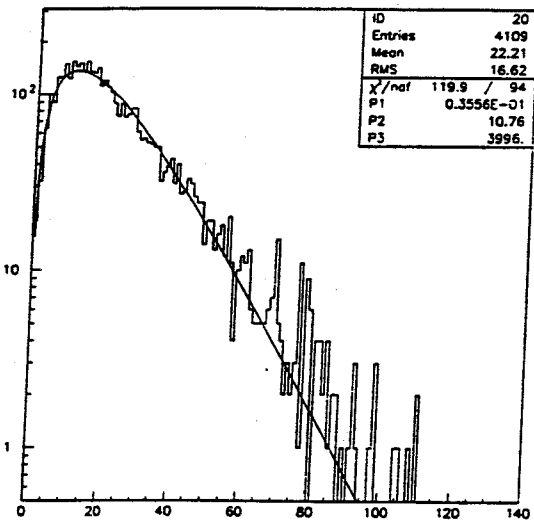
Figure V.8 : Zmax simulé et expérimental pour l'énergie de 52 MeV/u



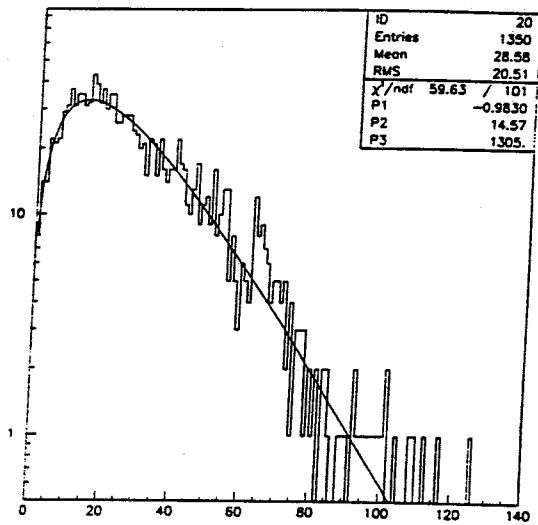
$E_{cm} Z = 1$ experimental



$E_{cm} Z = 2$ experimental



$E_{cm} Z = 1$ simulé



$E_{cm} Z = 2$ simulé

Figure V.9 : Spectres en énergie simulés et expérimentaux pour l'énergie de 52 MeV/u

III Multifragmentation instantanée ou séquentielle ?

Nous allons utiliser une autre méthode permettant d'extraire avec certitude des événements de fusion incomplète. Comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre l'angle de flot semble être un bon candidat pour ce nouveau tri. Regardons l'évolution des diagrammes de Wilczinsky en fonction de l'énergie. Rappelons que l'on porte la somme des énergies des IMF dans le centre de masse en fonction de l'angle de flot de l'évènement. Sur la figure V.10 nous avons uniquement pris la complétude en impulsion et en charge totale comme critère de sélection pour tracer les diagrammes de Wilczinsky. Nous voyons bien l'augmentation progressive des événements provenant de collisions binaires. On a apparition très nette du diagramme en forme de banane. On peut donc s'attendre à une pollution importante due à ces collisions. La figure V.11 nous montre la même évolution mais cette fois-ci avec la condition sur le moment de FOX $0 \geq H(2) \geq 0.1$. Même après notre tri en moment de FOX nous remarquons une augmentation de la proportion d'évènements à petits angles de flot, ceci dès 40 MeV/u. Nous voyons donc que notre coupure en moment de FOX n'est plus suffisante pour sélectionner uniquement les événements de fusion incomplète, nous avons une pollution due aux collisions binaires. Nous allons donc couper en angle de flot comme dans le précédent chapitre. En effet si nous prenons les angles supérieurs à 60° leur distribution est pratiquement plate. Donc dans cette zone le système a complètement perdu la mémoire de la voie d'entrée. Sur la figure V.12 nous avons porté l'évolution de la charge maximale en fonction de l'énergie. La charge maximale moyenne passe de 11.2 à 5.7 pour la dernière énergie. Nous avons une évolution normale, la quantité d'énergie à éliminer étant plus importante le système émet beaucoup plus de particules légères que de gros fragments. Nous pouvons vérifier cela sur les figures V.13 et V.14, nous avons l'évolution des deux multiplicités des particules légères protons et alphas. La multiplicité proton moyenne passe de 7.7 à 12.1 et la multiplicité moyenne alpha de 5.4 à 6.1. Ceci est donc conforme à l'évolution de la charge maximale, nous observons un nombre plus important de particules légères donc des fragments moins gros. La multiplicité moyenne d'IMF passe de 2.6 à 2.3, il ne s'agit pas d'une grosse variation, nous pouvons dire que nous avons en moyenne toujours deux IMF de tailles parfois très différentes à faible énergie 32 MeV/u ou comparable à 74 MeV/u. On peut vérifier cela sur la figure V.2. Nous ne voyons donc pas de changement brutal comme une augmentation du nombre d'IMF qui pourrait être une signature de multifragmentation instantanée.

Nous allons maintenant nous intéresser au mode de désexcitation de cette source. Ainsi nous allons regarder si nous avons des événements de multifragmentation instantanée dans notre lot d'évènements sélectionnés ou plus précisément si cette multifragmentation est accompagnée d'une énergie d'expansion, phénomène très présent au-delà de 100 MeV/u [JEO95]. Pour cela nous regardons l'évolution de l'énergie moyenne des IMF dans le centre de masse en

fonction de leurs charges. Cette grandeur permet de déterminer si l'on a ou non une vitesse radiale d'expansion. En effet si chaque IMF est affecté d'une vitesse radiale, il apparaît alors dans l'énergie moyenne un terme en $\frac{1}{2} M v_{\text{expansion}}^2$, M étant la masse de chaque fragment. Ce terme est donc proportionnel à la masse de l'IMF. D'autre part on sait qu'une désexcitation statistique produit des fragments dont l'énergie moyenne ne dépend pas de la masse. Donc si il y a expansion le terme proportionnel à la masse doit faire augmenter l'énergie moyenne avec la charge. Nous avons vérifié cela pour notre système léger à l'aide d'une simulation, nous avons regardé la désexcitation d'une source de charge 32 de masse 64 affectée de 10 MeV/u d'énergie d'excitation (SIMON). Cette taille et cette énergie d'excitation correspondent à l'énergie incidente de 40 MeV/u. Nous avons supposé 2 fragments à l'instant initial sans énergie d'expansion (figure V.16.a) dans un premier cas et avec 2 MeV/u dans le second (figure V.16.b). Nous avons choisi cette valeur car il s'agit de l'ordre de grandeur obtenu pour d'autres systèmes à des énergies comparables. Nous avons une évolution pratiquement constante dans le premier cas alors que l'énergie moyenne augmente très sensiblement avec la charge lorsque l'on ajoute l'énergie d'expansion de 2 MeV/u dans le second cas.

La figure V.17 nous montre l'évolution du lot expérimental en fonction de l'énergie. Les distributions décroissent légèrement, en effet plus le fragment est lourd, plus sa vitesse dans le centre de masse est faible. Ceci est particulièrement vrai pour l'énergie de 32 MeV/u où nous avons une désexcitation statistique menant à un résidu qui va déterminer le centre de masse. Si on élimine le Z_{max} dans notre calcul de l'énergie la distribution est alors complètement plate (figure V.18) puisque toutes les particules proviennent d'une désexcitation statistique. On peut également remarquer que notre calcul sans énergie d'expansion ne produit pas de gros fragments, En revanche l'énergie moyenne des premiers IMF (30 MeV) est correctement reproduite. On sait que ce modèle [DUR96] est moins adapté aux systèmes à petit nombre nucléons pour lesquels la distribution en charge n'est pas bien reproduite. Donc il est clair que nous n'avons pas d'expansion dans notre désexcitation. Or N.Marie [MAR95] avait trouvé 2 MeV/u d'énergie expansion (figure V.19) dans le système Xe + Sn à 50 MeV/u. Nous voyons sur cette figure que le calcul avec 2 MeV/u d'énergie radiale (triangle) reproduit correctement les résultats expérimentaux, alors que le calcul sans expansion (carré) donne une évolution constante très éloignée de l'expérience. Ce système étant symétrique l'énergie disponible dans le centre de masse est la même que pour Ar + KCl à 52 MeV/u. Dans le cas de Zn + Ti à 79 MeV/u [STE95], une énergie d'expansion de 2 MeV/u est nécessaire pour interpréter les résultats expérimentaux. L'énergie disponible par nucléon était de 11 MeV/u donc inférieure aux 12 MeV/u de Ar + KCl à 52 MeV/u. D.Heuer et al ont trouvé des événements de multifragmentation dans un système comparable en taille et en énergie S + Al à 37.5 MeV/u [HEU94]. La section efficace de ces événements était de 150 mb. Ceci est en apparente contradiction avec nos résultats mais les méthodes de sélection étant différentes il faudrait faire une étude plus précise afin de comparer les deux méthodes de sélection utilisées.

Ainsi le phénomène d'expansion semble fortement relié à la masse du système, puisque pour la même énergie disponible dans le centre de masse nous n'observons pas ce phénomène.

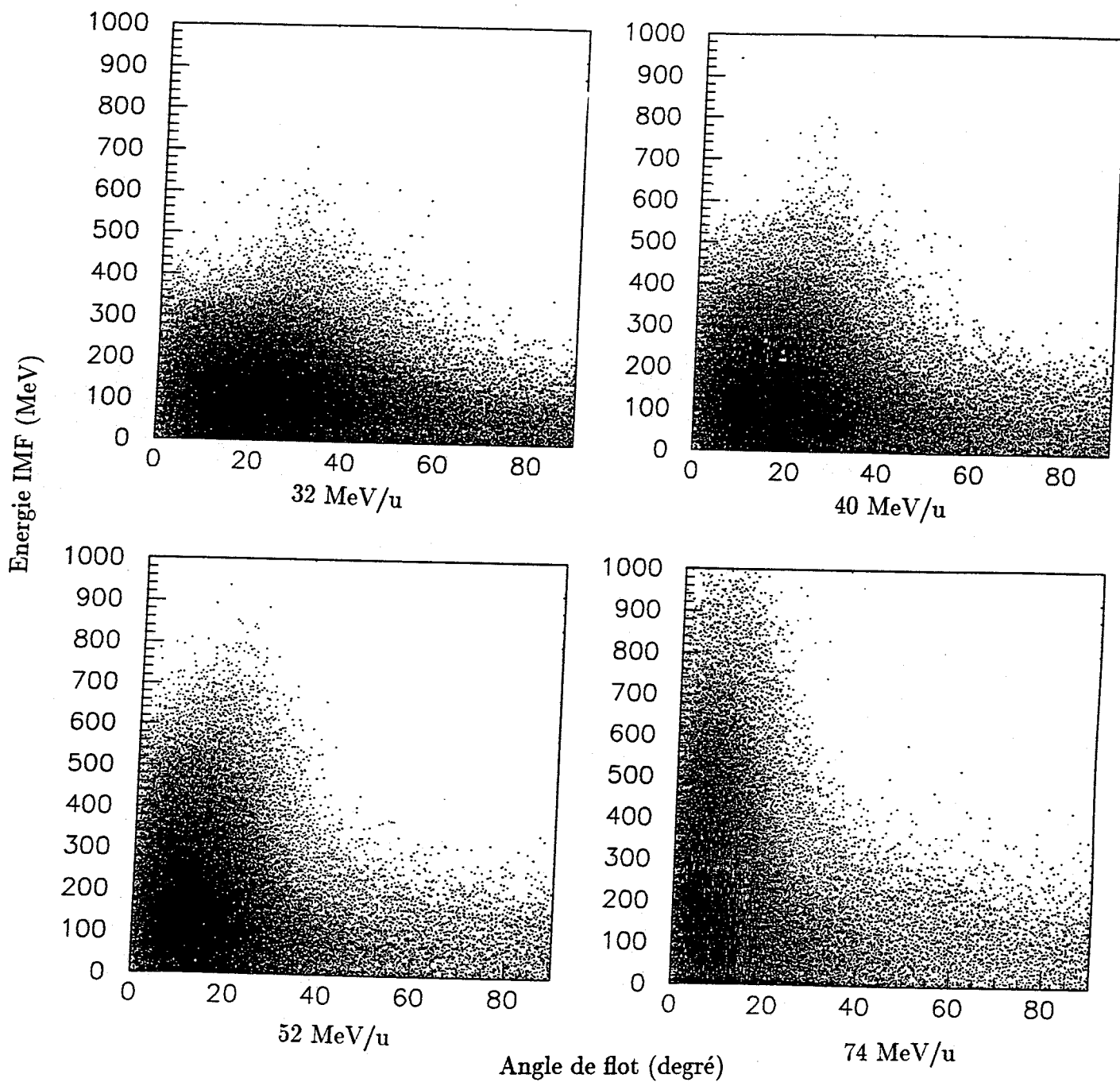


Figure V.10 : Evolution avec l'énergie des diagrammes de Wilcinsky des évènements complets

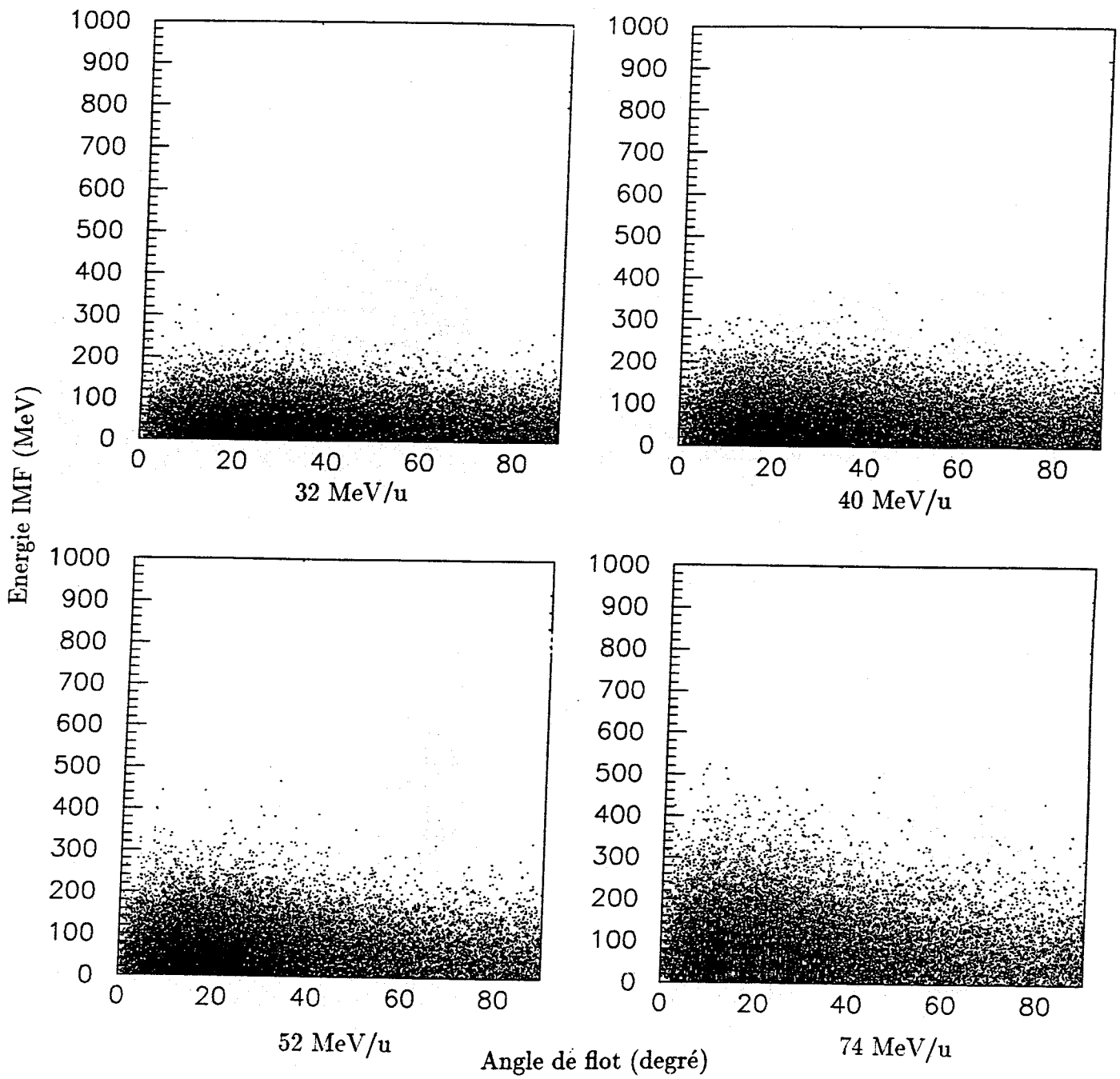


Figure V.11 : Evolution avec l'énergie des diagrammes de Wilcinsky avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$

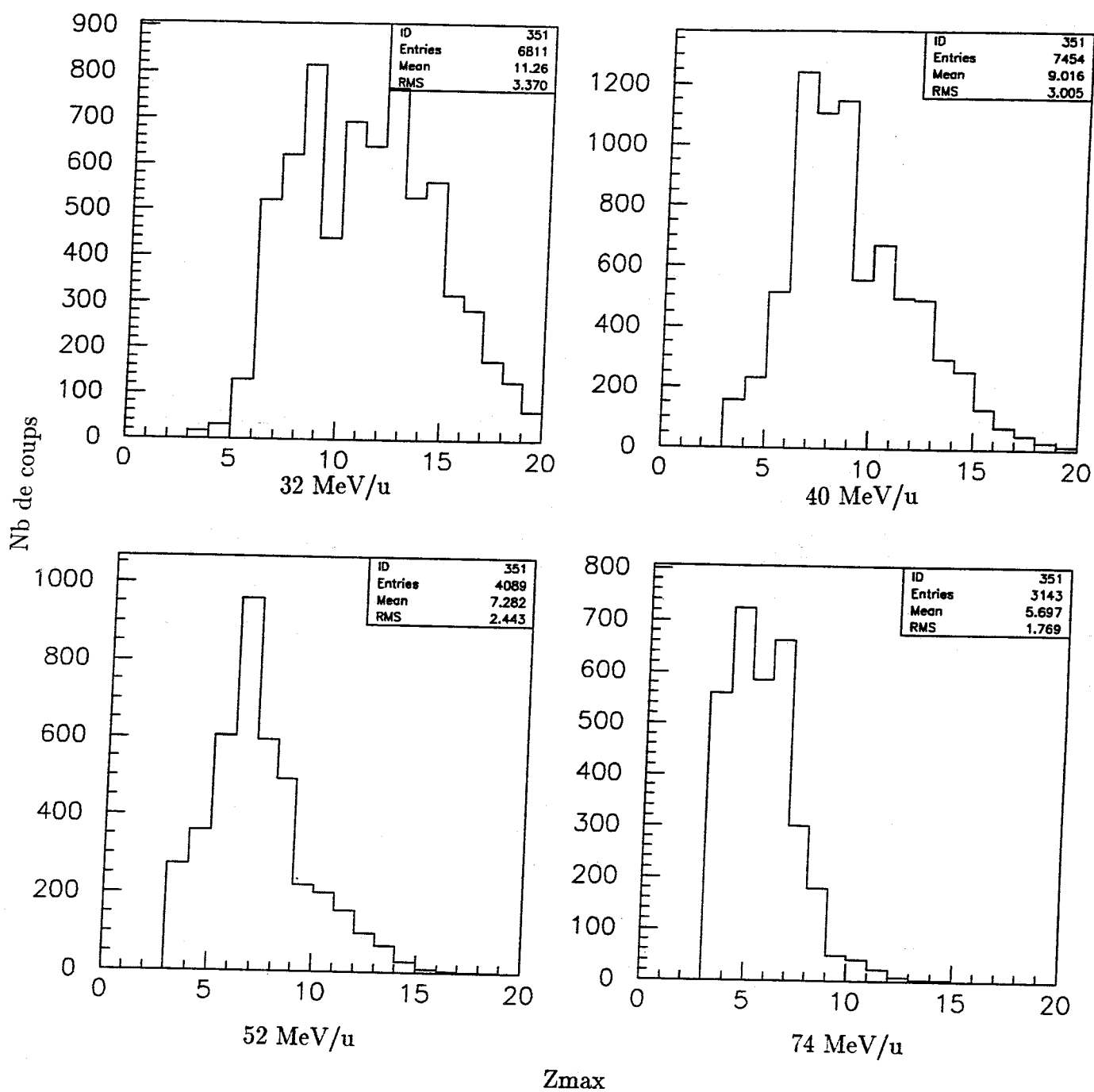


Figure V.12 : Evolution avec l'énergie de la charge maximale avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$ et $\theta_{rot} > 60^\circ$

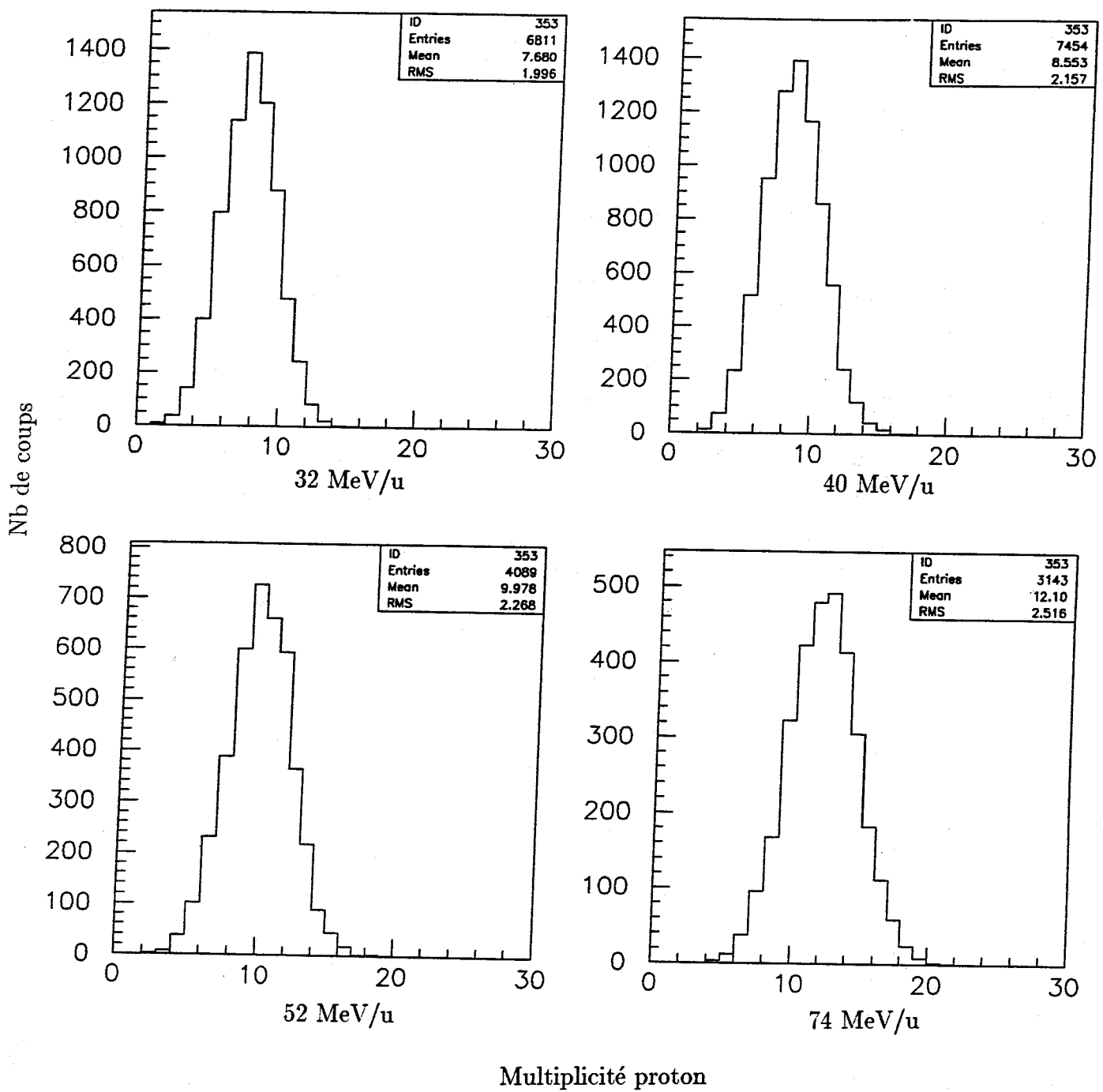


Figure V.13 : Evolution avec l'énergie de la multiplicité proton avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$ et $\theta_{\text{frot}} > 60^\circ$

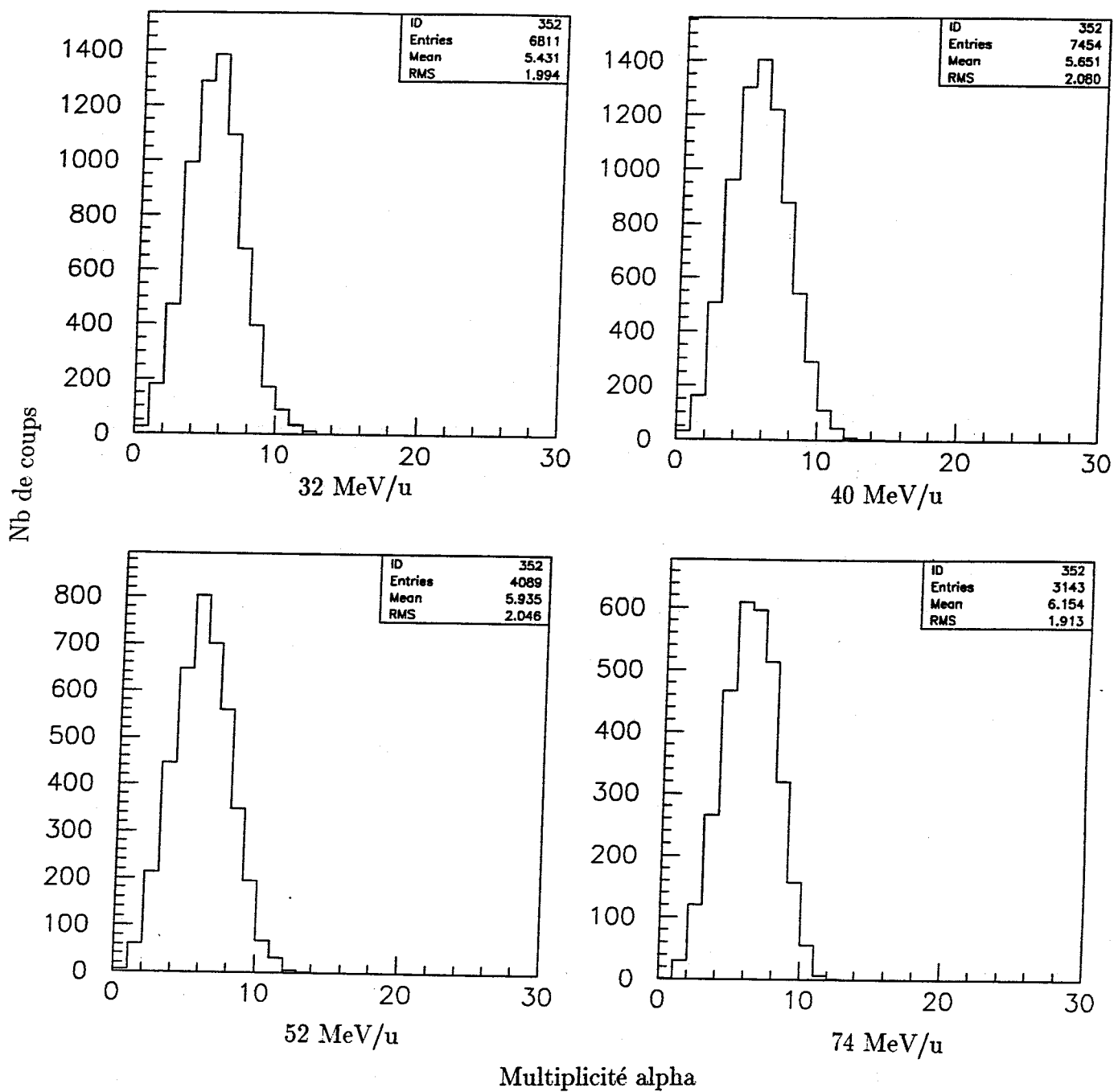


Figure V.14 : Evolution avec l'énergie de la multiplicité alpha avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$ et $\theta_{\text{rot}} > 60^\circ$

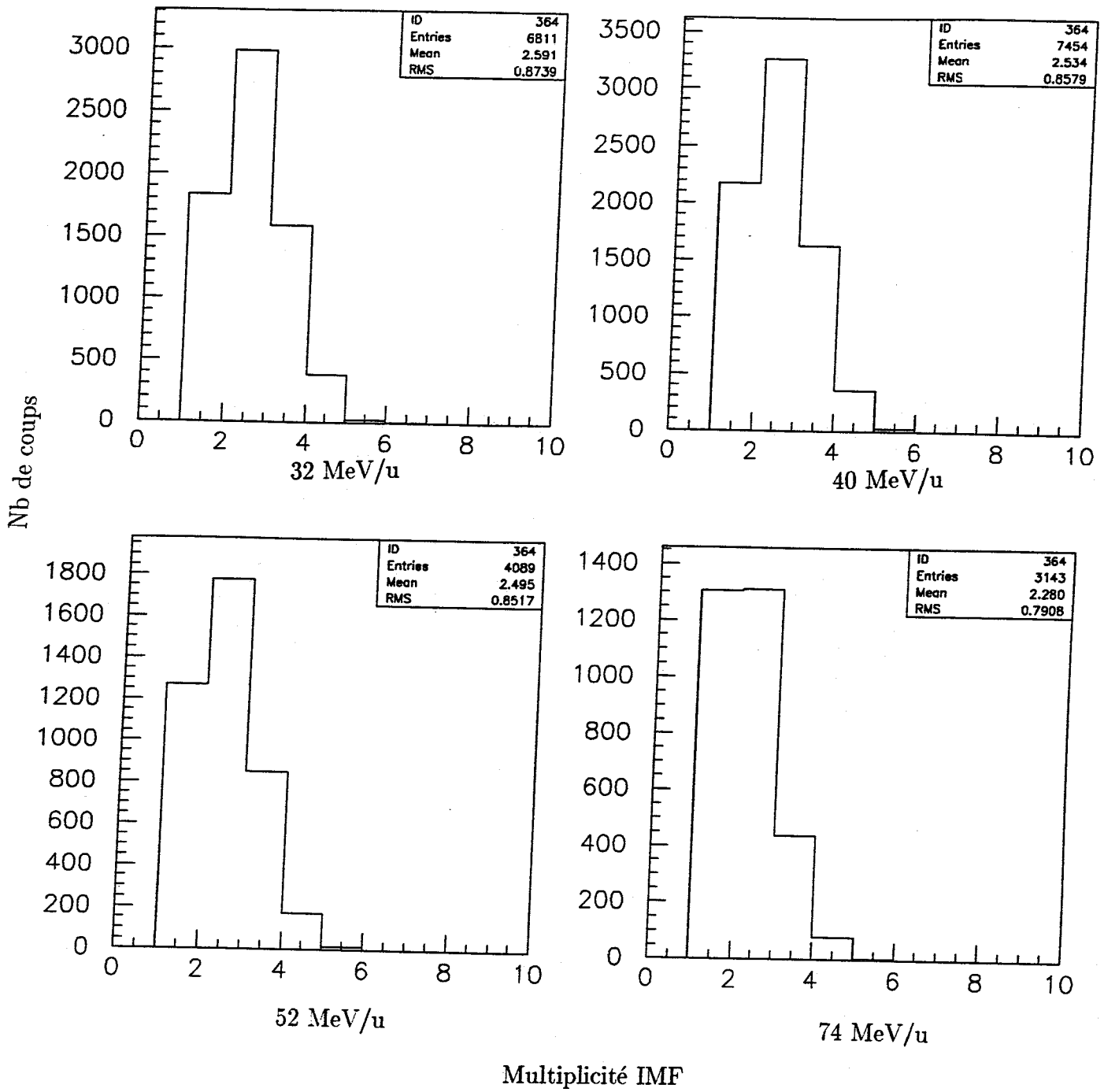


Figure V.15 : Evolution avec l'énergie de la multiplicité IMF avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$ et $\theta_{\text{frot}} > 60^\circ$

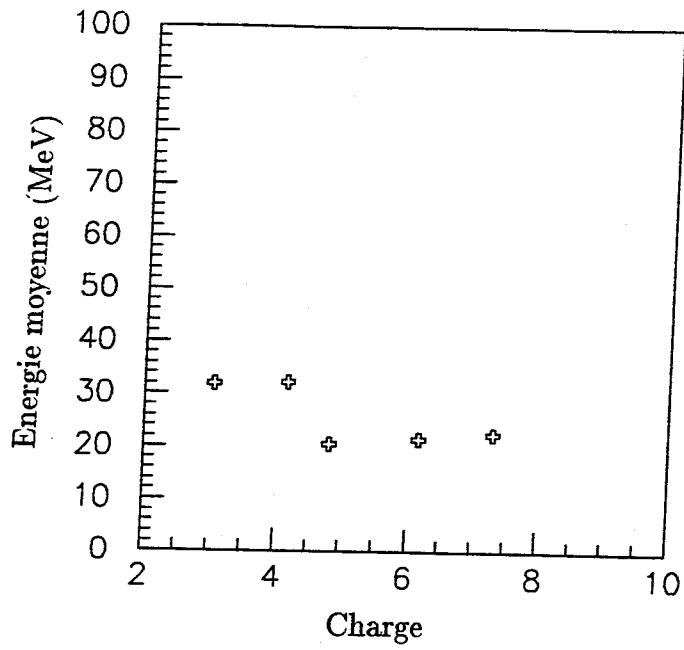


Figure V.16 a : Energie moyenne des fragments en fonction de la charge (SIMON) sans expansion

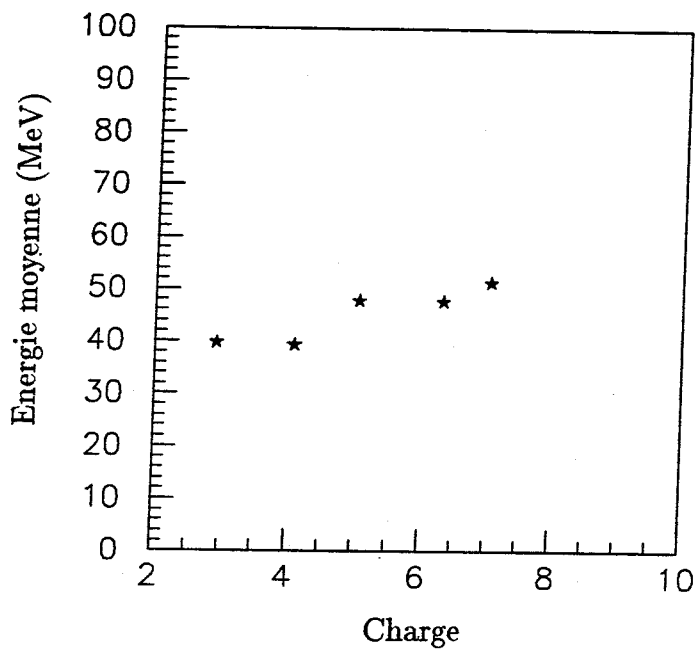


Figure V.16 b : Energie moyenne des fragments en fonction de la charge (SIMON) avec 2 MeV/u d'expansion

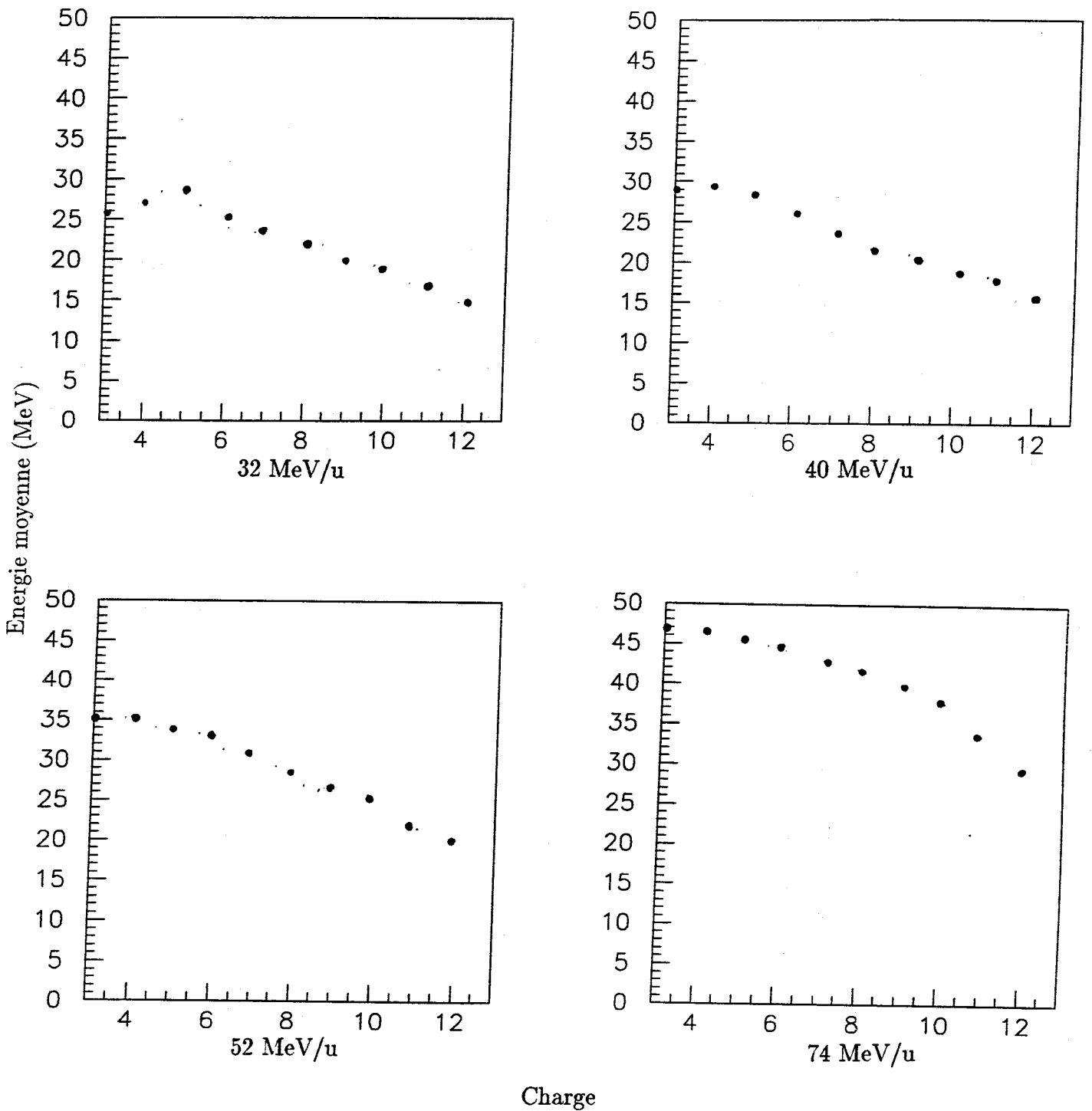


Figure V.17 : Evolution de l'énergie moyenne des IMF en fonction de la charge avec $0 \leq H(2) \leq 0.1$ et $\theta_{\text{hot}} > 60^\circ$

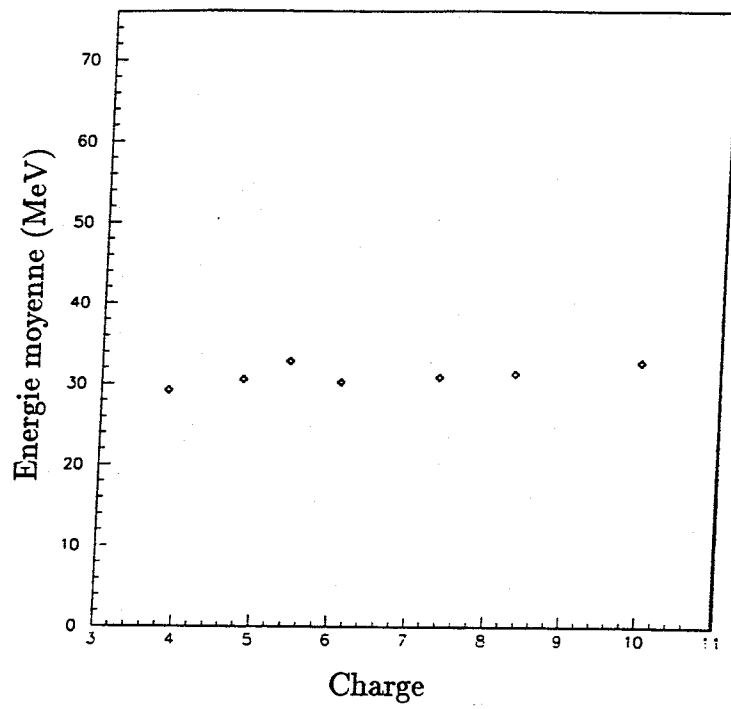


Figure V.18 : Energie moyenne des IMF sans la charge maximale 1^{er} paquet à 32 MeV/u

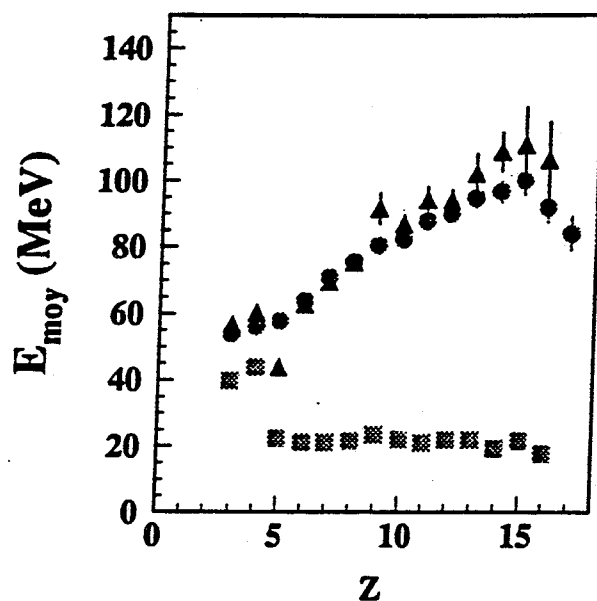


Figure V.19 : Energie moyenne des fragments en fonction de la charge Xe + Sn à 50 MeV/u [MAR95] Points expérimentaux (ronds), calcul avec 2 MeV/u d'expansion (triangles), calcul sans expansion (carrés)

Conclusion :

Ce chapitre nous a montré que la fusion incomplète suivie d'une désexcitation évaporative persiste jusqu'à 52 MeV. On atteint ainsi une énergie d'excitation de 12 MeV/u, bien supérieure à la limite de 8 MeV/u fixée par l'énergie de liaison. En revanche nous n'avons pas d'évènements de multifragmentation instantanée, ceci même pour les énergies de 52 et 74 MeV/u, alors que N.Marie avait trouvé pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u des évènements de multifragmentation instantanée accompagnés d'une énergie d'expansion de 2 MeV/u. Ce phénomène semble donc être plus dépendant de la masse du système que de l'énergie disponible dans le centre de masse.

CHAPITRE VI

Simulation BNV et Expérience

Simulation BNV et Expérience

Introduction :

Dans ce chapitre nous comparons nos résultats expérimentaux avec un code de simulation BNV (Boltzmann-Nordheim-Vlasov) [BON94].

Dans un premier temps nous présentons les ingrédients du modèle.

I Le code BNV :

Le code de simulation BNV est basé sur une approche semi-classique de l'équation de transport, dite équation de Landau-Vlasov.

Ces dernières années la théorie Hartree-Fock dépendant du temps (TDHF) a donné de très bons résultats aux basses énergies. Elle introduisait la notion de champ moyen qui s'est avérée être également très utile à des énergies supérieures. En effet c'est dans le domaine des énergies intermédiaires (10 → 100 MeV/u) que la matière nucléaire est régie par un mélange d'interaction de type champ moyen et également de type nucléon-nucléon. TDHF ne fonctionne alors plus correctement, il a donc fallu s'adapter à ce nouveau domaine en énergie.

Nos connaissances, à la fois mathématiques et informatiques ne nous permettent pas actuellement de résoudre directement les équations quantiques qui régissent un système [BOA 87]. On doit se contenter d'une approche dite "semi-classique". On utilise pour cela une fonction de Wigner pour résoudre l'équation de transport classique de Landau-Vlasov.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = I[f]$$

$f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ est la fonction de Wigner a un corps

\vec{F} represente le champ de forces

\vec{p} et \vec{r} l'impulsion et la position

Pour résoudre cette équation différentes paramétrisations de \bar{F} ont été utilisées. Dans le cas présent, il s'agit d'une approche de type Skyrme. Mais d'autres groupes ont travaillé avec des forces de type Gogny. Ces diverses approches sont développées dans l'article précité. $I[f]$ est appelée intégrale de collision, dans le cas d'une résolution standard on prend :

$$I[f] = I_2[f]$$

$$I_2[f] = \frac{1}{2m} \int d^3p_2 d^3p_1' d^3p_2' w(\vec{p}, \vec{p}_2, \vec{p}_1', \vec{p}_2') \delta^3(\vec{p} + \vec{p}_2 - \vec{p}_1' - \vec{p}_2') \\ \times \delta(E + E_2 - E_1' - E_2') \times [f_1' f_2' (1-f)(1-f_2) - f f_2 (1-f_1')(1-f_2')]$$

BNV rajoute un terme de collision à trois corps. On prend $I[f] = I_2[f] + I_3[f]$. I_3 est l'intégrale de collisions à trois corps. Dans notre cas nous avons fait un calcul avec uniquement l'intégrale à deux corps, l'introduction des trois corps n'était pas utile. Mais le code permet son utilisation, si nécessaire.

La résolution de ce type d'équations, même classique n'est pas aisée, d'où l'idée de simplifier le traitement en discrétisant la fonction de Wigner à un corps f . Il s'agit de la méthode des particules tests. Il en existe plusieurs types :

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \sum_{i=1}^n G(\vec{r} - \vec{r}_i) G(\vec{p} - \vec{p}_i)$$

G est une fonction générique qui peut être un pic de Dirac ou bien une gaussienne. Dans notre cas il s'agit d'une fonction triangle plus simple d'emploi qu'une gaussienne.

Il faut noter que les autres approches semi-classiques comme VUU, BUU utilisent le même traitement par pseudo-particules. Les trois méthodes utilisent le champ moyen, les collisions nucléon-nucléon, la force de Coulomb, ainsi que le principe de Pauli. Ainsi la connaissance de l'évolution de f nous permet d'obtenir des informations sur les propriétés moyennes du système nucléaire. On peut ainsi comparer ces résultats à l'expérience. Ce modèle nous donne l'évolution d'un évènement au cours du temps, il faut donc avoir accès à la notion d'évènements lors de l'acquisition des données. Notre cas est donc très favorable puisque seul un multidétecteur permet d'avoir accès à cette information. Voyons maintenant le code informatique.

Nous pouvons découper le traitement en quatre parties : initialisation puis détermination des propriétés du champ moyen, collisions, principe de Pauli, le calcul boucle ensuite sur ces trois derniers. L'initialisation est en fait la préparation de l'état fondamental du noyau. On discrétise la distribution comme la somme de fonctions élémentaires appelées particules tests. Dans notre cas il s'agit de fonctions triangles. Il reste tout de même un problème à résoudre,

l'équation de Vlasov est classique, les états fondamentaux obtenus ne sont donc pas quantiques, on est donc obligé de rajouter des corrections à chaque pas du traitement. Le champ moyen est ensuite calculé à l'aide d'une paramétrisation de type Skyrme puis est utilisé pour la propagation des particules tests. Ensuite on utilise une propagation classique. Il ne faut pas oublier que la force de Coulomb et le principe de Pauli sont utilisés durant le traitement. Nous allons maintenant confronter le calcul et nos données.

II Comparaison Simulation Expérience :

Comme nous l'avons vu dans la première partie, il s'agit d'une simulation de voie d'entrée. Nous avons donc accès aux paramètres suivants : La charge, la masse du projectile et de la cible, l'énergie par nucléon dans le laboratoire du projectile (MeV/u) et enfin le paramètre d'impact (fm). Nous choisissons également le nombre de particules tests par nucléon ainsi que la durée de la réaction (fm/c).

Nous voulons simuler les réactions Ar + KCl à 32, 40, 52, 74 MeV/u. On a donc, pour le projectile $Z=18$ $A=36$ et $Z=18$ $A=37$ pour la cible. Nous avons pris 300 particules tests par nucléon ce qui est convenable pour notre système [BON94]. Le paramètre d'impact du lot expérimental se situe entre 0 et 3 fermi, nous avons donc pris trois paramètres d'impacts pour chaque énergie 0, 1.5 et 3 fermis. Puis le système évolue pendant 100 fm/c. Les résultats sont consignés dans des tableaux. Nous considérons que l'on obtient une source unique équilibrée lorsque l'on atteint un équilibre dans l'espace des phases c'est à dire lorsque l'on a égalité entre les trois composantes de l'impulsion. Il est évident que cette égalité n'est jamais parfaite ce qui introduit une incertitude sur la durée du processus donc sur la taille et l'énergie de la source ainsi déterminée.

II.1 Ar + KCl 32 MeV/u :

A 32 MeV/u (Tableau VI.1), la masse et la charge de la source sont bien reproduites puisque expérimentalement on avait $Z = 34$, $A = 68$ et que l'on obtient $Z = 34$, $A = 69$. En revanche l'énergie d'excitation de notre noyau est mal reproduite, on passe de 7.1 MeV/u expérimental à 5.6 simulé. Cela reste bien sûr dans les barres d'erreurs mais on peut tout de même dire que BNV surestime l'énergie emmenée par le prééquilibre.

	t (fm/c)	A	Z	E^* (MeV/u)
0 fm	70 ± 5	69 ± 2	34 ± 1	$5.6 \pm .5$
1.5 fm	70 ± 5	69 ± 2	34 ± 1	$5.6 \pm .5$
3.0 fm	75 ± 5	69 ± 2	34 ± 1	$5.5 \pm .5$
Exp			34	7.1

Tableau VI.1 : Ar + KCl 32 MeV/u

II.2 Ar + KCl 40 MeV/u :

Pour 40 MeV/u (Tableau VI.2), l'accord est moins bon car l'expérience nous donne $Z = 31$ et le calcul $Z = 33$. Le comportement de l'énergie d'excitation est le même, celle-ci est sous-estimée de 2 MeV/u environ.

	t (fm/c)	A	Z	E^* (MeV/u)
0 fm	70 ± 5	67 ± 2	33 ± 1	$7.1 \pm .5$
1.5 fm	75 ± 5	67 ± 2	33 ± 1	$7.0 \pm .5$
3.0 fm	75 ± 5	67 ± 2	33 ± 1	$7.1 \pm .5$
<i>Exp</i>			31	9.0

Tableau VI.2 : Ar + KCl 40 MeV/u

II.3 Ar + KCl 52 MeV/u :

A 52 MeV/u (Tableau VI.3), nous arrivons aux mêmes conclusions : l'énergie d'excitation est sous-estimée de 2 MeV/u et la charge est surestimée de 2 unités. On remarque également que BNV ne prévoit pas la formation d'un composite pour un paramètre d'impact de 3 fm. Ce qui est cohérent avec nos données puisque cela signifie que seules les collisions les plus centrales mènent à un noyau composé.

	t (fm/c)	A	Z	E^* (MeV/u)
0 fm	75 ± 5	63 ± 2	31 ± 1	$9.0 \pm .5$
1.5 fm	75 ± 5	63 ± 2	31 ± 1	$9.1 \pm .5$
3.0 fm	—	—	—	—
<i>Exp</i>			29	11.0

Tableau VI.3 : Ar + KCl 52 MeV/u

Pour ces trois énergies nous avons un bon accord pour les tailles de sources, une différence de 2 sur la charge n'est pas énorme au regard de l'imprécision de la méthode de reconstitution. En revanche il est clair que le code surestime l'énergie emmenée par le prééquilibre, ceci à toutes les énergies.

II.4 Ar + KCl 74 MeV/u :

Voyons maintenant le cas de l'énergie de 74 MeV/u, pour laquelle BNV prévoit pas de noyau composite quel que soit le paramètre d'impact. On n'obtient jamais de configuration se rapprochant de cette égalité. On ne peut donc pas conclure en laissant évoluer le système par exemple, car nous entrons ensuite dans des zones de basse densité pour lesquelles le calcul ne signifie plus rien. En effet on peut voir la formation de clusters qui ne sont en fait que le reflet d'un bruit numérique, le nombre de particules test devenant insuffisant pour le calcul.

Conclusion :

Nous venons de voir que BNV est un modèle de voie d'entrée qui donne d'assez bons résultats sur les distributions de masse, mais qui surestime l'énergie emmenée par le prééquilibre. Cela semble venir de la taille du système. En effet ce modèle a été récemment testé avec succès sur un système plus lourd Ar + Au à 60 MeV/u [LEC96]. De plus la version du programme que nous avons utilisé ne comprenait pas le terme de surface dans la force. Or celui-ci produit une force du même sens que la force de Coulomb, donc il faut moins d'énergie pour émettre une particule. Notre noyau aurait donc une énergie d'excitation plus importante. Il semble donc que dans un système lourd les effets de surface soient beaucoup plus faibles que les effets de volume, cette tendance s'inversant pour des systèmes plus légers. Notons également que le terme d'interaction ne comprend pas d'effet de moment angulaire qui semble aussi être assez important selon de récents travaux [NAN96].

Conclusion :

La qualité du multidétecteur INDRA, nous a permis de réaliser notre étude dans de très bonnes conditions. Le but de cette thèse était de caractériser le mécanisme de fusion incomplète dans les réactions $\text{Ar} + \text{KCl}$.

Pour cela nous avons réalisé une comparaison de 8 variables globales susceptibles d'être utilisées dans le cadre de notre analyse. Cette comparaison a été réalisée à l'aide d'événements simulés. En effet cette approche permet de générer des réactions nucléaires données, comme une fusion complète ou bien une collision périphérique, conduisant à deux produits finaux, proches de la cible et du projectile. Toutes ces variables ayant déjà été utilisées pour des études de systèmes différents, il est ressorti que l'utilisation d'une variable globale dépend essentiellement du système étudié. Un raisonnement justifiant l'utilisation d'une de ces variables pour un système donné, ne peut pas être appliqué tel quel à un autre. En effet la méthode de calcul du moment de FOX et WOLFRAM d'ordre 2 employé par N.Marie pour l'étude des collisions centrales dans le système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 MeV/u, n'était plus adapté à notre système plus léger. L'essentiel de l'événement étant constitué de protons et d'alphas, nous avons dû rajouter les particules légères dans le calcul de cette variable.

Nous avons ensuite utilisé le moment de FOX et WOLFRAM d'ordre 2, corrigé ainsi, pour sélectionner les collisions les plus centrales du système $\text{Ar} + \text{KCl}$ à 32 MeV/u. Nous avons ainsi obtenu deux types d'événements provenant d'une source de fusion quasi-complète ($Z=34$) affectée d'une grande énergie d'excitation $E^* = 7$ MeV/u très proche de l'énergie maximale disponible pour la réaction. Nous obtenons alors une section efficace de réaction pour le mécanisme de fusion incomplète de l'ordre de 90 mb répartie entre deux mécanismes de désexcitation. D'une part des événements de fission symétrique et d'autre part des événements de fusion-évaporation très bien reproduit par un modèle statistique. Il s'agit d'une section efficace assez faible compte tenu de la littérature qui montre que le phénomène de fusion est très peu favorisé, ceci dès l'énergie de 32 MeV/u.

Nous avons ensuite étudié l'évolution de ce mécanisme avec l'énergie. Dès 40 MeV/u, on constate une chute importante jusqu'à 14 mb de la section efficace de fusion-évaporation. Cette tendance se confirme pour 52 MeV/u, où l'on ne trouve plus que 4 mb au maximum de section efficace. L'énergie augmentant on espérait voir apparaître de la multifragmentation. On a donc utilisé une autre analyse permettant d'extraire les événements ayant totalement perdu la mémoire de la voie d'entrée. Une sélection en angle de flot supérieur à 60° nous a permis d'atteindre ce but. Mais il n'existe pas de multifragmentation accompagnée d'une énergie d'expansion, ceci pour les quatre énergies, alors que nous avons de la multifragmentation

instantanée pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u [MAR95]. Ce phénomène semble donc être lié à la taille du système et n'est donc pas présent dans les systèmes à petit nombre de nucléons comme Ar + KCl.

Nous avons pour finir testé un simulateur de réactions nucléaires, basé sur la résolution semi-classique de l'équation de transport de Boltzmann : l'approche BNV. Celle-ci donne de bons résultats sur les tailles des composites, comme nous l'avons vu dans le chapitre V, en revanche les énergies d'excitation ne sont pas correctement reproduites, BNV tend à surestimer l'énergie emmenée par les particules de prééquilibre. Mais ceci peut être dû au fait que l'intégrale de collision présente dans le calcul ne prend en compte ni de terme de surface ni de terme en moment angulaire. Ceux-ci semblent plus importants pour les systèmes légers que pour les systèmes lourds [LEC96] pour lesquels cette approche est suffisante.

Nous venons de voir la difficulté que présente l'étude des systèmes légers symétriques à petit nombre de particules et à énergie d'excitation par nucléon élevée. Le système étant léger, nous devrions étendre la notion d'IMF aux alphas, même s'il est alors très difficile de déterminer leur provenance, le prééquilibre, comme les désexcitations secondaires produisant aussi des alphas. Le fait d'exclure les alphas dans l'étude des événements à x fragments élimine donc sûrement un nombre important d'évènements.

Nous voyons que le mécanisme de fusion incomplète persiste jusqu'à des énergies élevées comme 52 MeV/u. Mais la fusion-évaporation classique n'est pas remplacée par une multifragmentation instantanée. Un système légèrement plus lourd comme Ar + Ni permettra peut-être de voir des événements de multifragmentation instantanée du système ou tout au moins permettra de mieux comprendre l'évolution de ce processus avec la masse mise en jeu.

Annexe 1

Le simulateur SIMON

Annexe 1 : Le simulateur SIMON

Introduction

Nous allons développer dans cette annexe le fonctionnement du simulateur SIMON. Comme nous l'avons vu précédemment il s'agit d'un modèle phénoménologique de multifragmentation. En effet on définit au départ le nombre de préfragments présents à l'instant initial qui vont ensuite se désexciter de façon séquentielle. On peut définir ainsi jusqu'à trois sources de départ avec une position et une vitesse dans l'espace. Nous allons regarder les deux étapes du modèle, la configuration de départ et enfin la désexcitation.

I Configuration de départ :

Nous avons donc émission instantanée de N préfragments présents dans une source de masse A , de charge Z ayant une énergie d'excitation E^* .

Le modèle nous permet de fixer le nombre N et la masse minimale A_{\min} des fragments. Ces deux paramètres sont ajustés afin de reproduire au mieux les différentes multiplicités expérimentales.

On tire ensuite aléatoirement les masses des N préfragments. A_i étant déterminé, la charge associée est calculée en respectant le rapport $\frac{N}{Z}$ de la source de départ. Durant le tirage toutes les partitions sont équiprobables. On ne rejette que les $A_i < A_{\min}$ et on tient compte des bilans énergétiques.

Ces fragments sont ensuite positionnés dans la sphère, le disque ou le tore de départ de la façon la plus compacte possible. Nous allons décrire l'algorithme dans le cas de la sphère. Les trois premiers fragments définissent un plan, les deux suivants sont positionnés de part et d'autre de ce plan, les autres sont alors rangés dans les interstices avec une distance minimale de 1 fm entre voisins. La relation de barycentre est également imposée, on doit avoir :

$$\sum_{i=1}^N Z_i \vec{r}_i = \vec{0}$$

avec \vec{r}_i position du fragment par rapport au barycentre.

Voyons maintenant la détermination des impulsions et la répartition de l'énergie entre les fragments.

Tout d'abord les équations de conservation de l'impulsion et du moment angulaire doivent

être vérifiées.

$$\text{On a } \sum_{i=1}^N \vec{P}_i = \vec{0} \quad \text{et} \quad \sum_{i=1}^N \vec{P}_i \wedge \vec{r}_i = \vec{L}$$

On a ensuite la relation suivante :

$$E_{th}^i + E_{coll}^i = \frac{P_i^2}{2A_i}$$

avec E_{th}^i et E_{coll}^i les énergies thermique et collective du préfragment i .

Voyons maintenant la détermination de l'énergie collective radiale.

E_{rad} est la fraction d'énergie gelée sous forme radiale, il s'agit d'un paramètre d'entrée que l'on doit choisir pour reproduire au mieux les spectres énergétiques et les vitesses relatives des fragments expérimentaux.

$$\text{On a } E_{coll}^i = \frac{1}{2} A_i \times 931.5 \times \frac{V_i^2}{900}$$

$$\text{avec } V_i = \sqrt{\frac{2 \times 900}{931.5} E_{rad}} \times \frac{r_i}{R}$$

$$\text{et } R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N A_i r_i^2}{A_0}$$

On voit donc qu'un fragment proche de la surface aura une vitesse plus importante qu'au centre. Il s'agit d'une expansion appelée "auto-similaire".

L'énergie thermique est tirée aléatoirement suivant une maxwellienne classique caractérisant l'évaporation statistique d'un noyau thermalisé à la température T .

$$P(E) = \frac{E}{T^2} e^{-\frac{E}{T}}$$

T est la "température" du noyau de départ. Elle est reliée à l'énergie d'excitation par la formule suivante :

$$E_{th}^* = a_0 T^2 \quad \text{avec } a_0 = \frac{A}{10}$$

a_0 est appelé paramètre de densité de niveaux.

L'énergie thermique est alors égale à :

$$E_{th}^* = E^* - \sum_{i=1}^N E_{coll}^i - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N E_{cou}^i$$

Le Q de la réaction est calculé à l'aide des excès de masse, E_{cou}^i est l'énergie d'interaction coulombienne du préfragment i.

$$\text{on a } E_{cou}^i = \sum_{i,j \neq i}^N \frac{Z_i Z_j e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$$

Les trajectoires des fragments sont régies par les équations de Lagrange :

$$\vec{p}_i = -\text{grad } E_{cou}^i$$

$$\vec{r}_i = \frac{\vec{p}_i}{A_i}$$

Ces équations sont résolues en tenant compte du champ coulombien. Le pas d'intégration est assez petit au départ puis devient de plus en plus grand. Ceci permet de conserver les corrélations spatio-temporelles entre tous les fragments de la réaction.

L'énergie d'excitation à répartir entre les N fragments est alors égale à :

$$E_{frag}^* = E^* - \sum_{i=1}^N E_{th}^i - \sum_{i=1}^N E_{coll}^i - Q - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N E_{cou}^i$$

On suppose alors l'équilibre thermique

$$\text{d'ou } E_i^* = \frac{A_i}{\sum_{i=1}^N A_i} E_{frag}^*$$

On a donc ainsi la configuration de départ.

II Désexcitation :

Les fragments ainsi déterminés se désexcitent alors suivant des cassures binaires séquentielles.

On utilise pour cela la méthode de l'état transitoire (MOR75), (SWI83). Cela signifie que la probabilité de désintégration selon une voie est proportionnelle à la densité d'état au point selle. Il s'agit d'un état particulier de la déformation du noyau. Donc l'évaporation des particules légères, ainsi que l'émission des fragments sont traitées avec ce formalisme.

Les trajectoires des particules sont gérées par l'interaction coulombienne tout au long de la cascade de désintégration.

Soit $\Gamma_{i \rightarrow 12}$ la largeur partielle de désintégration d'un préfragment i en deux noyaux (A_1, Z_1) et (A_2, Z_2) . Il faut noter que toutes les fragmentations possibles, de l'émission d'un neutron à la fission sont prises en compte.

$$\text{On a } \Gamma_{i \rightarrow 12} = \frac{\sqrt{a_1 a_2}}{a_1 + a_2} 2 \sqrt{4\pi T B} \sqrt{\frac{A_i}{A_1 A_2}} \exp(2 \sqrt{a_1 E_1^*} + 2 \sqrt{a_2 E_2^*} - \sqrt{a_i E_i^*})$$

$$\text{avec } a_k = \frac{A_k}{10} \quad \text{et } E_1^* - B = a_i T^2 = E_{th}^i$$

a_k est le paramètre de densité de niveau et B la barrière de fission au point selle.

Les barrières de fission des fragments dépendent de l'asymétrie de masse et de la forme des produits obtenus. Elles sont calculées à l'aide des formules de la référence (BRZ91). D'autre part les barrières coulombiennes des particules légères sont celles de la référence (VAZ81).

Encore une fois on suppose l'équilibre thermique pour répartir l'énergie entre les deux noyaux fils.

$$\text{On a } E_1^* = \frac{A_1}{A_1 + A_2} E_{12}^* \text{ et } E_2^* = \frac{A_2}{A_1 + A_2} E_{12}^*$$

E_{12}^* est l'énergie d'excitation résiduelle à partager entre les produits formés par la cassure.

$$E_{12}^* = E_i^* - E_{rel} - Q_{12} - B$$

E_{rel} est l'énergie relative entre les deux noyaux; elle est tirée au hasard suivant une maxwellienne d'énergie moyenne $2T$ - B . Q_{12} est la chaleur de réaction de la cassure.

La largeur totale de désintégration Γ_{tot} du noyau de départ permet de définir le temps de décroissance τ_0 :

$$\Gamma_{\text{tot}} = \frac{\hbar}{2\pi\tau_0} = \sum_{12} \Gamma_{i \rightarrow 12}$$

Le temps de cassure est alors tiré suivant l'exponentielle $e^{-\frac{t}{\tau_0}}$, et la voie de désintégration est choisie par tirage Monte-Carlo sur Γ_{tot} .

On détermine aléatoirement la direction d'émission du premier noyau, le second est alors émis à 180° du premier. Si l'on constate un recouvrement l'opération est renouvelée.

La distance d_{12} entre les deux produits est calculée avec :

$$d_{12} = \frac{1.44 Z_1 Z_2}{B}$$

Puis dans le référentiel du noyau de départ, les vitesses \vec{V}_1^* et \vec{V}_2^* sont calculées de la manière suivante :

$$A_1 \vec{V}_1^* + \vec{V}_2^* = \vec{0} \quad \text{et} \quad |\vec{V}_1^* - \vec{V}_2^*| = \sqrt{\frac{2 E_{\text{rel}}}{\mu}}$$

$$\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$$

On passe ensuite dans le laboratoire en rajoutant la vitesse d'entraînement \vec{V}_i du préfragment.

$$\vec{p}_1 = A_1(\vec{V}_1^* + \vec{V}_i)$$

$$\vec{p}_2 = A_2(\vec{V}_2^* + \vec{V}_i)$$

Puis les fragments ainsi obtenus ont une trajectoire régie par l'interaction coulombienne, et si ils ont encore suffisamment d'énergie ils se désexcitent à leur tour.

On peut voir que ce modèle est très souple car il permet de générer la désexcitation évaporative d'un noyau composé, ou bien de simuler un processus de multifragmentation en N fragments ou bien encore de simuler la désexcitation séquentielle d'une collision binaire.

Références

Références

- [BAR86] H.W Barz et al, Nucl. Phys. A448 (1986) 753-763.
- [BER93] A.Bertaut, Thèse de doctorat en instrumentation et mesure GANIL T 93 03.
- [BIR83] J.R.Birkelund et al, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 265-322.
- [BIZ86] G.Bizard et al, Zeit. Phys. A323 (1986) 459.
- [BIZ92] G.Bizard et al, Phys. Lett. B276 (1992) 413-417.
- [BOA87] D.H.Boal, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 37 (1987) 1-31.
- [BON94] A.Bonasera et al, Phys. Rep. 243 (1994) 1-124.
- [BON85] J.P Bondorf et al, Nucl. Phys. A443 (1985) 321-347, Nucl. Phys. A444 (1985) 460-476
- [BOR96] B.Borderie et al, Kinematical properties and composition of vaporizing sources : is thermodynamical equilibrium achieved ?
- [BOU94] Ch.Bourgeois, Cours de l'école Joliot-Curie 1994.
- [BOW92] D.R Bowman et al, Phys. Rev. C46 (1992) 1834.
- [BUR92] G.F Burgio et al, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1888.
- [BRZ91] J.Brzychczyk et J.Lukasik, Nucl. Phys. A535 (1991) 272-284.
- [CHO91] Ph. Chomaz et al, Phys. Lett. B254 (1991) 340.
- [CUG83] J.Cugnon, D.l'hôte, Nucl. Phys. A397 (1983) 519
- [DUR93] D.Durand et B.Tamain, Cours de l'école Joliot-Curie 1993.
- [DUR95] D.Durand et B.Tamain, Cours de l'école Joliot-Curie 1995.
- [DUR96] D.Durand, communication privée, LPC Caen.
- [FAH86] A.Fahli et al, Phys. Rev. C34 (1986) 161.
- [FAT85] M.Fatyga et al, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1376-1379.
- [FOU90] J.M.Fouchet, A.Perez Electronique Pratique (DUNOD).
- [FRI90] W.A Friedman, Phys. Rev. C42 (1990) 667.

- [FUC94] H.Fuchs et al, Rep. Prog. Phys. 57 (1994) 231-234.
- [GRO90] D.H.E Gross, Rep. Prog. Phys. 59 (1990) 605.
- [HEU94] D.Heuer et al, Phys. Rev. C50 (1994) 1943
- [HOU94] A.Houari, Thèse de doctorat en Physique Nucléaire Strasbourg, T.
- [JEO95] S.C.Jeong, Preprint LPCC 95-12, Submitted Phys. Let. B.
- [LEC96] Lecolley Ar + Au these et preprint LPC
- [MAG94] M.T.Magda et al, Incomplete fusion in nucleus-nucleus collisions at intermediate energies 1994 (Plenum Press).
- [MAG95] M.T.Magda et al, Preprint CJR564, Submitted to Phys. Rev. C 1995.
- [MAR95] N.Marie, Thèse de doctorat en Physique Nucléaire GANIL, T 95 04.
- [MET95] V.Metivier Thèse de doctorat en Physique Nucléaire LPC Caen, T 95 01.
- [MOR75] L.G Moretto, Nucl. Phys. A247 (1975) 211.
- [NAN96] Laboratoire de Nantes, Communication privée.
- [PEI93] G.Peilert et al, Rep. Prog. Phys. 57 (1994) 533-602.
- [PHA93] L.Phair et al, Nucl. Phys. A564 (1993) 453.
- [POU96] J.Pouthas et al, NIM A369 (1996) 222.
- [POU95] J.Pouthas et al, NIM A357 (1995) 418.
- [RIV96] M.F Rivet et al, Vaporization events from binary dissipative collisions.
- [STE95] J.C.Steckmeyer et al, Preprint LPCC 95-13, Submitted Phys. Rev. Let.
- [SUR89] E.Suraud, Ch.Gregoire et B.Tamain Birth, Life and Death of Hot Nuclei, Pro. Nuc. Part. Sci. 1989.
- [SUR90] E.Suraud, Cours de l'école Joliot-Curie 1990.
- [SWI83] W.Swiatecki, preprint LBL-11403 (1983).

- [TAM96] B.Tamain Cours de Dea Université de Caen
- [VAZ81] C.Vaz et al, Phys. Rep. 5 (1981) 373.
- [VIO85] V.E Viola, Phys. Rev. C (1985).
- [WIL73] Wilczinsky, Phys. Lett. 47 b (1973) 484-486

NOM : Bisquer (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Eric Alain Paul Ange	DATE de SOUTENANCE
	20 Décembre 1996

TITRE :

Caractérisation de la fusion incomplète dans les réactions Ar + KCl à 32, 40, 52 et 74 MeV/u

NATURE :				Numéro d'ordre : 330-96	
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique nucléaire	
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>		

Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis	CLASSE :
--	-----------------

RESUME : L'étude des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (10 -> 100 MeV/u) a montré, la persistance de mécanismes dits de basses énergie, comme la fission, les collisions inélastiques et la fusion incomplète. Le but de cette thèse est de caractériser ce dernier mécanisme aux différentes énergies.

Ce mécanisme est bien connu à basse énergie : nous avons formation d'un noyau composé thermalisé qui va se désexciter soit par fission symétrique, soit par évaporation de particules. L'événement détecté sera donc un résidu voire deux, associé à des particules essentiellement légères. Le système retenu pour cette analyse était Ar + KCl à différentes énergies 32, 40, 52 et 74 MeV/u. Ces expériences ont été réalisées à l'aide du multidétecteur INDRA à GANIL (CAEN). La qualité de détection d'INDRA nous a permis d'utiliser de nouvelles méthodes d'analyse, à l'aide de variables dites globales. Dans un premier temps nous les avons comparées afin de choisir la mieux adaptée à notre étude. Puis nous avons extrait de nos événements bruts, les événements de fusion incomplète, ceci aux énergies de 32, 40, et 52 MeV/u. Il s'est avéré que la proportion de ce mécanisme était très faible à 52 MeV/u voire nulle à 74 MeV/u. Nous avons alors regardé les événements à trois fragments éventuelle signature de la multifragmentation. Nous n'avons pas trouvé de multifragmentation instantanée accompagnée d'une énergie d'expansion radiale, la désexcitation semble être uniquement séquentielle. Mais une étude supplémentaire sera nécessaire pour conclure.

D'autre part nous avons réalisé des simulations BNV, afin de confronter nos résultats expérimentaux avec un code, utilisant une résolution semi-classique de l'équation de transport de Landau-Vlasov. Nous obtenons un bon accord sur la taille du noyau composé formé. En revanche l'énergie d'excitation est mal reproduite. Le code tend à surestimer l'énergie emmenée par le prééquilibre.

Le mécanisme de fusion incomplète "classique" disparaît assez rapidement avec l'énergie et ne semble pas remplacé par une multifragmentation instantanée accompagnée d'une énergie d'expansion.

MOTS-CLES : fusion incomplète, multifragmentation, expansion, énergie d'excitation, variables globales, source unique

Laboratoire(s) de recherches : Institut de Physique Nucléaire de Lyon

Directeur de recherches : A. Demeyer M. Stern

Président du jury : J.E. Augustin	
Composition du jury : J.E. Augustin X. Artru R. Dayras A. Demeyer M. Stern B. Tamain	