



HAL
open science

Etude de l'écoulement de matière nucléaire avec le multidétecteur INDRA

T. Lefort

► **To cite this version:**

T. Lefort. Etude de l'écoulement de matière nucléaire avec le multidétecteur INDRA. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1997. Français. NNT : . in2p3-00018136

HAL Id: in2p3-00018136

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00018136v1>

Submitted on 26 Mar 2021

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

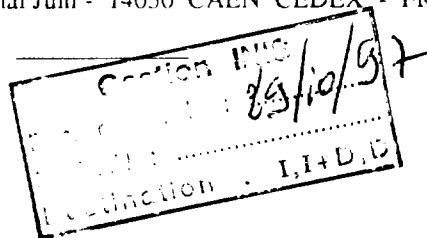
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



LPCC CAEN

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

ISMRA - Boulevard Maréchal Juin - 14050 CAEN CEDEX - FRANCE



THESE

présentée à l'UFR de Sciences de l'Université de Caen pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université de Caen

spécialité

Physique Nucléaire

par

Thomas LEFORT

Etude de l'écoulement de matière nucléaire avec
le multidétecteur INDRA

LPCC T 97- 01

INSTITUT NATIONAL
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

INSTITUT DES SCIENCES
DE LA MATIERE ET DU RAYONNEMENT

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



R

29 - 30

THESE

présentée à l'UFR de l'université de Caen
pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université de Caen
(arrêté du 30 Mars 1992)
spécialité Physique Nucléaire
par
Thomas LEFORT

Etude de l'écoulement de matière nucléaire avec le multidétecteur INDRA

Soutenue le 12 Juin 1997 devant la commission d'examen composée de

Messieurs

Y. BLUMENFELD	Directeur de recherche CNRS (IPN d'Orsay)	Rapporteur
A. GOBBI	Professeur (GSI, Darmstadt Allemagne)	Rapporteur
D. CUSSOL	Chargé de recherche CNRS (LPC de Caen)	
F. HADDAD	Maître de conférence (SUBATECH Nantes)	
J. PÉTER	Directeur de recherche CNRS (LPC de Caen)	
B. TAMAIN	Professeur (LPC de Caen, ISMRA)	

Remerciements

Je remercie:

Messieurs Christian Le Brun et Bernard Tamain pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire de Physique Corpusculaire.

L'ensemble des membres de ce laboratoire avec lesquels il a toujours été aisé de travailler dans une ambiance stimulante et détendue et plus spécialement Bernadette Leterrier pour sa bonne humeur ainsi que Jean Colin, Dominique Durand et Olivier Lopez.

L'ensemble de la collaboration INDRA pour m'avoir permis d'effectuer ce travail et montrer les difficultés à travailler en équipe.

Messieurs Yorick Blumenfeld, Adrianno Gobbi, Daniel Cussol, Ferid Haddad, Jean Péter et Bernard Tamain pour leur participation au jury de cette thèse et le regard critique qu'ils ont porté sur elle.

L'ensemble des thésards et thésardes d'ici ou d'ailleurs pour les multiples discussions que nous avons eu quelles soient fructueuses ou non.

Un merci particulier à Adrianno pour toute la gentillesse et l'attention qu'il a porté à mon égard au cours de mes séjours à GSI.

Enfin, je tiens à remercier Daniel et Jean, sans qui la majeure partie de cette thèse n'aurait pu être réalisée, pour leur soutien constant et les précieux conseils qu'ils m'ont prodigué pendant ces deux ans et demi.

Merci à tous les deux !

Thomas Lefort

Table des matières

I	INTRODUCTION	7
II	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	11
II.1	Vue générale	11
a	Géométrie du détecteur	11
b	Composition des télescopes	14
II.2	Détecteurs et méthodes d'identification associées	15
a	Les chambres d'ionisation	15
b	Les détecteurs Silicium	16
c	Les détecteurs à Iodure de Césium	17
d	Les phoswichs (NE102-NE115)	18
II.3	Identification Si – ICs	18
II.4	Etalonnage des produits de réaction	19
a	Calibration des détecteurs Silicium et des chambres d'ionisation	19
b	Calibration des Iodures de Césium et des phoswichs	20
II.5	L'électronique d'acquisition	20
a	Détecteurs Silicium et chambres d'ionisation	21
b	Phoswichs et détecteurs à Iodure de Césium	22
c	Système de déclenchement et acquisition	22
II.6	La prise des données	23
a	Conditions expérimentales	23
b	Caractéristiques des systèmes Ar+Ni et Xe+Sn	23
III	ANALYSES GLOBALES	25
III.1	Sélection des événements	26
a	Principe de la sélection	26
b	Caractéristiques des événements sélectionnés	27
c	Pourcentage d'événements sélectionnés	30
III.2	Variable globale corrélée à la violence de la collision	31
a	Choix de la variable	31
b	Classement basé sur les propriétés cinématiques du quasi-projectile	32
c	Classement basé sur l'énergie transverse totale	33
d	Qualité de la discrimination en paramètre d'impact	33

e	Classification des événements	34
III.3	Les différentes sources d'émission	38
a	Les études précédentes	38
b	Le système Ar+Ni	39
c	Le système Xe+Sn	44
d	Soustraction des événements de fusion	45
IV	MISE EN EVIDENCE DE L'EMISSION DE MI-RAPIDITE	47
IV.1	Propriétés cinématiques et énergétiques	47
a	Distribution de rapidité	48
b	Energie transverse	51
IV.2	Simulation d'une émission rapide dans le cadre de collisions purement binaires	52
IV.3	Origines de l'émission de mi-rapidité	54
a	Processus direct	55
b	Source de mi-rapidité	55
c	Origines des particules	56
V	CARACTERISATION DE L'EMISSION DE MI-RAPIDITE	57
V.1	Estimation de l'émission de mi-rapidité	57
a	Principe des deux méthodes	58
b	Cohérence et degré de fiabilité des méthodes	60
V.2	Quantité de matière associée à l'émission de mi-rapidité	63
a	Quantité de matière mise en jeu entre les deux partenaires	64
V.3	Emission de mi-rapidité selon la nature des produits de réaction .	69
a	Produits de réaction concernés par l'émission de mi-rapidité	69
b	Multiplicités	71
c	Compositions	74
V.4	Propriétés énergétiques des éjectiles de mi-rapidité	77
a	Valeur moyenne en énergie transverse	78
b	Températures apparentes	80
V.5	Conclusion	84
VI	ETUDES DES COMPOSANTES DU FLOT DE MATIERE NUCLEAIRE	87
VI.1	Introduction	87
a	Écoulements collectifs et collisions d'ions lourds	87
b	Écoulement collectif dans le plan de réaction	91
c	Écoulement collectif hors du plan de réaction	93
VI.2	Techniques de mesure des composantes de l'écoulement collectif .	94
a	Détermination du plan de réaction	94
b	Procédure expérimentale de mesure du flot latéral	94
c	Méthodes de reconstruction du plan de réaction	95

VI.3 Validité des méthodes de détermination du plan de réaction aux énergies intermédiaires	97
a Procédure utilisée	98
b Un plan de réaction par événement : détection parfaite	100
c Un plan de réaction par éjectile: détection parfaite	104
d Effet de la détection sur la reconstruction du plan de réaction	106
e Facteur de correction	108
f Conclusion	108
VI.4 Effets de méthode et origines des éjectiles de mi-rapidité	109
a Estimation qualitative des effets de méthodes	109
b Origines des éjectiles dont on mesure le paramètre de flot	111
VI.5 Résultats expérimentaux	112
a Distribution de $\langle P_y/A \rangle$ des éjectiles	112
b Distribution de $\langle P_x/A \rangle$ des éjectiles	112
c Evolution du paramètre de flot avec le paramètre d'impact expérimental	118
d Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente	124
e Conclusion	134
VII CONCLUSION	137

Chapitre I

INTRODUCTION

Par analogie avec la matière macroscopique qui nous entoure, les physiciens nucléaires se sont attachés à développer le concept de matière nucléaire (fluide infini) dont les propriétés sont régies par une équation d'état. Cette équation relie différentes grandeurs thermodynamiques macroscopiques entre elles telles que la température, la pression et la densité. Selon la valeur de ces variables macroscopiques, la matière nucléaire peut alors se présenter dans quatre états différents, représentés sur la figure I.1 dans le plan température-densité.

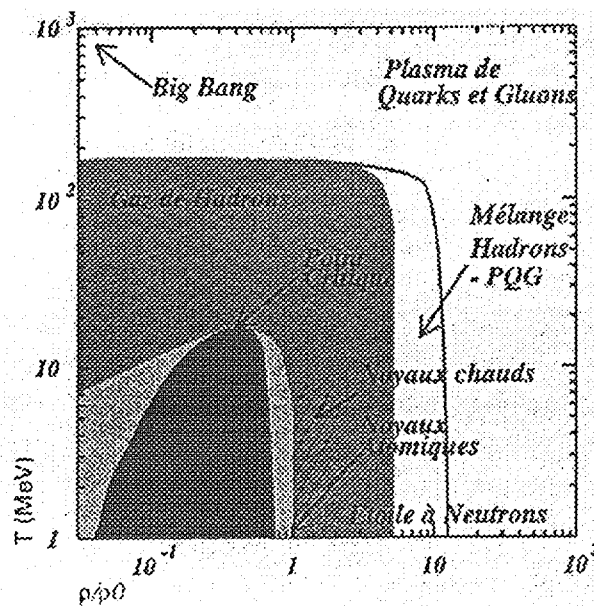


Figure I.1: Diagramme de phases de la matière nucléaire dans le plan température-densité

La phase liquide correspond aux noyaux liés et faiblement excités (température faible et densité proche de la densité de saturation), la phase gazeuse apparaît pour des températures et densités moyennes. Elle s'apparente à un gaz de nucléons. Pour des densités élevées et des températures faibles, la phase solide est présente sous la forme d'un condensat (cristal de nucléons dont la structure serait similaire à celle d'une étoile à neutrons). Enfin, la phase plasma (analogue au plasma constitué d'ions et d'électrons) est présente à hautes densités et températures sous la forme d'un mélange déconfiné de quarks et de gluons. Deux transitions de phase font à l'heure actuelle l'objet de recherches actives: la transition liquide-gaz accessible aux énergies intermédiaires et la transition confinement-plasma accessible aux énergies ultra-relativistes.

Du point de vue expérimental, les collisions d'ions lourds offrent la possibilité d'explorer ce diagramme de phase. Les noyaux issus de ces collisions sont dans des états de perturbation extrêmes en température et en pression mais également en moment angulaire et en isospin. La confrontation des mesures expérimentales avec des modèles théoriques, décrivant de manière aussi réaliste que possible ces collisions, est l'étape ultime qui permet d'évaluer différents paramètres liés à l'équation d'état.

Le lien avec l'équation d'état n'est cependant pas direct. D'une part, la température et la pression ne sont pas directement mesurables. D'autre part, l'équation d'état de la matière nucléaire est basée sur des considérations d'équilibre thermodynamique pour un nombre infini de constituants élémentaires. Or, les ions lourds sont de tailles finies et la durée de leur interaction est brève (10^{-21} , 10^{-22} s). Un système constitué d'un nombre fini de nucléons peut-il atteindre l'équilibre thermodynamique? La dynamique de la réaction lui en laisse-t-elle le temps? A ces questions encore largement débattues, s'ajoute les problèmes d'identification et de séparation des sources émettrices ainsi que la reconnaissance et l'attribution de leurs produits d'émission.

Les expériences réalisées au GANIL¹ avec le multidétecteur INDRA² s'inscrivent dans ce cadre: elles consistent en l'étude des noyaux à l'équilibre thermodynamique (en particulier à leurs modes de décroissance) et en l'analyse des phénomènes hors-équilibre. L'observation d'événements de vaporisation semble montrer que mêmes des noyaux très excités peuvent être à l'équilibre thermodynamique [RIVET⁺96, BORDERIE⁺96]. La mise en évidence de la transition de phase liquide-gaz [POCHODZALLA⁺95] semble nécessiter des recherches plus approfondies [MA⁺97]. Enfin, l'origine statistique ou dynamique de la multifragmentation [TAMAIN⁺96] est une question encore ouverte.

Les études d'écoulement de matière nucléaire, qui font l'objet de ce travail, sont également reliées à l'équation d'état. Elles devraient permettre d'extraire, par l'intermédiaire de comparaisons avec des prédictions théoriques, la valeur du coefficient d'incompressibilité K_∞ de la matière nucléaire. Ce coefficient caractérise l'aptitude que possède la matière nucléaire à se comprimer. Il représente la courbure de l'énergie interne par nucléon en

1. Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

2. Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues

fonction de la densité au point de saturation et est défini ainsi:

$$K_{\infty} = 9\rho_0^2 \left[\frac{d^2 Ec}{d\rho^2} \right]_{\rho=\rho_0}$$

On parle d'équation d'état dure si K_{∞} est élevé ($\simeq 400 MeV$) et d'équation douce si K_{∞} est faible ($\simeq 200 MeV$). L'évaluation expérimentale de ce coefficient est également réalisée à partir des analyses de résonances monopolaires géantes (oscillations collective de la densité des nucléons au coeur d'un noyau). Les résultats obtenus dans ces analyses plaident pour une équation d'état douce ($K_{\infty} = 210 - 220 MeV$ [BLAIZOT⁺95]).

Les premiers calculs théoriques [MOLITORIS⁺85] effectués en fonction de l'énergie incidente montrèrent que les écoulements collectifs sont soumis à deux régimes différents: pour des énergies supérieures à 100 A.MeV, les écoulements collectifs sont sensibles à la partie répulsive du champ moyen (création d'une région de haute densité dans la zone de recouvrement des deux noyaux en collision) [STÖCKER⁺80]; pour des énergies inférieure à 100 A.MeV, ils sont sensibles à la partie attractive du champ moyen [TSANG⁺86]. Dans un premier temps, les données expérimentales furent convenablement reproduites par une équation d'état dure [MOLITORIS⁺85, PEILERT⁺89] avec une force locale (force qui ne dépend que de la position des nucléons en interaction).

Il apparut par la suite que le caractère répulsif de l'interaction résultait en partie d'effets dynamiques. Les mesures expérimentales d'écoulement collectifs furent reproduites par une équation d'état douce avec une force non locale (force qui dépend de l'impulsion relative des nucléons en interaction) [ONO⁺95, MOTA⁺92]. On constata également que le taux de collisions nucléon-nucléon (σ_{nn}) dans les noyaux est également un paramètre à caractère répulsif [TSANG⁺86, BERTSCH⁺87] dont il faut tenir compte pour reproduire les données expérimentales.

A ce jour, la confrontation des mesures expérimentales avec les prédictions théoriques montre donc que l'écoulement collectif de matière est sensible à trois facteurs: K_{∞} , σ_{nn} et la structure de la force (locale ou non locale). Des études récentes semblent également montrer que les écoulements collectifs dépendent de l'isospin [PAK⁺97, LI⁺96]. Il serait alors possible d'explorer l'influence de l'isospin sur l'équation d'état.

Aux énergies intermédiaires, il existe une énergie dite d'inversion pour laquelle les effets répulsifs et attractifs se compensent [BERTSCH⁺87, MOLITORIS⁺85]. Différents calculs théoriques montrent que la valeur de cette énergie dépend explicitement de la valeur de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu [XU91]. Elle semble par contre insensible à la valeur du coefficient d'incompressibilité [MOTA⁺92, WESTFALL⁺93]. Enfin, l'utilisation de forces non locales apparaît nécessaire pour reproduire l'amplitude des écoulements collectifs [OHNISHI⁺91, HADDAD⁺95] et l'énergie d'inversion [PAK 1)⁺96, ONO⁺95].

Aux énergies intermédiaires, la détermination de l'énergie d'inversion devrait donc permettre de contraindre la valeur de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. De nombreuses expériences ont déjà été effectuées dans ce sens au GANIL avec le multidétecteur MUR et TONNEAU de NAUTILUS [SULLIVAN⁺90, BUTA⁺95, ANGELIQUE⁺97,

POPESCU95] ainsi qu'à MSU³ avec les détecteurs 4π [WESTFALL⁺93, PAK 1)⁺96]. De manière générale, ces expériences ont été réalisées avec des systèmes de masse intermédiaire ou faible. Les mesures expérimentales, en particulier l'énergie d'inversion, semblent en accord avec les prédictions théoriques pour une valeur de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu de l'ordre de 80% de la section efficace libre [MOTA⁺92, WESTFALL⁺93].

Ce travail s'inscrit dans ce cadre. Nous étudierons la composante de l'écoulement collectif dans le plan de réaction (le flot latéral) pour le système $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ et pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$. Nous effectuerons une étude systématique en fonction de la nature de l'éjectile, du degré de centralité de la collision et de l'énergie incidente. En particulier, nous déterminerons le flot latéral des fragments de masse intermédiaire qui jusqu'à maintenant ont été peu étudiés aux énergies inférieures à 100 A.MeV. Notons pour finir que c'est la première fois qu'une étude systématique est réalisée avec un système aussi lourd que le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ et pour des énergies incidentes inférieures à 50 A.MeV.

Dans le premier chapitre, nous décrirons brièvement le multi-détecteur INDRA ainsi que les procédures utilisées pour l'identification et la calibration en énergie des éjectiles produits dans les collisions. Le second chapitre est consacré à la sélection des événements dit "biens mesurés". Nous décrirons également leurs caractéristiques générales et estimerons le degré de centralité de ces événements à l'aide de variables globales.

L'émission de mi-rapacité est mise en évidence dans le troisième chapitre. Une caractérisation complète (masse, multiplicités, composition et propriétés énergétiques) des éjectiles de mi-rapacité est effectuée dans le quatrième. Cette analyse est établie selon la nature de l'éjectile, ce qui nous permet d'aborder les études de flot latéral avec de plus amples précisions quant à l'origine des particules situées à mi-rapacité. De récents calculs théoriques [ONO⁺95] ont en effet montré que l'analyse des écoulements collectifs selon la nature de l'éjectile devait permettre d'accéder plus précisément aux modes de production des éjectiles de mi-rapacité.

Dans le dernier chapitre, nous évaluerons tout d'abord l'acuité des méthodes de reconstruction du plan de réaction aux énergies intermédiaires puis nous étudierons les dépendances du flot latéral à l'énergie incidente et à la centralité de la collision pour les systèmes Ar+Ni et Xe+Sn.

Nous discuterons les résultats obtenus et conclurons.

Chapitre II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL: LE MULTIDETECTEUR INDRA

Les collisions d'ions lourds, aux énergies intermédiaires, produisent des noyaux de nature variée (de $Z=1$ à $Z=64$) sur une large gamme en énergie (de 1 MeV à 4 GeV) et en nombre parfois élevé (jusqu'à 50). L'étude de ces réactions nécessite un détecteur performant capable d'effectuer une détection la plus complète possible. Ce détecteur doit posséder une couverture spatiale 4π , une grande granularité, des seuils de détection faibles et une bonne identification sur une large gamme en charge et en énergie. INDRA, multidétecteur de seconde génération, a été construit dans cette optique [POUTHAS⁺95]. Il fonctionne sous vide dans une enceinte spécialement construite pour lui, ne détecte que les produits chargés et permet de réaliser des mesures événement par événement. Sa construction a duré trois ans et a été effectuée par quatre laboratoires français: le GANIL de Caen, l'IPN d'Orsay, le SEPN de Saclay et le LPC de Caen. Les premières expériences ont débuté au GANIL au printemps 1993.

II.1 Vue générale

a Géométrie du détecteur

Pour obtenir une mesure quasi-complète de chaque événement, il faut, d'une part, couvrir le plus grand angle solide possible - INDRA possède une efficacité géométrique de 90 % dans le référentiel du laboratoire - d'autre part un nombre suffisant de détecteurs afin de pouvoir séparer dans l'espace les particules et les fragments issus des collisions. Ce nombre de détecteurs a été établi à l'aide de simulations. Les multiplicités maximales, de particules légères et de fragments, attendues sont respectivement de l'ordre de 40 et 10. Afin d'obtenir une probabilité moyenne de double comptage (deux particules dans un même détecteur) inférieure à 5 %, il faut 320 modules de détection pour les particules légères et 80 pour les fragments [POUTHAS⁺95]. INDRA est composé de 336 cellules de détection pour les particules légères et 96 modules pour les fragments. La configuration géométrique complète d'INDRA est présentée dans le tableau I.1.

Phoswichs NE102 – NE115								
N° couronnes	θ_{min} (°)	θ_{max} (°)	N	$\Delta\Phi$ (°)	e (NE102) (mm)	e (NE115) (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (cm)
1	2	3	12	30	0.5	250	0.37	130

N° cour	ICs(Tl)						Si	Chambres d'ionisation				
	θ_{min} (°)	θ_{max} (°)	N	$\Delta\Phi$ (°)	e (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	e (μm)	$\Delta\Phi$ (°)	N	n ICs(Tl)	d (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)
2	3	4.5	12	30	138	0.74	300	30	12	3	65.4	2.9
3	4.5	7	24	15	138	1.01	300					
4	7	10	24	15	138	1.70	300	30	12	4	38.4	10.3
5	10	14	24	15	138	3.21	300					
6	14	20	24	15	97	8.01	300	30	12	4	25	37.7
7	20	27	24	15	97	11.2	300					
8	27	35	24	15	90	15.8	300	30	12	4	12	86.0
9	35	45	24	15	90	26.4	300					
10	45	57	24	15	76	39.6	300	30	12	4	12	183
11	57	70	24	15	76	50.3						
12	70	88	24	15	48	81.0		30	12	2	12	155
13	92	110	24	15	60	82.3						
14	110	126	16	22.5	50	93.5		45	8	4	12	338
15	126	142	16	22.5	50	73.1						
16	142	156	8	45	50	91.2		45	8	2	12	144
17	156	176	8	45	50	50.9						

TAB. II.1 - Configuration géométrique d'INDRA

N nombre de détecteurs par couronne
 e épaisseur des détecteurs
 $\Delta\Omega$ angle solide des détecteurs
 Θ angle polaire
 Φ angle azimutal
 d distance détecteur – cible
 n nombre de ICs(Tl) par chambre d'ionisation

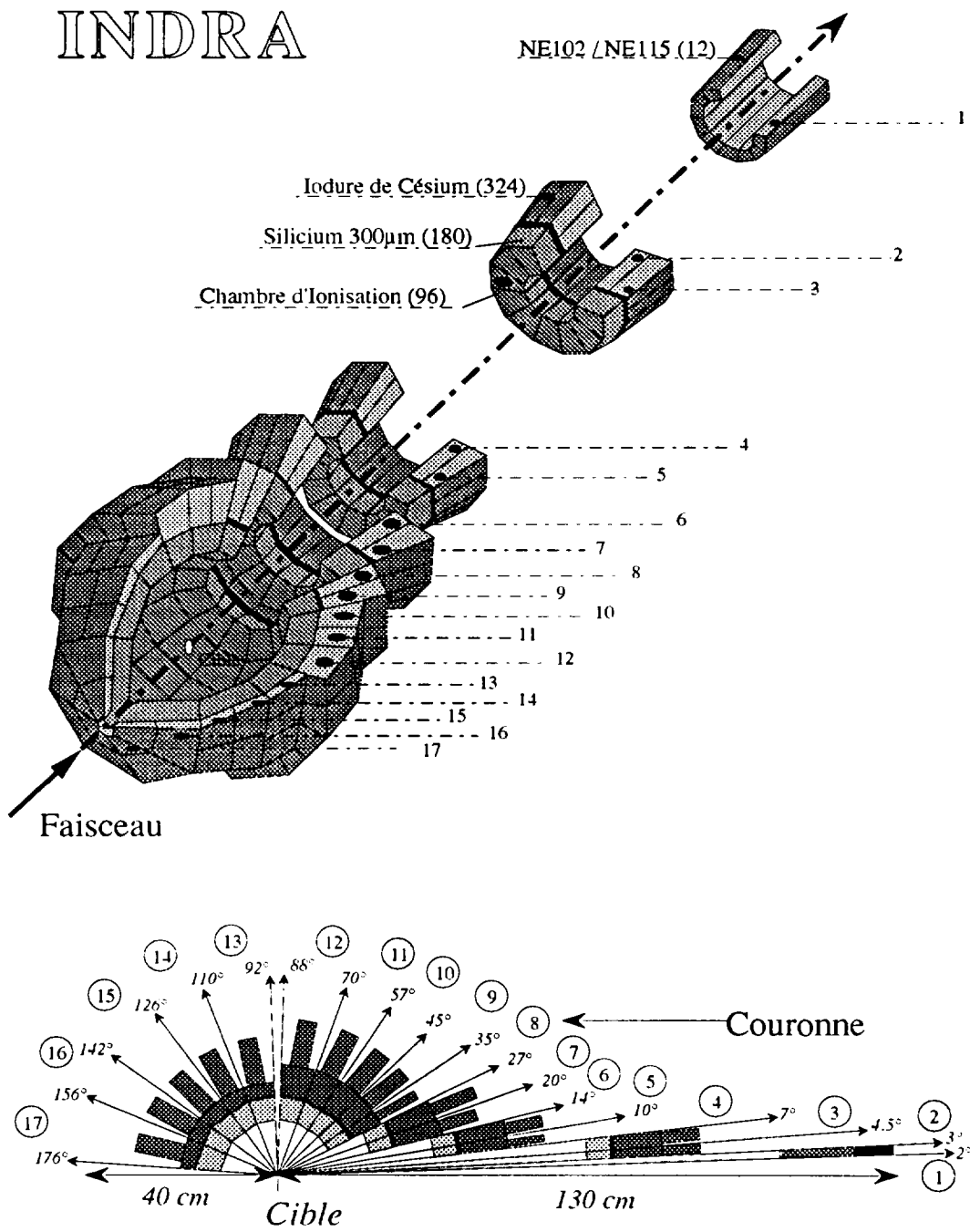


Figure II.1: Vue d'ensemble et coupe longitudinale du multi-détecteur INDRA

Globalement INDRA est constitué de 17 couronnes centrées sur l'axe du faisceau. Ces couronnes sont divisées en un nombre variable de modules de détection (8, 12, 16 ou 24) composés eux mêmes de 2 ou 3 étages de détecteurs (télescopes). Les détecteurs utilisés se décomposent en 96 chambres d'ionisation (Chio), 180 détecteurs Silicium (Si), 324 scintillateurs Iodure de Césium dopé au Thallium (ICs(Tl)) et 12 scintillateurs plastiques phoswichs (NE102-NE115). L'angle solide associé à chaque télescope a été ajusté de manière à obtenir un taux de comptage équivalent pour chaque cellule de détection (de l'ordre de 500 à 1000 coups par seconde) et une taille raisonnable pour les détecteurs Silicium. Une vue d'ensemble et une coupe longitudinale du multidétecteur INDRA sont présentées sur la figure II.1.

b Composition des télescopes

Les divers produits de réaction sont identifiés, soit dans les télescopes, à l'aide de la méthode $\Delta E-E$, soit dans les scintillateurs par discrimination de forme de leurs réponses lumineuses.

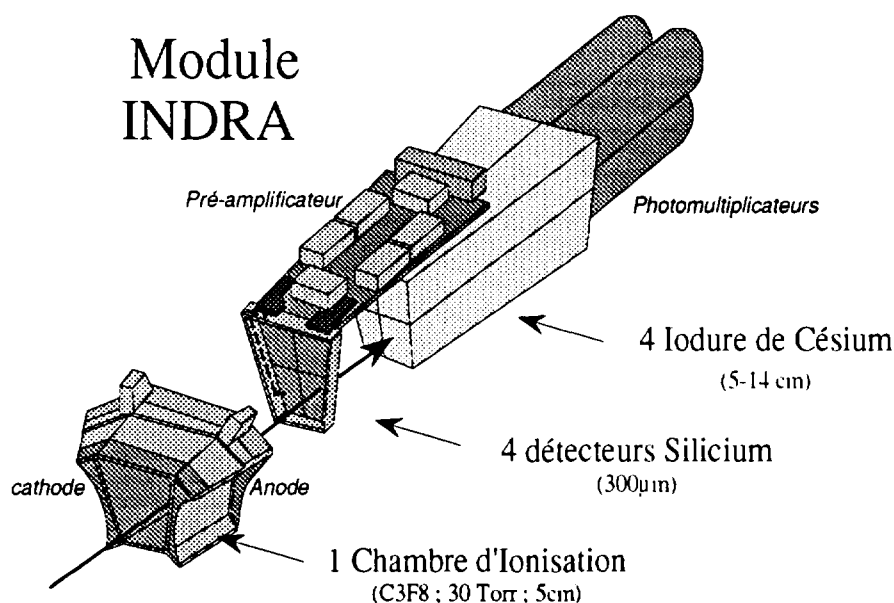


Figure II.2: Coupe générale d'un télescope d'une couronne avant d'INDRA: une chambre d'ionisation suivie de quatre détecteurs silicium et de quatre détecteurs à iodure de Césium

La composition des différents télescopes est imposée par les caractéristiques cinématiques des particules attendues pour chaque angle:

- La détection et l'identification en charge des fragments lents nécessitent un premier étage gazeux (Chio) présent sur tout le domaine angulaire (de 3° à 176°). C'est ce premier étage qui confère à INDRA des seuils bas de l'ordre de 1 MeV par nucléon.

- La mesure de l'énergie et l'identification des particules les plus rapides (jusqu'à 200 MeV pour les protons) requierent un dernier étage suffisamment épais pour stopper ces particules. Le dernier étage d'INDRA est composé d'ICs(Tl) d'épaisseur variable. Ils sont disposés de 3° à 176° . L'intégration des 2 composantes de leur réponse lumineuse permet d'identifier en masse les isotopes légers jusqu'au Béryllium.
- Les fragments ou particules d'énergie intermédiaire sont identifiés dans différents télescopes selon le domaine angulaire. A "l'avant", de 3° à 45° , la grande dynamique en énergie attendue impose un deuxième étage composé de détecteurs Silicium de $300 \mu\text{m}$. Les fragments ou particules légères sont alors identifiés en charge par la méthode $\Delta E-E$ en couplant 2 détecteurs: Chio - Si ou Si - ICs. A "l'arrière", de 45° à 176° , le domaine en énergie exploré étant plus faible, un seul autre étage de détecteurs suffit. Il est constitué de ICs(Tl). Les différents noyaux sont identifiés en charge dans le couple de détecteurs Chio - ICs(Tl).
- Pour les petits angles avants, proches de l'axe du faisceau, la diffusion élastique et les collisions périphériques imposent un détecteur épais et capable de supporter un fort taux de comptage. Douze phoswichs, formés de deux scintillateurs plastiques à réponse rapide, un NE102 de $500 \mu\text{m}$ suivi d'un NE115 de 25 cm , sont placés entre 2° à 3° . L'intégration de la réponse lumineuse des 2 scintillateurs permet d'identifier en charge les fragments [METIVIER95].

Pour compléter cette description, de 45° à 176° , un télescope, constitué d'un Silicium de $75 \mu\text{m}$ associé à un Silicium dopé au Lithium de 2 mm , est inséré entre une Chio et un ICs(Tl) dans chaque couronne. Il permet d'étalonner en énergie tous les ICs(Tl) arrières.

II.2 Détecteurs et méthodes d'identification associées

a Les chambres d'ionisation

Le premier étage des télescopes d'INDRA est occupé par les 96 chambres d'ionisation, sauf pour la couronne 1. Globalement, elles sont regroupées sur cinq structures mécaniques indépendantes (couronnes 2 - 3, 4 - 5, 6 - 7, 8 - 12 et 13 - 17). Chaque couronne comprends 8 ou 12 Chio de 5 cm d'épaisseur, séparées par une paroi de 1 mm et à symétrie axiale. Ce sont des chambres à champ longitudinal, la collection des charges se fait le long de la trajectoire de la particule, dont la structure permet de diminuer fortement les zones mortes. Les fenêtres d'entrée et de sortie, 2 feuilles de mylar aluminisées de $2,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur, constituent la cathode et l'anode. Chaque chambre d'ionisation possède une anode indépendante et un préamplificateur placé à quelques centimètres. Elles fonctionnent à basse pression, généralement inférieure à 60 mbar , afin de conserver des faibles seuils de détection. Le gaz utilisé, C_3F_8 , est renouvelé continuellement.

Les électrons issus de la cible lors des collisions sont la principale source de bruit qui réduit la résolution des Chio. Afin de piéger une grande partie de ces électrons dans la cible, on applique une haute tension positive, de l'ordre de 30 kV , sur celle-ci.

Rappelons que les Chio, en association avec les Si ou les ICs(Tl), constituent le premier étage de détection pour l'identification en charge des fragments lents. Les faibles multiplicités de fragments attendues permettent de limiter le nombre de Chio utilisées à 96.

b Les détecteurs Silicium

Les 180 détecteurs Silicium, de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur, constituent le deuxième étage des couronnes 2 à 9 comprises entre 3° et 45° . Quatre détecteurs Si (trois pour la couronne 2 - 3) sont réalisés à partir d'une même pastille de Silicium de surface équivalente à celle des Chio placées juste devant. Cela permet de réduire la zone morte autour de chaque cellule de Si à 0.7 mm . Chaque détecteur Si (jonction polarisée à environ 150 V) est associé à un préamplificateur placé à quelques centimètres.

Les Si en association avec les ICs(Tl) permettent d'identifier en charge les fragments ou particules énergétiques. Ils ont donc une granularité plus élevée que celle des Chio et équivalente à celle des ICs(Tl). Ils sont aussi utilisés en couplage avec les Chio pour identifier en charge les fragments plus lents.

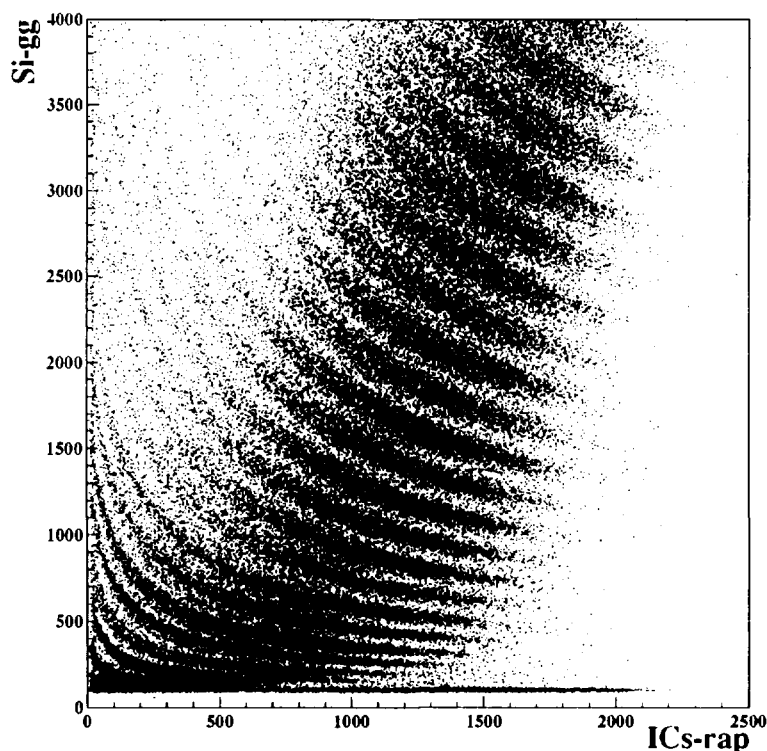


Figure II.3: Matrice d'identification: signal Silicium grand gain (Si-gg) en fonction de la composante rapide du signal ICs

c Les détecteurs à Iodure de Césium

Les 324 Iodures de Césium dopés au Thallium, présents de 3° à 176° , forment le dernier étage de tous les télescopes d'INDRA (excepté la couronne 1). La réponse lumineuse de ces détecteurs est extrêmement sensible à la qualité du réseau cristallin. De nombreux tests ont donc été effectués pendant leur fabrication pour vérifier l'uniformité et l'homogénéité de chaque cristal au sein de chaque couronne. De plus, la stabilité de ceux-ci est délicate (particulièrement sensible aux variations de température). Pendant les prises de données, une source laser délivre un signal lumineux périodique afin de mesurer les dérives éventuelles des détecteurs ICs(Tl).

L'épaisseur de ces ICs(Tl) varie en fonction du domaine angulaire. Elle a été déterminée à l'aide de simulations afin d'être suffisamment importante pour stopper les protons les plus énergétiques. En effet, ce sont ces particules qui ont le plus grand parcours dans les ICs(Tl). Le tableau II.2 donne l'épaisseur des ICs(Tl) en fonction des couronnes, ainsi que l'énergie maximale des isotopes d'Hydrogène et d'Hélium pouvant être identifié avec une bonne efficacité.

ICs(Tl) Couronnes	Energie maximale (MeV)					
	Epaisseur en cm	1H	2H	3H	3He	4He
2 à 5	13.8	237	313	370	847	948
6 à 7	9.7	192	255	300	683	766
8 à 9	9.0	183	244	288	654	733
10 à 11	7.6	166	221	262	591	664
12	4.8	126	169	199	448	504
13	6	144	192	228	512	577
14 à 17	5	129	173	205	460	517

TAB. II.2 - Epaisseurs des ICs(Tl) et énergies maximales des isotopes de l'Hydrogène et de l'Hélium

Les ICs(Tl) sont des scintillateurs dont la réponse lumineuse possède deux constantes de temps caractéristiques, τ_1 variant de 0.4 à 0.7 μs suivant la nature de la particule et τ_2 égale à 7 μs . Chaque ICs(Tl) est couplé à un photomultiplicateur collé sur la face arrière qui convertit le signal lumineux en signal électrique. Ce signal est alors intégré sur deux portes: une porte rapide et une porte lente décalées en temps. La variation de la composante rapide en fonction de la composante lente permet d'identifier en masse les isotopes légers.

En fait, des cartes bidimensionnelles plus élaborées ont été réalisées afin d'améliorer l'identification des particules légères. En effet, les particules légères qui pénètrent peu dans les ICs(Tl), ne déposent pas suffisamment d'énergie dans ces détecteurs pour être correctement identifiées par simple représentation de la composante rapide en fonction de la composante lente. Le signal Si, multiplié par un facteur dépendant du gain des détecteurs Si, a été ajouté au signal ICs rapide. La représentation de la combinaison linéaire de ces 2 signaux en fonction du signal ICs lent permet alors d'identifier les particules légères sur

une grande gamme en énergie.

Ces détecteurs permettent donc d'identifier en masse les isotopes rapides et légers ainsi que la charge des fragments plus lourds en association, soit avec les Si à l'avant, soit avec les Chio à l'arrière.

d Les phoswichs (NE102-NE115)

La couronne 1 est constituée de 12 phoswichs formés de 2 scintillateurs plastiques : un NE102, scintillateur rapide ($\tau=2.4$ ns) de $500 \mu\text{m}$, associé à un NE115, scintillateur lent ($\tau=240$ ns) de 25 cm. Le signal lumineux est collecté par un seul photomultiplicateur à la sortie du NE115. En effet, ce dernier, transparent à la lumière du NE102, peut être utilisé comme guide de lumière. On intègre alors le signal complet sur une porte rapide et une porte totale, ce qui permet d'identifier en charge de $Z=1$ jusqu'à $Z \simeq 40$. Pour finir, la stabilité de ces scintillateurs est contrôlée, comme pour les ICs(Tl), à l'aide d'une source laser.

Les seuils, de l'ordre de 6 MeV par nucléon pour les particules légères et de 20 MeV par nucléon pour les ions lourds, ne sont pas gênant à ces angles avants où les produits de réaction sont majoritairement très rapides.

II.3 Identification Si – ICs

Au cours de ma thèse, j'ai participé à une partie des travaux de dépouillement de la seconde campagne d'expériences. Mon travail consistait à identifier en charge les produits de réaction détectés dans les derniers télescopes de la couronne quatre. Ce travail fait partie des tâches collectives qui incombent au laboratoire de Physique corpusculaire de Caen dans le cadre de la collaboration INDRA.

Dans ces télescopes, les particules et les fragments sont identifiés par la méthode $\Delta E - E$. Le signal ΔE est délivré par le premier étage composé de détecteurs Silicium. Il correspond à la perte d'énergie des produits chargés qui traversent ces détecteurs. Il est codé avec deux valeurs de gain différentes (un petit et un grand gain) afin d'obtenir une bonne résolution sur toute la gamme en énergie. Le signal E provient du dernier étage constitué de détecteurs iodure de Césium. Il est associé à l'énergie résiduelle que déposent les particules dans les ICs(Tl). La technique d'identification des produits chargés est basée sur la propriété suivante: la perte d'énergie d'une particule dans un milieu est proportionnelle à sa charge. La représentation, pour chaque télescope, du signal Silicium (petit gain et grand gain) en fonction de la composante rapide du signal iodure de Césium permet ainsi d'identifier en charge les produits qui traversent les détecteurs Silicium et s'arrêtent dans les détecteurs iodure de Césium.

Face au nombre considérable (324) de matrices d'identification Si-ICs, une méthode de recherche automatique de ligne de charge a été mise au point. Dans un premier temps, on recherche les maxima sur les cartes brutes [BENLLIURE95]. Il est possible d'ajuster le nombre de coups minimum et la largeur minimale des pics dont on veut déterminer

le maximum. Ce réglage permet de ne pas prendre en compte les pics non significatifs qui proviennent de fluctuations statistiques. Il faut ensuite regrouper entre eux tous les maxima appartenant à une même ligne de charge. Pour ce faire, on repère un point sur une ligne correspondant à une charge définie initialement. Le programme recherche ensuite les points voisins de celui-ci dans un rectangle dont les dimensions sont réglables. Différents paramètres, comme la distance entre deux lignes de charge consécutives ou l'allure de ces lignes, permettent d'étendre cette procédure à l'ensemble des lignes de charge de la matrice étudiée. Une vérification visuelle est cependant nécessaire. Elle permet de corriger les regroupements de points insatisfaisant (peu nombreux en général). Pour finir, une fonctionnelle, polynome qui décrit la forme hyperbolique des lignes de charge, permet de paramétrer ces lignes. L'ensemble des paramètres obtenus pour chaque matrice d'identification permettra, pour une valeur couplée du signal Silicium et de la composante rapide du signal iodure de Césium, de déterminer la charge du produit à identifier.

Afin de valider la paramétrisation obtenue pour toutes les matrices d'identification, on représente les distributions de charge pour chaque matrice et on vérifie que la discrimination de charge est correcte.

II.4 Etalonnage des produits de réaction

La plupart des analyses physiques utilisent les caractéristiques cinématiques des particules et des fragments produits dans les réactions. La calibration en énergie de chaque détecteur d'INDRA doit donc être la plus précise possible. Il est nécessaire d'utiliser différentes méthodes d'étalonnage face à tous les types de détecteurs, leurs positions angulaires et face aux différentes énergies et natures des particules. Tous les méthodes que nous décrivons dans les paragraphes suivants, ont l'avantage d'être effectuées sans aucun démontage de détecteurs.

a Calibration des détecteurs Silicium et des chambres d'ionisation

La calibration des Si, pour les particules et fragments légers ($Z < 12$), est effectuée à l'aide d'un générateur d'impulsion et d'une source alpha de $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$. L'amplitude des impulsions est convertie en MeV par comparaison avec les signaux laissés par les alphas dans les détecteurs.

Pour les fragments plus lourds, la calibration des détecteurs est réalisée à partir de la diffusion élastique, sur une cible d'or, d'ions lourds de basse énergie (^{36}Ar , ^{58}Ni à 9 MeV par nucléon et ^{129}Xe à 7.7 MeV par nucléon). Les faibles énergies employées permettent d'étalonner les Si jusqu'à 45° avec les projectiles utilisés pendant les expériences.

Le défaut d'ionisation de ces détecteurs a pu être estimé à l'aide de la diffusion élastique. Au cours des expériences, la diffusion dans les premières couronnes montre que le défaut de collection des ions traversant les Si représente moins de 1% de l'énergie. La diffusion de noyaux de basses énergies (voir ci-dessus), s'arrêtant dans les Si, donne des valeurs

de l'ordre de 0.5% à 7% pour le Ni et de 6% à 25% pour le Xe. Toutes ces études sont développées dans les références [ECOMARD95] et [OUATIZERGA95].

Les Chio, quant à elles, sont calibrées en même temps avec les mêmes procédures. Les mesures sont effectuées une première fois sans gaz et une seconde avec les pressions utilisées pendant les expériences. La différence d'énergie résiduelle dans les Si correspond à l'énergie déposée dans les chambres d'ionisation. Ces signaux sont ensuite couplés avec des signaux délivrés par des générateurs d'impulsion.

b Calibration des Iodures de Césium et des phoswichs

La réponse lumineuse des ICs(Tl) n'est pas linéaire en énergie et dépend fortement de la nature de la particule. Pour calibrer ces détecteurs, il faut donc couvrir une large gamme en énergie et utiliser différentes particules.

Pour les $Z \geq 3$, entre 3° et 45° , on mesure, dans un premier temps, l'énergie que déposent ces ions dans les Si. On en déduit ensuite, à l'aide des tables de pertes d'énergies et de l'épaisseur des détecteurs, l'énergie incidente de ces noyaux. Il suffit alors d'oter l'énergie perdue dans les Si pour obtenir l'énergie résiduelle dans les ICs(Tl). Entre 45° et 176° , on emploie exactement le même principe pour étalonner les ICs(Tl) mais cette fois-ci en mesurant l'énergie laissée dans les télescopes Si - Si(Li). Dans chaque couronne, le module de détection qui contient ce télescope sert de référence pour l'étalonnage de tous les autres modules. De plus, on affine ces calibrations en utilisant les données obtenues avec la source alpha et le faisceau de particules secondaires (voir ci-dessous).

Pour les particules légères énergétiques, on ne peut plus employer la même méthode d'étalonnage. Ces particules ne déposent pas suffisamment d'énergie dans les Si. La méthode utilisée consiste à produire des faisceaux d'isotopes légers par la fragmentation de projectiles ^{16}O à 95 MeV par nucléon sur une cible de ^{12}C située entre le second cyclotron et le spectromètre alpha de GANIL. Ce dernier permet de sélectionner l'énergie et le type de particule. On fait ensuite diffuser ces particules, élastiquement et inélastiquement, sur l'état fondamental ou le premier état excité d'une cible de Carbone ou de Tantale disposée au centre d'INDRA. On étalonne ainsi les ICs(Tl) appartenant aux couronnes 2 à 17.

Enfin, les phoswichs sont calibrés, soit à l'aide de la diffusion élastique d'ions lourds utilisés pendant les expériences, soit à l'aide de la diffusion élastique des particules légères dont nous avons précédemment parlé.

II.5 L'électronique d'acquisition

De nombreuses innovations ont permis de développer pour INDRA une électronique de qualité [POUTHAS⁺96]. Elles ont été réalisées pour satisfaire à plusieurs exigences:

- L'électronique des détecteurs doit être capable de traiter des signaux sur une large gamme en dynamique (de 1 à 5000). Par exemple, l'électronique associée aux Si doit pouvoir coder en même temps les signaux produits par des protons de quelques MeV et ceux d'ions lourds de quelques GeV.

- Face au nombre considérable de détecteurs (628), une partie de l'électronique a été développée dans le nouveau standard VXI (Vme eXtension for Instrumentation). Ce type d'électronique a le double avantage d'être fortement intégrée, ce qui réduit énormément le nombre de modules électroniques, et d'être compatible avec l'acquisition GANIL basée sur le standard VME.
- Afin de minimiser l'atténuation des signaux par transmission et de limiter le bruit électronique, les préamplificateurs des Chio et Si, les embases transistorisés des photomultiplicateurs sont disposés dans la chambre à vide d'INDRA. Au final, le niveau de bruit n'excède pas 1 mv. Le reste de l'électronique (amplificateurs, codeurs, discriminateurs, etc ...) est situé à quelques mètres dans la salle expérimentale.

Pour finir, l'électronique n'étant pas accessible pendant les expériences, il est possible d'inspecter les signaux logiques et analogiques sans décablage, par multiplexage et aiguillage sur des voies spécialisées présentes dans la salle d'acquisition. Le contrôle et le réglage des différents modules se fait alors à distance par pilotage informatique.

a Détecteurs Silicium et chambres d'ionisation

Dans cette partie, je décris brièvement les chaînes électroniques associées aux Chio et Si depuis la détection jusqu'au codage.

Le signal délivré par chaque détecteur est envoyé sur un préamplificateur (PA). Ceux-ci sont continuellement refroidis par un circuit d'eau à 10°C. En effet, ils sont à proximité des ICs(Tl) dont la réponse lumineuse dépend fortement des variations de température. Leurs gains est de 200 mv par MeV pour les détecteurs Silicium et 2 mv par MeV pour les chambres d'ionisation.

Les amplificateurs (modules CAMAC 8 voies) ont été spécialement développés pour INDRA. Ils garantissent un signal de forme constante, indépendant de l'amplitude et permettent l'utilisation de larges portes d'intégration de 5 μ s. Les discriminateurs à fraction constante (DFC VXI 48 voies), situés juste après, délivrent l'ordre d'intégration pour les codeurs et participent au système de déclenchement.

Enfin, les signaux analogiques sont codés. Afin de moyennner le bruit électronique au lieu de l'additionner au signal, le codage est effectué par des codeurs de charge (QDC VXI 32 voies) qui intègrent le signal. Le signal est alors codé 2 fois: avec un petit gain de 1 et un grand gain de 16. On accède ainsi à une bonne résolution en énergie sur toute la gamme attendue: avec le petit gain, pour des énergies de l'ordre du GeV, la résolution est de 1 MeV par canal; avec le grand gain, pour des énergie de l'ordre du MeV, la résolution est de 60 KeV par canal.

Et pour finir, la stabilité des chaînes électroniques et des réponses de chaque détecteur peut être contrôlée à l'aide d'un générateur d'impulsions calibrées.

b Phoswichs et détecteurs à Iodure de Césium

De la même manière, je vais décrire brièvement la chaîne électronique associée à chaque scintillateur dans ce paragraphe.

Le signal lumineux est tout d'abord converti en signal électronique par des photomultiplicateurs caractérisés par une grande stabilité et une bonne linéarité. Celui-ci est ensuite amplifié puis dirigé vers un discriminateur à fraction constante et enfin codé. Toutes ces fonctions sont assurées par des modules VXI (24 voies pour les ICs et 16 voies pour les phoswich). Le DFC participe au système de déclenchement et démarre les codeurs de charge. Le signal délivré par les scintillateurs est alors intégré sur 2 portes: une porte rapide de 0.4 μ s, une porte lente de 1.5 μ s décalées de 1.2 μ s pour les ICs(Tl) et une porte rapide de 30 ns, une porte totale de 800 ns pour les phoswichs.

c Système de déclenchement et acquisition

Le système de déclenchement d'INDRA ("trigger"), basé sur un critère de multiplicité, permet d'effectuer une première sélection des événements. Si le nombre de modules de détection touchés est suffisant alors l'événement est validé et enregistré.

La composition électronique du "trigger" est basée sur 3 modules: le regroupeur (module NIM), le sélecteur et le corrélateur (modules VXI). Le regroupeur reçoit les signaux logiques des DFC de chaque détecteur d'une même cellule de détection (Chio, Si, ICs(Tl) et phoswichs) et les rassemble. Il construit ensuite un signal multiplicité, en sommant tous les signaux élaborés pour chaque cellule de détection, et l'envoie sur le sélecteur. Celui-ci compare alors le signal global avec une référence programmée à l'avance. Si l'événement est accepté alors il envoie une porte de validation à tous les codeurs afin d'inhiber leur remise à zéro. Le corrélateur assure l'interconnexion entre les signaux de commande du sélecteur et le système d'acquisition informatique. Il gère en outre la liaison entre le système de lecture VME et le "trigger".

Plus précisément, le traitement du signal s'effectue comme suit: les signaux analogiques délivrés par les détecteurs sont codés et stockés dans les codeurs indépendamment de la décision de validation des événements. Ensuite, si l'événement est accepté alors l'information est lue et enregistrée. S'il ne l'est pas, alors les codeurs sont réinitialisés et prêts à traiter un nouvel événement. Le "trigger" d'INDRA fonctionne ainsi en mode asynchrone. Le temps mort lié à ce mode n'excède pas 2 μ s, temps nécessaire pour réinitialiser les codeurs. Le taux de comptage des détecteurs étant inférieur à 1000 coups par seconde, ce système de déclenchement permet d'avoir un faible temps mort dû aux événements non retenus: inférieur à 2000 μ s par seconde, soit 0.2%.

Un certain nombre de programmes ont été réalisés afin de contrôler en ligne le bon fonctionnement de l'ensemble du détecteur. Le détail de ces contrôles est fourni dans la référence [METIVIER95].

II.6 La prise des données

Les expériences servant de support à cette thèse se sont déroulées au GANIL au mois de mars et avril 1993 durant la première campagne de mesures menées avec le multidétecteur INDRA. Nous allons maintenant décrire brièvement les conditions expérimentales pour les deux systèmes qui nous intéressent, c'est à dire les systèmes Xe+Sn et Ar+Ni.

a Conditions expérimentales

Les expériences ont été effectuées d'une part avec un faisceau d' $^{36}_{18}\text{Ar}$ sur une cible de $^{58}_{28}\text{Ni}$ de $193 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur et d'autre part avec un faisceau de $^{129}_{54}\text{Xe}$ sur une cible de $^{119}_{50}\text{Sn}$ de $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur.

Pour les premières expériences, et en particulier pour le système Ar+Ni, les chambres d'ionisation n'étaient pas encore installées sur les couronnes 13 à 17, c'est à dire pour les angles allant de 90° à 176° dans le système du laboratoire. Dans ce domaine spatial, la détection et l'identification des fragments ne seront donc pas possibles. Nous verrons dans les chapitres suivants que ce manquement n'est pas gênant pour l'essentiel de notre analyse.

b Caractéristiques des systèmes Ar+Ni et Xe+Sn

Afin de mieux appréhender les conditions cinématiques des collisions, nous avons déterminé différentes caractéristiques initiales pour les systèmes $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ et $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$. Elles sont exposées dans les tableaux II.3 et II.4. De plus, les propriétés géométriques de ces systèmes sont présentées dans le tableau II.5.

Caractéristiques cinématiques

E incidente (A.MeV)	V _{projlabo} (cm/ns)	V _{cm} (cm/ns)	E _{cm} (A.MeV)	Θ _{ef labo} (°) projectile
32	7.7	3.0	7.6	4.3
40	8.5	3.3	9.7	3.4
52	9.6	3.8	12.3	2.6
63	10.5	4.2	14.9	2.1
74	11.3	4.5	17.5	1.8
84	11.9	4.8	19.8	1.5
95	12.6	5.1	22.4	1.3

TAB. II.3 - *Caractéristiques cinématiques du système Ar+Ni*

La vitesse du projectile dans le laboratoire est représentée par V_{projlabo}; son angle d'effleurement dans le laboratoire par Θ_{ef}. V_{cm} et E_{cm} représente respectivement la vitesse du centre de masse dans le laboratoire et l'énergie par nucléon dans le centre de masse disponible pour la réaction.

E incidente (A.MeV)	V _{projlabo} (cm/ns)	V _{cm} (cm/ns)	E _{cm} (A.MeV)	Θ _{cf labo} (°) projectile
25	6.8	3.6	6.2	5.7
32	7.7	4.0	8.0	4.5
39	8.4	4.4	9.7	3.7
45	9.0	4.8	11.2	3.2
50	9.4	5.0	12.4	2.9

TAB. II.4 - *Caractéristiques cinématiques du système Xe+Sn*

Caractéristiques géométriques

Systèmes	R _{proj} (fm)	R _{cib} (fm)	b _{max} (fm)	Section efficace de réaction (mbarn)
³⁶ Ar + ⁵⁸ Ni	4.0	4.7	8.7	2380
¹²⁹ Xe + ¹¹⁹ Sn	6.2	6.0	12.2	4650

TAB. II.5 - *Caractéristiques géométriques des systèmes Ar+Ni et Xe+Sn*

Les rayons du projectile et de la cible, ainsi que la section efficace de réaction sont déterminés avec le paramètre r_0 dont la valeur a été prise égale à 1.22 fm. La section efficace de réaction calculée est égale à la section efficace géométrique.

Chapitre III

ANALYSES GLOBALES DES DONNEES EXPERIMENTALES

Les données brutes correspondent à l'ensemble des événements qui ont satisfait aux critères de déclenchement: pour les systèmes Ar+Ni et Xe+Sn, un événement est enregistré si au moins 3 ou 4 cellules de détection sont touchées. Ces conditions de déclenchement permettent à priori de conserver l'ensemble des réactions et de soustraire la diffusion élastique.

Cette condition préalable n'est hélas pas suffisante pour assurer une détection quasi complète de tous les événements. INDRA est certes un multidétecteur très performant mais il n'est pas parfait. Il en résulte qu'un certain nombre d'événements ne contiennent plus suffisamment d'information pour être correctement étudiés. Dans un premier temps, nous allons donc sélectionner des événements que nous définirons comme bien mesurés.

Nous chercherons ensuite à classer ces événements selon leur degré de centralité. En effet, les différentes composantes de l'écoulement collectif varient fortement en fonction du paramètre d'impact [ANGELIQUE⁺97]. Il nous faut donc estimer celui-ci. Ne pouvant directement le mesurer, nous utiliserons une variable globale corrélée à la centralité de la réaction, ou plus exactement à sa violence.

Pour finir, nous caractériserons les différentes sources d'émission en fonction de notre estimation du paramètre d'impact. La nature des mécanismes de réaction présents aux énergies intermédiaires a déjà fait l'objet de nombreuses études [PETER⁺95], [METIVIER95]. Ces études montrent qu'une fraction dominante de la section efficace totale correspond à des collisions binaires dissipatives, accompagnées d'une émission de prééquilibre autour de la mi-rapacité et suivies par une désexcitation d'un quasi-projectile et d'une quasi-cible. Nous verrons cependant que ce scénario est légèrement différent dans les collisions semi-périphériques et périphériques. Au cours de notre analyse, nous nous intéresserons tout particulièrement à l'émission de mi-rapacité et tenterons de la caractériser.

III.1 Sélection des événements

Pour mesurer les composantes de l'écoulement collectif, il faut évidemment que la sélection appliquée ne supprime pas l'émission de mi-rapidité et conserve suffisamment de particules dans chaque événement afin de pouvoir reconstruire raisonnablement le plan de réaction. L'émission associée à la quasi-cible étant affectée par les effets de seuil, il faudra au minimum détecter la plus grande partie de l'émission du quasi-projectile pour déterminer le plan de réaction. De plus, nous voulons étudier les composantes de l'écoulement collectif sur toute la gamme de paramètres d'impact. Notre sélection ne devra donc pas restreindre le domaine de paramètres d'impact accessibles. Nous verrons que le tri effectué satisfait pleinement à ces 3 conditions.

a Principe de la sélection

Pour sélectionner les événements, nous nous appuyerons sur la conservation de la quantité de mouvement le long de l'axe du faisceau. INDRA ne détectant que les particules chargées, nous appellerons, par abus de langage, impulsion, le produit de la charge par la vitesse (Zv) et nous vérifierons la conservation de ce produit.

Le principe de la sélection est simple: si, dans un événement, l'essentiel des produits de réaction ou, du moins, la majeure partie de l'émission du quasi-projectile a été détectée, alors on doit retrouver, dans le repère du laboratoire, la quantité de mouvement initiale du projectile. On calcule pour chaque événement la variable globale:

$$ZV_{par} = \sum_{i=1}^M Z_i * V_{lab_i}$$

où M est la multiplicité de l'événement et V_{lab_i} , Z_i , représentent respectivement la vitesse parallèle à l'axe du faisceau dans le laboratoire et la charge de la particule i considérée.

Les figures III.1 a) et b) représentent la corrélation entre la charge totale détectée dans chaque événement (Z_{tot}) et ZV_{par} respectivement à 32 et 74 MeV par nucléon. Ces deux quantités sont normalisées par rapport aux valeurs de la voie d'entrée. Il est alors aisé de vérifier leur conservation, ce qui permet d'apprécier la qualité de détection d'INDRA.

Ces cartes montrent clairement que nous ne retrouvons pratiquement jamais la quantité de mouvement initiale du projectile. Cette non conservation du moment est due, dans une faible mesure, à la perte de particules dans les parois séparant les détecteurs, dans la zone d'ombre du porte cible et dans la zone morte d'entrée du faisceau, mais elle résulte surtout de la perte de particules dans le trou à l'avant du détecteur pour le passage du faisceau ($0 - 2^\circ$) et des seuils d'identification. De plus, la masse des fragments de numéro atomique supérieur à 4 est supposée être celle des noyaux appartenant à la vallée de stabilité, ce qui peut introduire une erreur supplémentaire dans le calcul des vitesses. Nous ôterons tous les événements possédant une impulsion parallèle totale supérieure à 120% de l'impulsion initiale afin d'exclure les événements correspondant à un empilement fortuit de deux événements physiques différents ou d'éventuels problèmes de calibration en énergie.

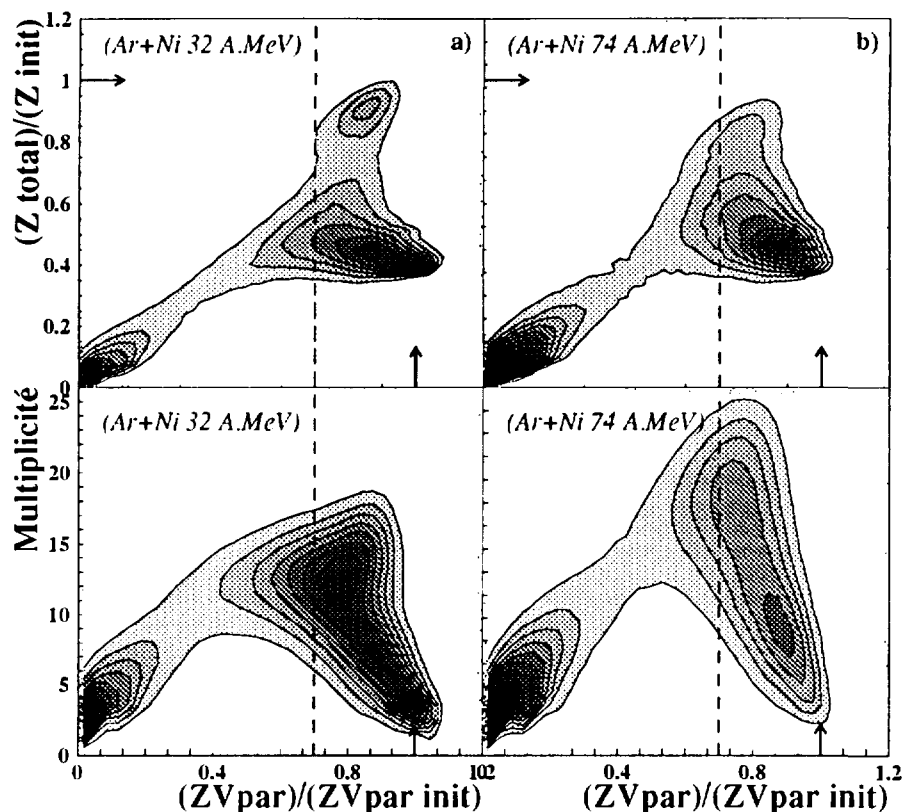


Figure III.1: Charge totale et multiplicité en fonction de la quantité de mouvement parallèle totale à 32 et 74 MeV par nucléon pour le système Ar+Ni.

Pour tenir compte de l'ensemble de ces contraintes expérimentales et conserver un nombre d'événements bien mesurés suffisant,

nous sélectionnerons tous les événements possédant un moment parallèle total compris entre 70% et 120% du moment parallèle incident.

Nous allons maintenant étudier la nature des événements bien mesurés et vérifier qu'ils sont bien adaptés aux analyses que l'on veut mener.

b Caractéristiques des événements sélectionnés

Nous avons tout d'abord voulu vérifier que la sélection appliquée n'exclut pas une gamme de paramètres d'impact. Pour ce faire, nous avons utilisé comme première indication de la centralité des collisions, la multiplicité de chaque événement.

La figure III.2 représente la distribution de multiplicité des événements bien mesurés en grisé et celle de tous les événements en blanc. Ces figures montrent qu'en effectuant notre sélection, nous conservons des événements bien mesurés sur toute la gamme de multiplicité. En première approximation, nous pouvons donc en déduire que notre sélection ne restreint pas le domaine de paramètres d'impact accessibles dans les événements enregistrés.

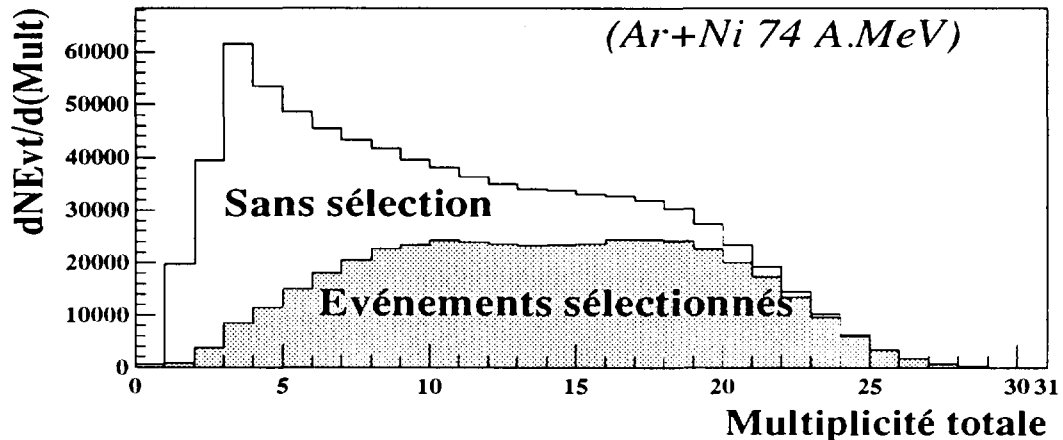


Figure III.2: *Distribution de multiplicité de tous les événements et des événements bien mesurés pour le système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon.*

On remarque de plus que la qualité de détection d'INDRA évolue avec le degré de centralité des collisions. En effet, l'essentiel des collisions centrales, associé aux réactions de grande multiplicité, est bien mesuré par INDRA. Par contre, l'efficacité de détection chute lorsque les collisions deviennent périphériques, c'est-à-dire pour les événements de faible multiplicité.

Analysons un peu plus finement les événements sélectionnés et rejetés afin de comprendre les raisons de cette baisse d'efficacité dans les collisions périphériques. Pour la commodité de ce mémoire, nous appellerons résidu, le plus gros fragment associé à chaque partenaire, sans que cela définisse un mode de désexcitation du quasi-projectile et de la quasi-cible. On observe, sur les quatre figures III.1, trois régions où l'on note une accumulation d'événements. On délimite et interprète ces 3 zones de la manière suivante:

- Une première région avec des événements de faible multiplicité, de faible charge totale détectée et de petite impulsion totale parallèle qui correspondent à des collisions périphériques où l'on n'a détecté que quelques particules légères. Le résidu associé à la quasi-cible, de trop faible vitesse, n'a pu être détecté et celui du quasi-projectile a été perdu dans l'espace réservé au passage du faisceau à l'avant du détecteur.
- Une seconde région qui correspond aux collisions de faible multiplicité associées à la moitié de la charge initiale et toute l'impulsion de la voie d'entrée. Ces collisions sont

des réactions périphériques où seul le quasi-projectile et quelques particules légères ont été détectés.

- Une dernière région pour les collisions de grande multiplicité où pratiquement toute la charge et toute l'impulsion ont été mesurées. Il s'agit de collisions centrales pour lesquelles les deux partenaires ont été détectés.

Ces interprétations ont déjà été établies pour les systèmes Ar+Al [CUSSOL⁺93], Zn+Ti [KERAMBRUN93] avec l'ensemble Mur et Tonneau et Xe+Sn avec INDRA [METIVIER95]. Pour le système Ar+Ni, les figures III.3, représentant la charge des 2 plus gros fragments, un à l'avant et un à l'arrière du centre de masse, en fonction de leur vitesse parallèle dans le laboratoire, valident de nouveau ces hypothèses à 74 MeV par nucléon. Elles ont été effectuées pour 3 catégories d'événements: les événements bien mesurés de charge supérieure à 70% de la charge initiale, ceux de charge inférieure et les événements dit mal mesurés.

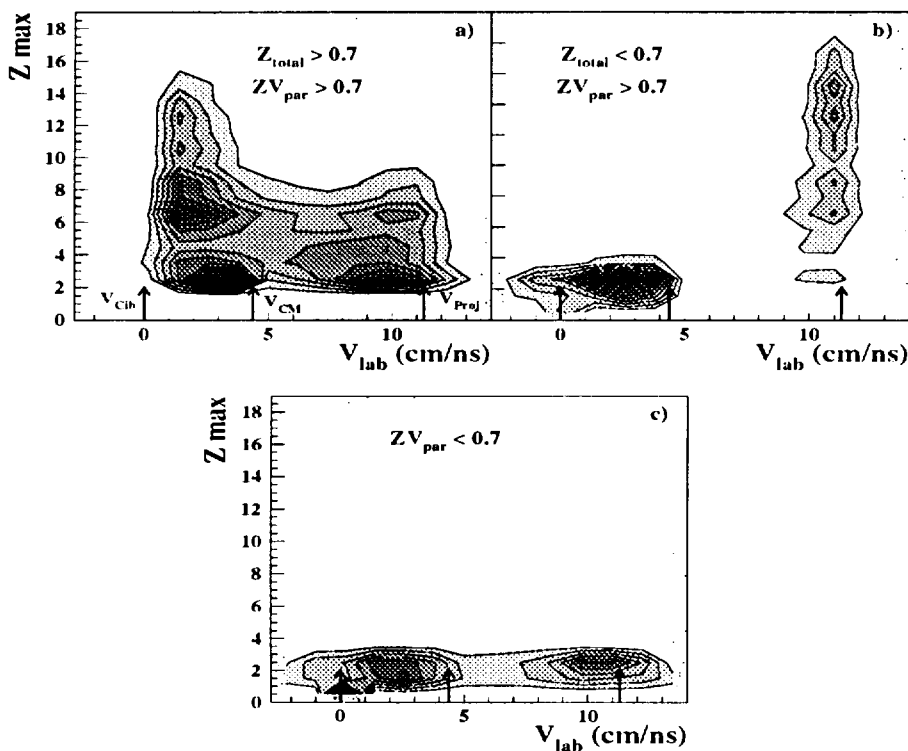


Figure III.3: Charge des plus gros fragments à l'avant et l'arrière du centre de masse en fonction de leur vitesse dans le laboratoire pour les événements bien mesurés et pour les trois régions définies dans le texte. Les différentes figures présentées ici ne sont pas normalisées entre elles.

On note, sur la figure III.3 a), que les événements bien mesurés de charge totale supérieure à 70% de la charge initiale, sont effectivement des collisions où l'on a détecté les

résidus des deux partenaires. La figure III.3 b) montre clairement que, pour les événements de charge inférieure à $0.7 \times Z_{init}$, on n'a pas détecté de gros fragments à l'arrière du centre de masse. Il s'agit donc de collisions périphériques pour lesquelles la quasi-cible n'a pu franchir les seuils d'identification.

La figure III.3 c) montre que l'on n'a effectivement détecté aucun des deux résidus pour les événements mal mesurés. Ces événements ne sont donc pas exploitables pour notre analyse qui nécessite la reconstruction du plan de réaction.

Notre sélection nous permet donc d'accéder à toute la gamme de paramètres d'impact, des collisions centrales où la majorité des produits de réaction a été détectée jusqu'aux collisions périphériques où seuls quelques particules légères et le résidu du quasi-projectile ont été détectés.

c Pourcentage d'événements sélectionnés

Afin de mesurer l'importance des événements sélectionnés parmi l'ensemble des réactions mesurées, nous avons déterminé le pourcentage d'événements bien mesurés. L'ensemble de ces résultats est présenté dans le tableau III.1 pour le système Ar+Ni et dans le tableau III.2 pour le système Xe+Sn.

Energie en MeV par nucléon	32	40	52	63	74	84	95
Pourcentage d'événements sélectionnés	63%	64%	61%	58%	54%	53%	50%

TAB. III.1 - *Pourcentage d'événements bien mesurés pour le système Ar+Ni*

Nous constatons que nous sélectionnons toujours plus de 50% des réactions Ar+Ni. On remarque également que le pourcentage d'événements bien mesurés décroît avec l'énergie incidente à partir de 40 MeV par nucléon. Pour interpréter cette décroissance, il faut se rappeler qu'un événement est bien mesuré s'il possède un ZV_{par} supérieur à 70% du $ZV_{par_{init}}$. Or plus l'énergie incidente est importante, plus les produits de réaction, en particulier le résidu du quasi-projectile, sont focalisés aux petits angles avants. L'angle d'effleurement du projectile dans le laboratoire varie de 2.1° à 1.4° lorsque l'énergie incidente croît de 52 à 95 MeV par nucléon. Le nombre de particules perdues dans le trou du faisceau à l'avant du détecteur, c'est-à-dire la proportion de moment parallèle total perdu, augmente donc avec l'énergie incidente. C'est pourquoi le nombre d'événements mal mesurés croît avec l'énergie incidente.

Energie en MeV par nucléon	25	32	39	45	50
Pourcentage d'événements sélectionnés	34.3%	34.7%	44.6%	53.2%	50.5%

TAB. III.2 - *Pourcentage d'événements bien mesurés pour le système Xe+Sn*

Pour le système Xe+Sn, les événements bien mesurés représentent au plus 53% des événements enregistrés. Par rapport au système Ar+Ni, on sélectionne donc beaucoup moins d'événements bien mesurés. Ceci résulte, en majeure partie, des seuils d'identification

dans les détecteurs phoswichs qui sont d'autant plus élevés que la charge du fragment à identifier est grande. Il faut par exemple une énergie de 23 MeV par nucléon pour qu'un noyau de charge égale à 30 traverse 500 μm de scintillateur NE102 (premier étage des phoswichs). Pour le système Xe+Sn, une partie des résidus des quasi-projectile Xe sont donc mal identifiés dans ces détecteurs. C'est pourquoi d'une part, le pourcentage d'événements bien mesurés est plus faible pour ce système que pour le système Ar+Ni et d'autre part, le pourcentage d'événements bien mesurés augmente de 25 à 45 MeV par nucléon.

Nous allons maintenant tenter de classer les réactions selon leur degré de centralité.

III.2 Variable globale corrélée à la violence de la collision

Distinguer les collisions selon leur degré de centralité est indispensable pour mener notre analyse. En effet, les composantes de l'écoulement collectif varient en fonction du paramètre d'impact. Il n'est pas possible de mesurer directement celui-ci dans les expériences, c'est pourquoi nous caractériserons le degré de centralité des collisions à l'aide d'une observable expérimentale que nous relierons ultérieurement au paramètre d'impact.

L'analyse des composantes de l'écoulement collectif s'effectue sur une large gamme en énergie incidente et sur tout le domaine de paramètres d'impact. L'observable que nous utiliserons doit donc être indépendante du mécanisme de réaction, de l'énergie incidente et classer les réactions sur toute la gamme de paramètre d'impact.

a Choix de la variable

Plusieurs types de variables globales sont susceptibles de satisfaire à ces conditions. Le nombre de produits de réaction, c'est-à-dire la multiplicité de l'événement, est une première indication sur la violence de la collision. Le degré de dissociation du système est en effet d'autant plus important que le choc est violent, c'est-à-dire que le paramètre d'impact est petit. Cependant, cette variable ne représente que le nombre de particules et fragments présents dans un événement, sans distinguer la nature et les caractéristiques cinématiques de ceux-ci. Aux énergies intermédiaires, de 10 à 100 MeV par nucléon, les variables cinématiques, utilisant la masse et la vitesse des particules et des fragments, sont plus adaptées pour estimer le paramètre d'impact [PETER 1) +90].

La forme de l'événement dans l'espace des phases est un autre critère, utilisant les propriétés cinématiques des produits de réaction, qui permet d'estimer le paramètre d'impact. Une collision sera d'autant plus centrale qu'elle aura perdu la mémoire de la voie d'entrée, c'est-à-dire qu'elle n'aura plus comme axe privilégié d'émission l'axe du faisceau. Cependant, les variables qui caractérisent la forme de l'événement, comme la sphéricité et la coplanarité, obtenues à partir d'analyses tensorielles [CUGNON+83], dépendent fortement du nombre de particules détectées [METIVIER95]. Il apparaît que pour ces variables, les fluctuations statistiques, liées au nombre fini de particules détectées dans un événement,

brouillent l'estimation du paramètre d'impact. A nos énergies, les faibles valeurs de multiplicité obtenues, en particulier pour le système Ar+Ni, ne nous ont pas permis d'utiliser ce type de variable.

Par conséquent, nous avons choisi d'estimer la centralité de la collision avec des variables reliées aux caractéristiques cinématiques et énergétiques des événements.

b Classement basé sur les propriétés cinématiques du quasi-projectile

La première variable est fondée sur les propriétés cinématiques du quasi-projectile. Le temps d'interaction entre la cible et le projectile augmente avec la centralité de la collision. Le projectile dissipe d'autant plus d'énergie que la collision est centrale. De plus, son angle de déviation croît lorsque le paramètre d'impact diminue. La mesure de ces deux paramètres, l'énergie cinétique par nucléon du quasi-projectile et son angle de déviation dans le centre de masse, permet donc d'estimer le degré de centralité des événements.

Les événements sont classés à l'aide de la procédure suivante: nous reconstruisons le quasi-projectile avec les éjectiles de charge supérieure ou égale à deux émis à l'avant dans le centre de masse. Une fraction importante des particules de charge égale à un pouvant provenir du pré-équilibre, elles ne sont pas prises en compte dans la reconstruction du quasi-projectile. Nous représentons ensuite l'énergie cinétique par nucléon du quasi-projectile en fonction de son angle de déviation dans le repère du centre de masse. Le tri des collisions est montré sur la figure III.4. Du numéro 1 au numéro 9, nous allons des collisions centrales aux collisions périphériques. La délimitation de ces cases est effectuée avec la procédure exposée dans le paragraphe III.2.e.

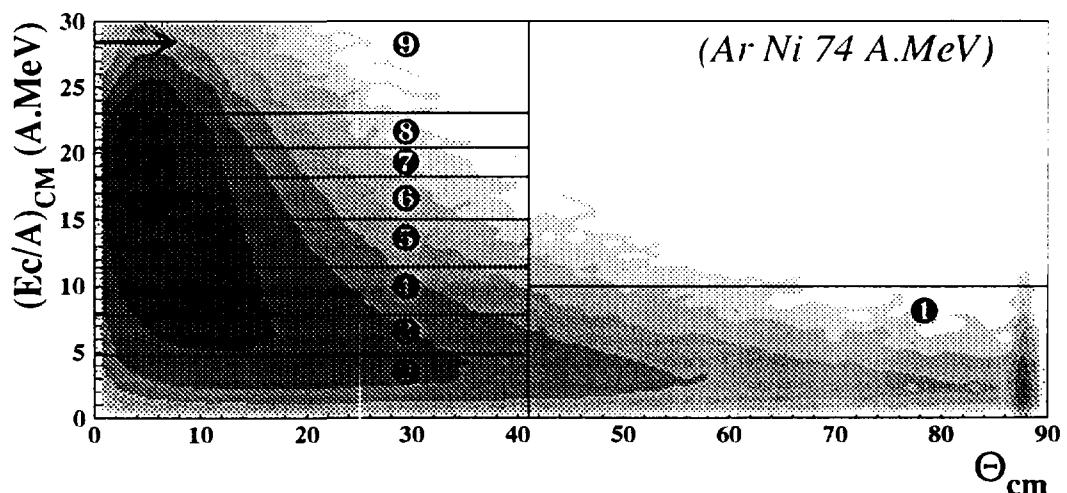


Figure III.4: *Energie cinétique par nucléon du quasi-projectile en fonction de son angle de déviation dans le repère du centre de masse à 74 MeV par nucléon.*

Par la suite, ce classement ne s'est pas avéré adapté à nos analyses. Nous avons observé une décorrélation importante entre les propriétés cinématiques des éjectiles émis à l'avant dans le centre de masse et celles des éjectiles émis à l'arrière du centre de masse. Cette décorrélation résulte de la variable de tri utilisée. En effet, celle-ci est déterminée avec l'ensemble des éjectiles émis à l'avant dans le centre de masse. Par conséquent, les parties avant et arrière du centre de masse n'ont pas la même sensibilité vis-à-vis du classement effectué par cette variable. C'est pourquoi nous observons une décorrélation. En conclusion, cette observation montre qu'une analyse globale des événements ne peut être menée qu'avec des variables de tri globales qui considèrent la totalité de chaque événement.

De plus, ce classement est uniquement réalisé à partir des éjectiles de charge supérieure ou égale à 2. Les problèmes d'auto-corrélation sont donc différents entre les particules de charge égale à 1 et les autres produits.

Dans la suite de ce mémoire, nous n'utiliserons qu'une fois ce classement. Il nous permettra d'estimer des caractéristiques globales à l'avant dans le centre de masse.

c Classement basé sur l'énergie transverse totale

La seconde variable est celle que nous utiliserons dans ce mémoire. Il s'agit de l'énergie transverse totale détectée dans chaque événement. Une variable similaire, le moment perpendiculaire total, a déjà été testée et utilisée plusieurs fois par la collaboration NAUTILUS pour classer les collisions [KERAMBRUN93], [CUSSOL⁺93], [ANGELIQUE⁺97], [POPESCU95]. Cette variable mesure la dissipation de l'énergie incidente dans la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau. Autrement dit, elle est directement reliée à la proportion de mouvement relatif incident qui est convertie au cours de la collision dans d'autres degrés de liberté. Les collisions centrales seront caractérisées par une grande énergie transverse, les périphériques par une faible énergie transverse. On définit l'énergie transverse totale comme suit:

$$E_{trans\text{totale}} = \sum_{i=1}^M E_{c_i} * (\sin(\theta_i))^2$$

où M est la multiplicité de l'événement, E_{c_i} l'énergie cinétique de la particule i considérée et θ_i l'angle entre le vecteur vitesse de la particule et l'axe du faisceau.

Une variable similaire est couramment utilisée dans la collaboration INDRA. Il s'agit de l'énergie transverse des particules légères calculée uniquement avec les particules de charge égale à un ou deux. Etant donné que nous étudierons tout particulièrement ces particules dans la suite de notre analyse, nous avons préféré ne pas l'utiliser afin de réduire les problèmes d'autocorrélation.

Nous allons maintenant tester le pouvoir discriminant de cette variable.

d Qualité de la discrimination en paramètre d'impact

Ce test ne peut évidemment s'effectuer que dans une simulation dans laquelle nous connaissons le vrai paramètre d'impact. Nous pourrions ainsi observer la dépendance de l'énergie transverse totale vis à vis du paramètre d'impact.

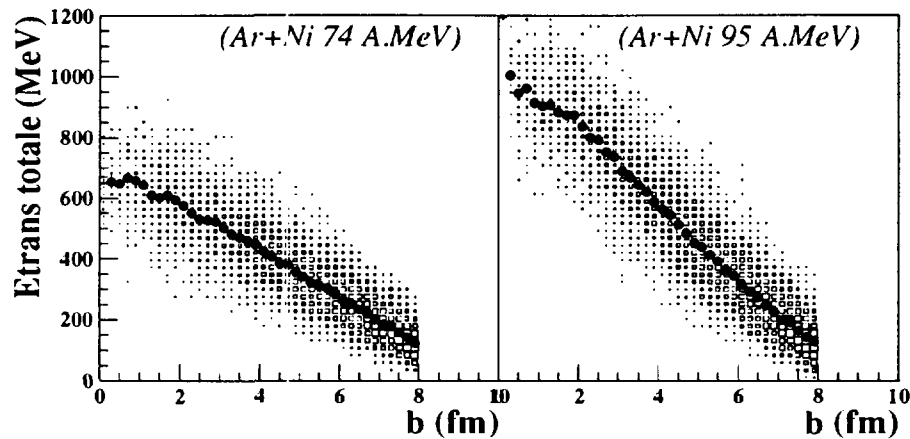


Figure III.5: *Corrélation entre l'énergie transverse totale et le paramètre d'impact, simulée avec le modèle QMD, pour le système Ar+Ni à 74 et 95 MeV par nucléon.*

Nous avons effectué les simulations avec le modèle dynamique QMD [AICHELIN91] qui décrit les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. La figure III.5 montre la corrélation entre l'énergie transverse totale et le paramètre d'impact. Les points noirs représentent la corrélation moyenne entre l'énergie transverse totale et le paramètre d'impact.

Nous constatons qu'à chaque valeur d'énergie transverse, il correspond une gamme de paramètres d'impact. La correspondance entre l'énergie transverse et le paramètre d'impact reste néanmoins valable en valeur moyenne, avec une certaine dispersion autour de celle-ci, sauf dans les collisions centrales où la corrélation est moins nette.

L'énergie transverse totale permet donc de classer les collisions selon leur degré de centralité sur une large gamme de paramètre d'impact, avec cependant une discrimination de moins bonne qualité pour les plus petits paramètres d'impact.

e Classification des événements

Nous allons maintenant affiner notre estimation expérimentale du paramètre d'impact en définissant plusieurs coupures sur la distribution en énergie transverse des événements bien mesurés.

La figure III.6 représente la distribution en énergie transverse pour les événements bien mesurés, en grisé, et celle de tous les événements, en blanc, pour lesquels aucune sélection n'a été appliquée. Afin de donner un sens physique à ces distributions, nous les avons normalisées à l'énergie totale disponible dans le centre de masse. Le pic, observé à faible énergie transverse sur la distribution de tous les événements, correspond aux événements pour lesquels seules quelques particules légères ont été détectées. Le tri des collisions selon leur degré de centralité, est montré sur ces distributions par les intervalles d'énergie

transverse numérotés de 1 à 9.

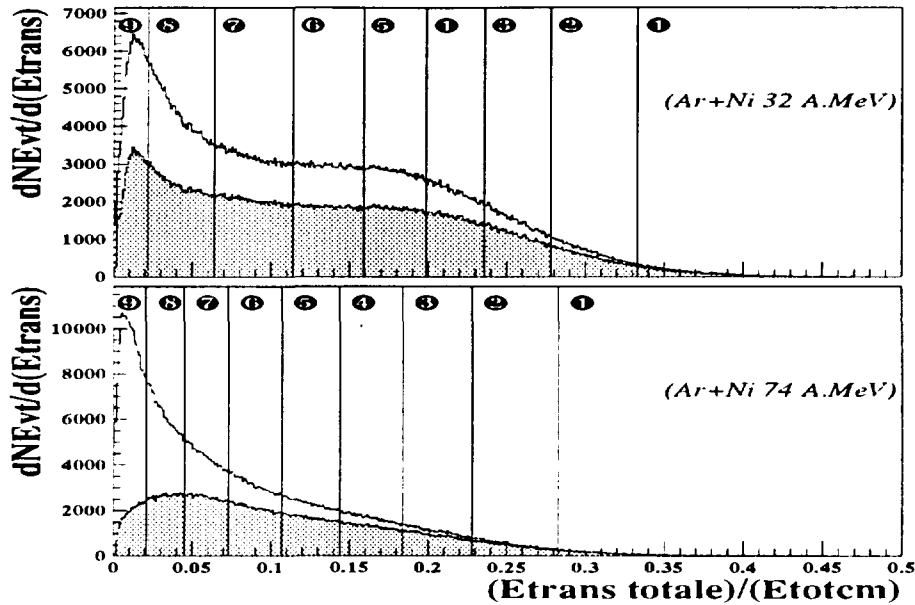


Figure III.6: Distribution en énergie transverse pour les événements bien mesurés et tous les événements.

Principe de la méthode

La méthode de classification consiste à calculer, pour chacune de ces fenêtres, une section efficace expérimentale correspondant à un paramètre d'impact donné. La correspondance entre cette section efficace calculée et le paramètre d'impact est effectuée en faisant l'approximation suivante: la violence de la collision, mesurée ici par l'énergie transverse totale, est une fonction monotone décroissante du paramètre d'impact. Cette approximation nous permet d'associer aux valeurs de sections efficaces expérimentales ($\sigma_{exp} = 10\pi b_{exp}^2$ millibarn), calculées pour chaque fenêtre en énergie transverse, un paramètre d'impact expérimental, $b_{exp} = \sqrt{\frac{\sigma_{exp}}{10\pi}}$.

On détermine alors la largeur en énergie transverse de chaque tranche avec la condition suivante: la section efficace associée à chaque fenêtre correspond à un paramètre d'impact entier. Ainsi, la limite inférieure de la première tranche, définissant les collisions les plus centrales, a été fixée telle que sa section efficace, calculée avec tous les événements qui ont une énergie transverse supérieure à cette limite, soit égale à 31 mb. Dans le cadre de l'approximation géométrique, cette section efficace correspond à un paramètre d'impact de 1 fm ($10\pi \times (1fm)^2 = 31mb$). Nous procédons de la même manière pour déterminer les bornes de toutes les autres fenêtres. Par exemple, pour la seconde tranche, la section efficace, correspondant à un paramètre d'impact de 2 fm, est égale à 125 mb ($10\pi \times (2fm)^2$).

Chaque tranche en énergie transverse est donc associée à un paramètre d'impact entier et à une section efficace expérimentale donnée.

Pour mesurer les sections efficaces expérimentales, nous utilisons les données recueillies par la cage de Faraday. Celle-ci, située à la sortie du détecteur, mesure la charge des projectiles qui n'ont pas interagi dans la cible. Cette donnée nous permet de calculer la section efficace expérimentale totale de réaction [THIPHAGNE87] correspondant à tous les événements mesurés (distribution en énergie transverse blanche sur la figure III.6). Cette section efficace totale n'est cependant pas égale à la section efficace géométrique ($\sigma_{geom} = 10\pi(R_1 + R_2)^2$). En effet, les conditions de déclenchement nous font perdre une bonne partie des collisions très périphériques (désexcitation des deux partenaires par émission de gammas et de neutrons sans particule chargée, émission d'une particule chargée avec la perte du résidu du quasi-projectile dans le trou du faisceau, etc...). Par exemple, à 95 MeV par nucléon la section efficace expérimentale totale est égale à 2180 mb, à comparer à une section efficace géométrique de 2380 mb.

Classement des événements bien mesurés

Les sections efficaces et les paramètres d'impact expérimentaux, associés aux différentes fenêtres, ont été déterminés sur la distribution en énergie transverse de tous les événements. Ce classement reste-il valable pour les événements bien mesurés? Une raisonnement simple permet de répondre à cette question: si un événement est mal mesuré, c'est qu'un fragment lourd avec un moment parallèle important n'a pas été détecté dans cet événement. Ce fragment, certainement le résidu du quasi-projectile perdu dans le trou du faisceau, possède donc une faible énergie transverse. Cela nous permet de présumer que, pour une gamme d'énergie transverse donnée, les événements mal mesurés ont sensiblement la même énergie transverse que les événements bien mesurés.

Afin de vérifier que cette hypothèse est raisonnable, nous avons estimé la différence d'énergie transverse entre un événement mal mesuré et un événement bien mesuré en nous plaçant dans un cas possible et défavorable: nous considérons que le fragment non détecté a l'énergie cinétique initiale du projectile et qu'il est perdu à la limite du trou avant ($\theta = 2^\circ$). Son énergie transverse, qui est une limite supérieure, représente en moyenne 0.5% de l'énergie transverse maximum quelle que soit l'énergie incidente. L'erreur commise en renormalisant la section efficace des événements bien mesurés à celle de tous les événements, est donc minime et même certainement inférieure à celle due à l'approximation géométrique.

Cette méthode présente un avantage. Les tranches en énergie transverse sont déterminées à partir de la section efficace totale associée à la distribution en énergie transverse de tous les événements. Quelle que soit la coupure effectuée sur le moment parallèle total, les fenêtres en énergie transverse conservent donc les mêmes bornes. Autrement dit, nous pouvons utiliser différentes sélections sans redéfinir de nouveau classement. Ceci reste valable pour toute variable de sélection pour laquelle les événements dit bien mesurés ont sensiblement la même énergie transverse que les événements mal mesurés.

Discussion

Les tranches en énergie transverse correspondent aux mêmes sections efficaces quelle que soit l'énergie incidente. De plus, l'énergie transverse est normalisée par rapport à l'énergie disponible dans le centre de masse. Nous pouvons donc directement comparer les distributions de la figure III.6.

On remarque que les tranches établies à 74 MeV par nucléon sont systématiquement décalées vers de plus faibles valeurs relatives par rapport aux tranches déterminées à 32 MeV par nucléon. Ces distributions montrent donc que le système dissipe proportionnellement moins d'énergie dans la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau lorsque l'énergie incidente croît [PETER 1) +90].

Afin d'observer globalement cette caractéristique, nous avons représenté sur la figure III.7 l'évolution avec l'énergie incidente de la borne inférieure des deux premières tranches en énergie transverse. Les événements contenus dans ces fenêtres correspondent à une section efficace de 31 mb pour la première et de 126 mb pour la seconde. Ils sont associés aux collisions les plus dissipatives pour lesquelles il y a peu de défaut de détection (Cf: figure III.6). L'énergie transverse associée à ces bornes inférieures est normalisée à l'énergie totale disponible dans le centre de masse sur la partie a) de cette figure. Elle est absolue (en MeV) sur la partie b).

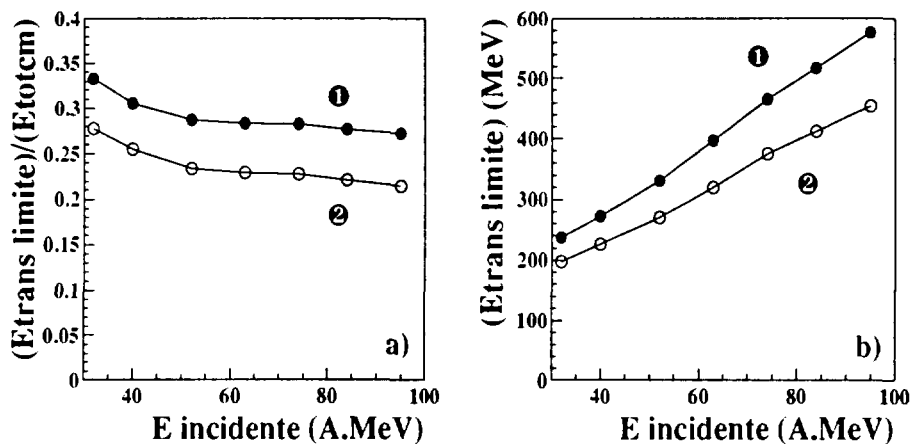


Figure III.7: Evolution avec l'énergie incidente des bornes inférieures des deux premières tranches en énergie transverse pour le système Ar+Ni. L'énergie transverse est normalisée à l'énergie totale disponible dans le centre de masse pour la partie a), elle est absolue pour la partie b) (en MeV).

Nous remarquons que la valeur de ces deux limites inférieures décroît rapidement jusqu'à 52 MeV par nucléon puis légèrement à partir de 63 MeV par nucléon (partie a) de la figure III.7). La première décroissance est due à la disparition des événements de fusion [PETER+95]. La seconde est liée au temps d'interaction entre la cible et le projectile. Celui-ci décroît avec l'énergie incidente et par conséquent, le système a moins de temps pour relaxer son énergie. Nous constatons que pour les collisions les plus centrales, le système

dissipe une plus faible proportion de son énergie lorsque l'énergie incidente augmente. Il faut cependant noter qu'en valeur absolue l'énergie dissipée dans les collisions augmente avec l'énergie incidente (partie b) de la figure III.7).

Nous allons maintenant tenter de mettre en évidence les différentes sources d'émission présentes dans les collisions Ar sur Ni de 32 à 95 MeV par nucléon et Xe sur Sn de 25 à 50 MeV par nucléon.

III.3 Les différentes sources d'émission

La nature du mécanisme de réaction, c'est-à-dire le nombre de noyaux chauds formés après les premiers instants de la collision, a fait l'objet de plusieurs études. Nous allons rappeler brièvement ce qui a déjà été observé.

a Les études précédentes

Le domaine des basses et hautes énergies

Aux basses énergies, inférieures à 20 MeV par nucléon, les différents mécanismes de réaction sont connus [LEFORT⁺78]. Les systèmes lourds, dont le produit des charges est supérieur à 2500, conduisent à des collisions très inélastiques, avec deux noyaux chauds en voie de sortie quel que soit le paramètre d'impact. Pour les systèmes plus légers, le processus de fusion apparaît dans les collisions centrales.

Aux hautes énergies, au delà de 200 MeV par nucléon, le mécanisme de réaction est décrit pratiquement sur toute la gamme de paramètre d'impact par le modèle abrasion-ablation [SCHEID⁺74], [GUSTAFSSON⁺84]. En voie de sortie, on observe trois sources d'émission: deux noyaux excités et peu perturbés par la réaction (les spectateurs) correspondant chacun à une partie du noyau cible et du noyau projectile et une source participante beaucoup plus excitée, située entre les deux spectateurs, qui provient de la zone de recouvrement géométrique de la cible et du projectile.

Le domaine des énergies intermédiaires

De 10 à 100 MeV par nucléon, on observe deux grands types de mécanisme de réaction: la fusion, généralement incomplète à ces énergies, et les collisions essentiellement binaires. Ces dernières sont accompagnées d'une émission supplémentaire et non équilibrée située entre les deux partenaires dans l'espace des moments. Elles font le lien entre les collisions binaires et inélastiques de basses énergies et les réactions de hautes énergies décrites par le modèle participant spectateur. De façon générale, la compétition entre ces deux processus dépend, pour un paramètre d'impact donné, de l'énergie incidente, de la charge totale du système et de son asymétrie de masse.

Dans les collisions périphériques et semi-périphériques, on observe, quelle que soit la taille du système et l'énergie incidente, le second mécanisme. Le caractère essentiellement binaire de ces collisions a été vu pour des systèmes légers et presque symétriques comme

Ar+Al [PETER⁺95] ou Ar+KCl [METIVIER95] ainsi que pour des systèmes plus lourds comme Xe+Sn [METIVIER95] ou Xe+Au,Ag [MESLIN95]. Pour les systèmes légers, l'émission située entre les deux partenaires, donc autour de la mi-rapidité, est constituée en grande partie de particules légères et dans une moindre proportion de fragments légers. Pour les systèmes lourds, on observe en plus des fragments de plus grandes tailles entre les deux partenaires. Ces fragments seraient d'origine dynamique et proviendraient soit d'un col formé entre les deux partenaires durant l'interaction [STUTTGE⁺92], [LECOLLEY⁺95], soit de la fission dynamique d'un des deux partenaires [METIVIER95], [LUKASIK⁺97].

Dans les collisions centrales et semi-centrales, la fusion est prépondérante pour les systèmes asymétriques [SURAUD⁺89]. Pour les systèmes symétriques ou quasi-symétriques, systèmes que nous étudierons, elle coexiste avec les collisions binaires. L'évolution de sa section efficace en fonction de l'énergie n'est pas encore très bien établie, mais il semble qu'elle ne représente plus que quelques pourcents de la section efficace totale de réaction à partir de 50 MeV par nucléon [PETER⁺95], [STECKMEYER⁺96], [MARIE⁺97]. Dans tous les cas, elle est de moins en moins probable lorsque l'énergie incidente augmente.

Nous verrons dans le paragraphe suivant que les données que nous observons sont cohérentes avec les différents types de mécanisme de réaction exposés ci-dessus. Mais nous pouvons d'ores et déjà faire une première remarque. Le système Ar+Ni est plus asymétrique que le système Xe+Sn. Par conséquent, la probabilité d'obtenir un recouvrement géométrique total est plus grande pour le système Ar+Ni. De plus, l'énergie par nucléon disponible dans le centre de masse pour la réaction est plus faible pour les systèmes asymétriques. On peut donc s'attendre, pour une même énergie incidente par nucléon, à observer une section efficace de fusion plus importante dans les collisions Ar sur Ni.

b Le système Ar+Ni

Nous allons maintenant décrire grossièrement les mécanismes de réaction du système Ar+Ni de 32 à 95 MeV par nucléon. Pour cela, nous avons représenté les distributions de rapidité parallèle de différentes particules. La rapidité parallèle Y d'une particule est définie comme suit:

$$Y = 0.5 \times \ln \frac{(E + pc)}{(E - pc)}$$

où E est l'énergie totale de la particule, p sa quantité de mouvement parallèle à l'axe du faisceau dans le système du laboratoire et c la vitesse de la lumière.

Aux énergies intermédiaires, cette rapidité est légèrement supérieure à la vitesse parallèle réduite ($\beta = \frac{v}{c} \simeq Y$). Nous normaliserons la rapidité parallèle de chaque particule par rapport à celle du projectile incident afin de comparer plus facilement l'évolution des distributions en fonction de l'énergie incidente.

La figure III.8 représente les distributions de rapidité parallèle des protons, des particules alpha, des fragments de charge égale à 3,4 ou 5, des fragments de charge supérieure ou égale à 6 et des fragments de charge supérieure ou égale à 8, pour trois énergies (32,

52 et 74 A.MeV) et pour trois gammes de paramètres d'impact (centrales ($b_{exp} < 3 fm$), semi-centrales ($5 fm < b_{exp} < 3 fm$) et périphériques ($b_{exp} > 5 fm$)). L'axe des ordonnées représente le nombre de produits de réaction déterminé par pas de rapidité ($dY = 1$) et par événement. Cette normalisation permet de comparer aisément les distributions entre elles. Cette figure peut être examinée dans les deux sens: de gauche à droite, pour une même énergie, nous allons des collisions centrales aux collisions périphériques et de haut en bas, pour une même estimation du paramètre d'impact, l'énergie croît de 32 à 74 A.MeV.

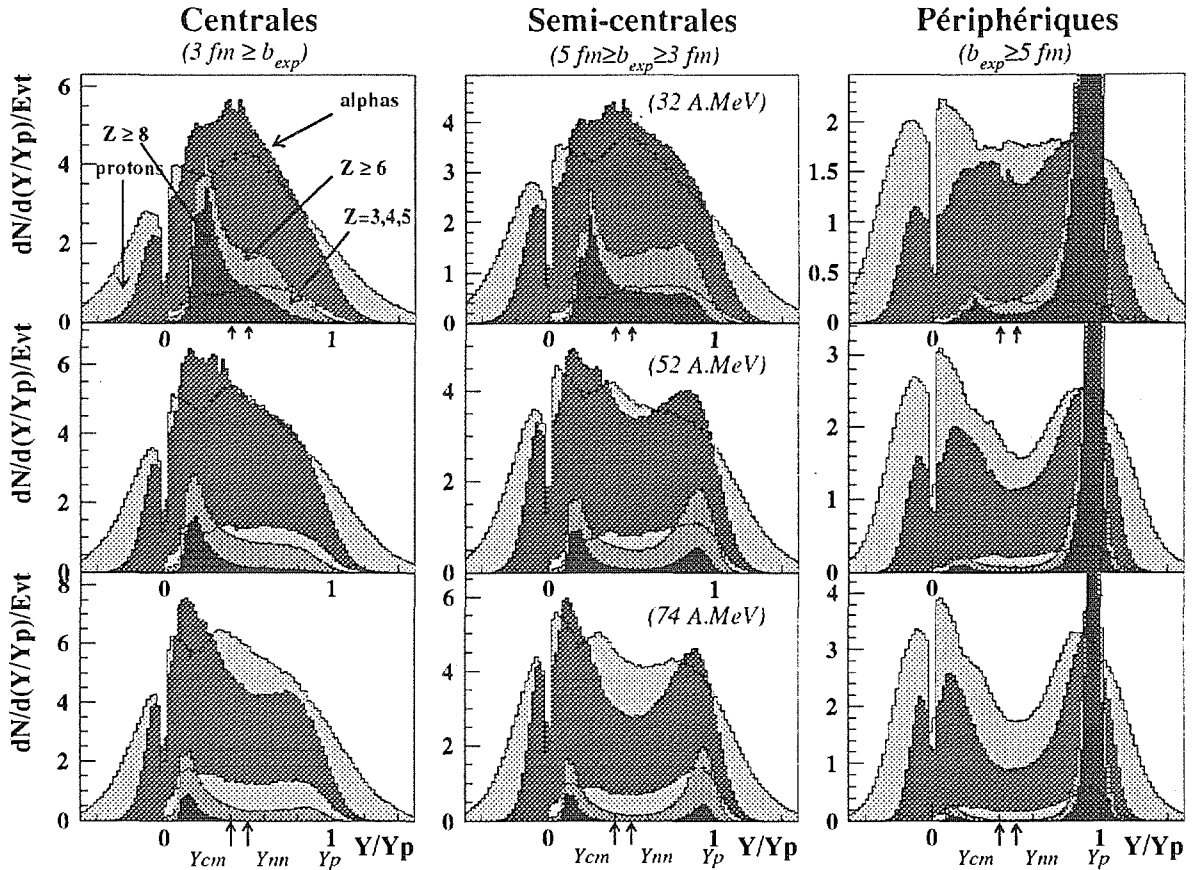


Figure III.8: *Distribution de rapidité relative des protons, des particules alpha, des fragments de charge égale à 3,4 ou 5, des fragments de charge supérieure ou égale à 6 et des fragments de charge supérieure ou égale à 8 pour le système Ar+Ni.*

Collisions semi-centrales et périphériques

Dans les réactions semi-centrales (excepté à 32 MeV par nucléon) et périphériques, les distributions de rapidité des fragments lourds montrent clairement un premier pic proche de la rapidité du projectile et un second pic, de moindre importance, entre la rapidité de

la cible et du centre de masse. Ce sont les résidus du quasi-projectile et de la quasi-cible qui se sont désexcités par émission de particules légères. On remarque effectivement sur les distributions de rapidité des particules alpha deux pics pratiquement au même endroit que les pics des résidus lourds. Il en est de même pour les distributions de rapidité des protons. On note de plus que le pic associé à la quasi-cible disparaît dans les collisions périphériques et est amputé des fragments de faible rapidité dans les collisions semi-centrales. Ceci résulte des seuils du premier étage d'INDRA qui ne permettent pas de détecter ou d'identifier les résidus trop lents de la quasi-cible.

La taille des fragments associés à la quasi-cible et surtout au quasi-projectile diminue avec l'augmentation de l'énergie incidente et avec la centralité de la collision. Cette diminution de taille est compréhensible. Elle résulte certainement de l'augmentation de l'énergie d'excitation des deux partenaires initiaux. On peut de plus noter que pour les énergies d'excitation les plus élevées, les deux partenaires peuvent se désexciter par fragmentation. Les fragments alors associés à ces deux partenaires ne sont plus des résidus d'évaporation, mais des produits de fragmentation.

On remarque d'autre part la présence de fragments de masse intermédiaire ($3 \leq Z \leq 5$) entre les deux partenaires. Il est possible que ces fragments soient produits par la rupture d'un col formé entre les deux partenaires [LUKASIK⁺97]. Nous étudierons plus précisément leurs caractéristiques dans le chapitre suivant.

Collisions centrales

Dans les collisions centrales on observe, sur les distributions de rapidité des fragments lourds, une concentration importante située entre la rapidité de la cible et celle du centre de masse. Ce pic est accompagné d'un épaulement vers les grandes rapidités. A 32 MeV par nucléon, les résidus de fusion incomplète contribuent certainement à la création de ce pic. La présence de ces résidus à des rapidités inférieures à celle du centre de masse est compréhensible dans le cadre de l'hypothèse du transfert massif. Cette hypothèse stipule que les nucléons donnés par le projectile au noyau de fusion déposent toute leur énergie dans ce dernier. Si le projectile ne donne qu'une partie de ces nucléons alors la fusion est incomplète et le noyau résultant acquiert une rapidité inférieure à celle du centre de masse. On observe cependant un épaulement vers la rapidité du projectile. Celui-ci montre qu'il existe aussi des collisions binaires très relaxées dans ces événements. Pour ces réactions très dissipatives, du fait de la faible vitesse relative entre le quasi-projectile et la quasi-cible, il n'est pas possible de distinguer les pics de désexcitation des deux partenaires sur les distributions de rapidité des particules légères.

A partir de 52 MeV par nucléon, on observe, sur les distributions de rapidité des particules alpha, un épaulement proche de la rapidité du projectile. Il semble donc qu'au delà de 52 MeV par nucléon, la quasi-totalité des réactions ait conservé, même dans les collisions les plus centrales, le caractère binaire de la voie d'entrée. Pour étayer ces interprétations et tenter de mettre en évidence la transition entre le processus de fusion et les collisions binaires, nous avons représenté des diagrammes bidimensionnels ($V_{per}-V_{par}$) en section ef-

ficace invariante $\frac{1}{V_{\perp}} \frac{d^2\sigma}{dV_{\perp}dV_{\parallel}}$ des particules alpha et des fragments de charge supérieure ou égale à six sur la figure III.9 pour les collisions centrales de 32 à 95 MeV par nucléon. Ces figures ont été établies dans le référentiel du centre de masse où V_{per} et V_{par} représentent respectivement la vitesse perpendiculaire et la vitesse parallèle à l'axe du faisceau des particules. A partir de 52 MeV par nucléon, la forme plus allongée par rapport à l'axe du faisceau de ces diagrammes bidimensionnels, tant pour les particules alpha que pour les fragments de charge supérieure ou égale à six, confirme les observations précédentes.

L'étude des systèmes $^{36}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ et $^{64}\text{Zn}+^{nat}\text{Ti}$, qui présentent la même asymétrie de masse que Ar+Ni, avait apporté des conclusions similaires. A 35 MeV par nucléon, la section efficace de fusion du système Zn+Ti est de l'ordre de 100 mb. A 50 MeV par nucléon, elle représente au plus 30 mb [STECKMEYER+96] comme pour le système Ar+Al à 55 MeV par nucléon [PETER+95]. Pour les systèmes quasi-symétriques, la section efficace de fusion semble donc négligeable à partir de 50 MeV par nucléon.

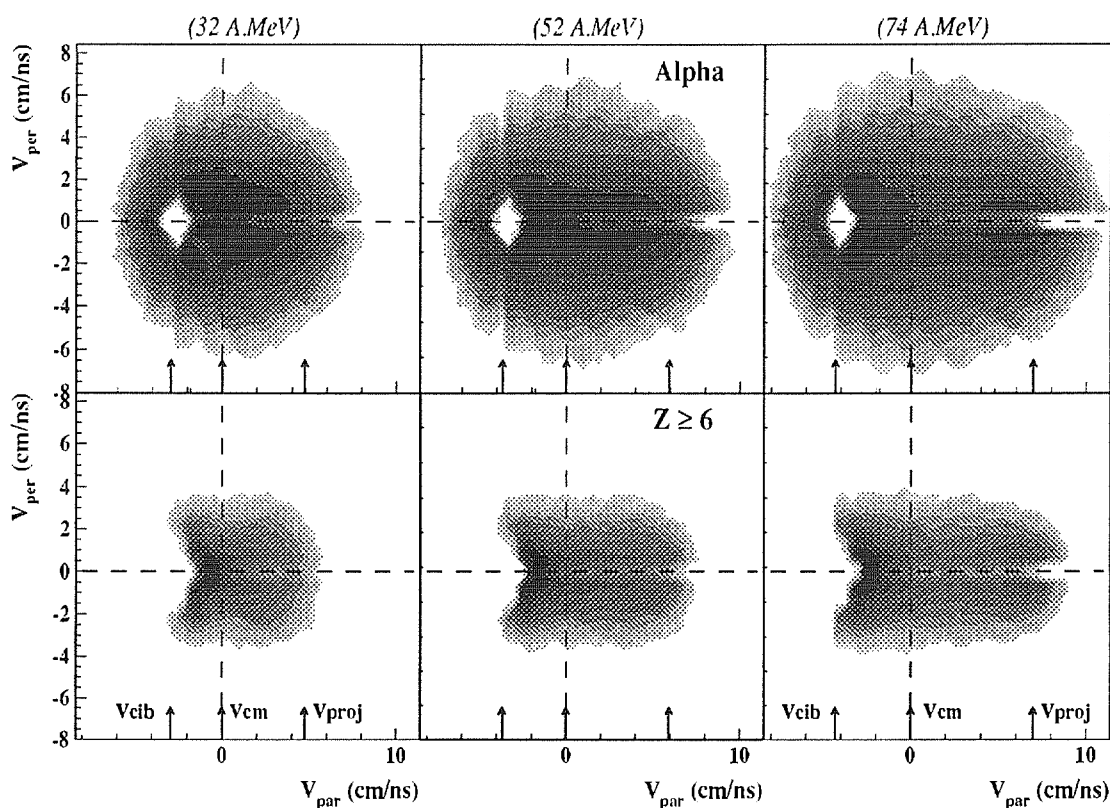


Figure III.9: Section efficace invariante des particules alpha et des fragments de charge supérieure ou égale à six pour les collisions centrales de 32 à 74 MeV par nucléon.

Discussion

On remarque que le pic associé aux résidus du quasi-projectile est toujours situé à une rapidité inférieure à celle du projectile incident. Le projectile a dissipé une partie de son énergie cinétique initiale au cours de la collision et donc a été freiné. Si la dissipation en énergie du projectile, donc son ralentissement, était proportionnelle à l'énergie incidente, alors le pic associés aux résidus du quasi-projectile devrait toujours se situer à la même rapidité relative. Or on remarque que pour un paramètre d'impact expérimental donné, ce pic se rapproche de la rapidité incidente lorsque l'énergie du faisceau augmente.

De la même manière, si l'on regarde globalement le système, on note que les pics associés à la désexcitation des deux partenaires sont d'autant mieux séparés et distants que l'énergie incidente est élevée. Les pics observés sur les distributions de rapidité de particules légères sont en effet moins larges pour les énergies incidentes élevées. L'énergie dissipée dans le quasi-projectile et la quasi-cible, ou du moins l'énergie qu'ils évacuent en émettant des particules légères à la fin de la réaction, est directement reliée à la largeur de ces pics de désexcitation. Il y a donc, proportionnellement à l'énergie incidente, moins d'énergie dissipée dans les deux partenaires lorsque l'énergie incidente croît. Cette perte en dissipation résulte certainement des temps d'interaction qui diminuent avec l'énergie incidente.

Un bilan énergétique complet a été effectué sur le système Ar+Al de 55 à 95 MeV par nucléon dans la référence [PETER⁺95]. Cette étude montre que l'énergie dissipée dans les deux partenaires est inférieure à toute l'énergie relaxée dans la collision. Comment est dissipée l'énergie manquante? Sans faire de bilan énergétique, nous pouvons d'ores et déjà observer une première indication sur les distributions de rapidité de la figure III.8.

Il apparait en effet, sur les distributions de rapidité des protons, des particules alpha et des fragments de charge égale à 3,4 ou 5, un nombre de coups anormalement élevé entre les deux partenaires. Une simulation effectuée dans la référence [ANGELIQUE⁺97], Ar+Ar à 74 MeV par nucléon, montre que la désexcitation statistique du quasi-projectile et de la quasi-cible sousestime le nombre de particules légères ($Z=1$ et $Z=2$) émises entre les deux partenaires. Le surplus de ces particules ne peut donc pas être expliqué par le recouvrement des sphères d'émission du quasi-projectile et de la quasi-cible. Les produits de réaction présents entre les deux partenaires emporteraient donc une fraction de l'énergie incidente. Quel est leur mode de production? Ont-ils plusieurs origines? Nous analyserons plus en détail leurs caractéristiques dans le chapitre suivant.

L'ensemble des réactions présente donc un quasi-projectile et une quasi-cible en voie de sortie excepté dans les collisions les plus centrales où le processus de fusion existe essentiellement à 32 MeV par nucléon. Ces collisions binaires semblent accompagnées d'une émission supplémentaire située entre les deux partenaires.

Nous allons maintenant décrire brièvement les mécanismes de réaction du système Xe+Sn.

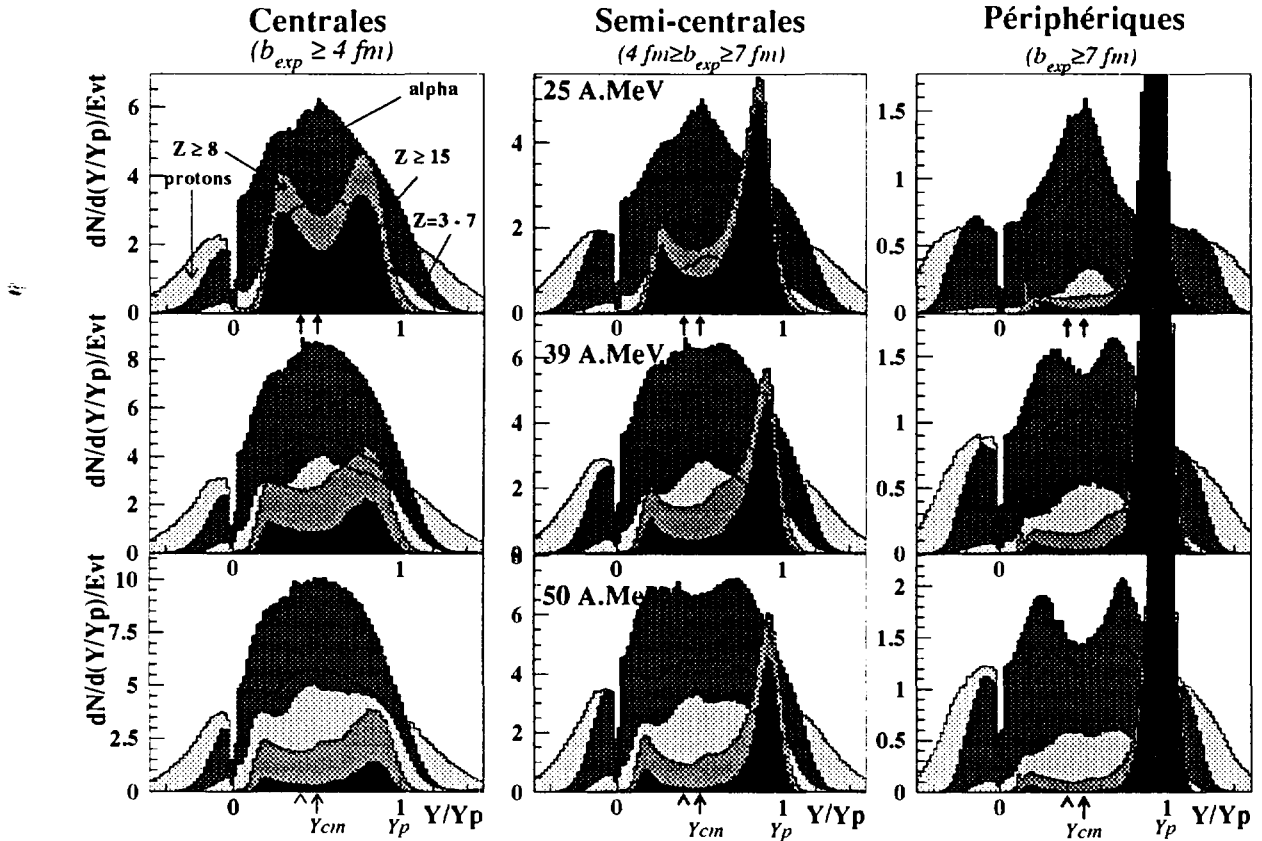


Figure III.10: *Distribution de rapidité des protons, des particules alpha, des fragments de charge égale à 3,4,5,6 ou 7, des fragments de charge supérieure ou égale à 8 et des fragments de charge supérieure ou égale à 15 pour le système Xe+Sn.*

c Le système Xe+Sn

Les mécanismes de réaction du système Xe+Sn ont déjà été étudiés dans la collaboration INDRA. Nous résumerons juste les conclusions de ces différents travaux. Il ressort que seules les collisions les plus centrales conduisent à un noyau de fusion. La section efficace de ce processus ne représente plus que 3% de la section efficace géométrique à 50 MeV par nucléon [MARIE⁺97]. Le reste des collisions semble être essentiellement binaire quelle que soit l'énergie incidente [METIVIER95]. Il faut cependant nuancer ces dernières conclusions. Des études récentes ont en effet révélé la présence de fragments de masse intermédiaire ($3 \leq Z \leq 6$) entre les deux partenaires à 50 MeV par nucléon pour les collisions périphériques et semi-périphériques [LUKASIK⁺97]. Ces fragments sont associés au processus de rupture de col qui semble être le phénomène prépondérant pour ces réactions périphériques.

On peut observer l'ensemble de ces mécanismes de réaction sur la figure III.10. Cette

figure a été établie avec les mêmes conditions que la figure III.8. Les gammes de paramètres d'impact utilisées sont, par rapport au paramètre d'impact maximum, les mêmes que pour le système Ar+Ni.

Les distributions de fragments lourds montrent clairement le caractère binaire des collisions quel que soit le paramètre d'impact. On observe cependant des fragments lourds autour de la rapidité du centre de masse dans les collisions centrales. Le processus de fusion est donc certainement présent pour les réactions les plus centrales. Sa section efficace décroît avec l'énergie incidente. On note également une accumulation de fragments de masse intermédiaire dans les collisions périphériques et semi-périphériques comme il a déjà été montré dans la référence [LUKASIK⁺97].

Avant d'étudier les différents modes de production des particules légères, nous allons voir dans le paragraphe suivant pourquoi nous voulons soustraire les événements de fusion.

d Soustraction des événements de fusion

Le but de ce paragraphe n'est pas d'étudier avec exactitude le processus de fusion mais d'ôter la plus grande section efficace possible de ces événements.

En effet, les événements de fusion, qu'elle soit complète ou incomplète, sont constitués d'un noyau composite qui se déplace avec une vitesse proche de celle du centre de masse. Quel que soit le mode de désexcitation de ce noyau (évaporation, fission, multifragmentation séquentielle ou simultanée), les vitesses de ses produits d'émission seront centrées sur une vitesse proche de celle du centre de masse. Or nous voulons caractériser les particules émises au début de la collision entre les deux partenaires, c'est-à-dire des particules qui se situent autour de la vitesse du centre de masse. Pour analyser au mieux les propriétés de ces particules, il nous faut donc soustraire la contribution des événements de fusion.

Pour ce faire, nous construirons, événement par événement, le tenseur d'impulsion¹ [CUGNON⁺83]. Il est calculé à partir des composantes cartésiennes des impulsions, dans le système du centre de masse, des particules de charge supérieure ou égale à 2 pour le système Ar+Ni et de charge supérieure ou égale à 3 pour le système Xe+Sn. Il permet de caractériser la forme de la collision dans l'espace des phases et de définir un ellipsoïde qui décrit la distribution des impulsions dans le centre de masse. Le grand axe de cet ellipsoïde correspond à la direction privilégiée d'émission des éjectiles qui ont servi à sa reconstruction. L'angle défini par l'axe du faisceau et ce grand axe est couramment appelé angle de flot θ_{flot} . Mais cette appellation porte à confusion. En effet, le terme de flot s'applique aux particules de mi-rapidité émises au début de la collision alors que l'angle mesuré par l'ellipsoïde correspond à la superposition de deux effets: le rebond des deux partenaires (angle de rebond) et le flot proprement dit. Par la suite, nous le dénomerons donc angle de l'ellipsoïde.

Les événements de fusion complète, caractérisés par une émission isotrope dans le centre de masse, ne possèdent donc plus d'axe privilégié d'émission. L'angle de l'ellipsoïde prend alors, de façon équiprobable, une valeur comprise entre 0° et 90° et sa distribution est plate.

1. La méthode est décrite dans le chapitre VI.2.c.c

Pour soustraire les événements de fusion, nous définirons, pour chaque énergie, une valeur limite de l'angle de l'ellipsoïde telle que la distribution de celui-ci soit plate au dessus de cette valeur limite. Nous ôterons ensuite tous les événements possédant un angle supérieur à cette valeur limite [LAFORST95].

Il faut cependant remarquer que cette procédure ne permet pas d'ôter les événements de fusion qui possèdent un angle inférieur aux valeurs limites que nous avons définies. Cette remarque est d'autant plus justifiée si le processus de fusion est incomplet, au sens qu'il existe des rémanents du projectile et de la cible en voie de sortie. Dans ce cas, l'angle est piqué à des valeurs plus faibles.

Pour résumer, la contribution partielle des événements de fusion sera surtout gênante pour les plus basses énergies. Nous avons en effet déjà mentionné que la fusion devient un phénomène mineur à partir de 50 MeV par nucléon. Au delà de 52 MeV par nucléon, pour le système Ar+Ni, on peut donc estimer que la proportion d'événements de fusion est négligeable.

Chapitre IV

MISE EN EVIDENCE DE L'EMISSION DE MI-RAPIDITE

Nous avons vu dans les paragraphes précédents qu'il existe un excédent de particules légères (protons et alpha) et de fragments de masse intermédiaire entre les deux partenaires. INDRA a l'avantage de pouvoir identifier les isotopes des noyaux légers (protons, deutons, tritons, ^3He , ^4He , ^6He , ^6Li , ^7Li , ^7Be et ^9Be) avec de faibles seuils (5 A.MeV). Nous allons donc étendre nos investigations à ces particules, ainsi qu'aux fragments plus lourds, et tenter d'identifier leur(s) mode(s) de production. En particulier, nous verrons si les mécanismes de production mis en jeu au cours des collisions, ainsi que leur taux de production associé, sont différents selon la nature des produits de réaction.

Cette analyse n'est pas sans importance pour les études de flot. En effet, si nous connaissons l'origine(s) des particules ainsi que leur taux de production, alors une première étape sera franchie pour interpréter l'évolution du paramètre de flot en fonction de la nature de la particule.

Afin de mettre en évidence de probables phénomènes dynamiques, nous analyserons les données pour des énergies incidentes supérieures à l'énergie de Fermi (de l'ordre de 37 MeV) c'est-à-dire à partir de 52 MeV par nucléon pour le système Ar+Ni. Cette limite inférieure en énergie offre trois autres avantages: les effets de seuils sont atténués, la section efficace de fusion est faible et le quasi-projectile et la quasi-cible sont bien séparés dans l'espace des vitesses. Nous pourrions ainsi étudier les différents modes de production des particules légères présentes entre les deux partenaires en étant moins gêné par leur évaporation.

Nous allons tout d'abord étudier les propriétés cinématiques et énergétiques des particules et fragments légers. Nous pourrions les comparer avec de précédents résultats obtenus avec les multidétecteurs MUR et TONNEAU (pour les particules de charge égale à un ou deux).

IV.1 Propriétés cinématiques et énergétiques

Nous avons représenté sur les figures IV.1 et IV.2 les distributions de rapidité parallèle des isotopes de l'Hydrogène, de l'Hélium et la distribution des fragments de charge égale à 3,4 et 5 avec les conventions utilisées pour la figure III.8. La partie hachurée de chaque figure représente le domaine de rapidité où les effets de seuil altèrent les données. Par la

suite, nous représenterons toujours les effets de seuil par ce moyen. Nous avons de plus surposé à ces distributions la valeur moyenne en énergie transverse de chaque particule afin de mieux interpréter les mécanismes de production de celles-ci. L'échelle de gauche représente le nombre de particules par unité de rapidité relative et par événement, celle de droite, la valeur moyenne en énergie transverse. Les figures présentées par la suite seront toutes établies à 74 MeV par nucléon. Nous décrirons cependant les résultats obtenus aux autres énergies. Nous commenterons tout d'abord les distributions de rapidité puis les valeurs moyennes en énergie transverse.

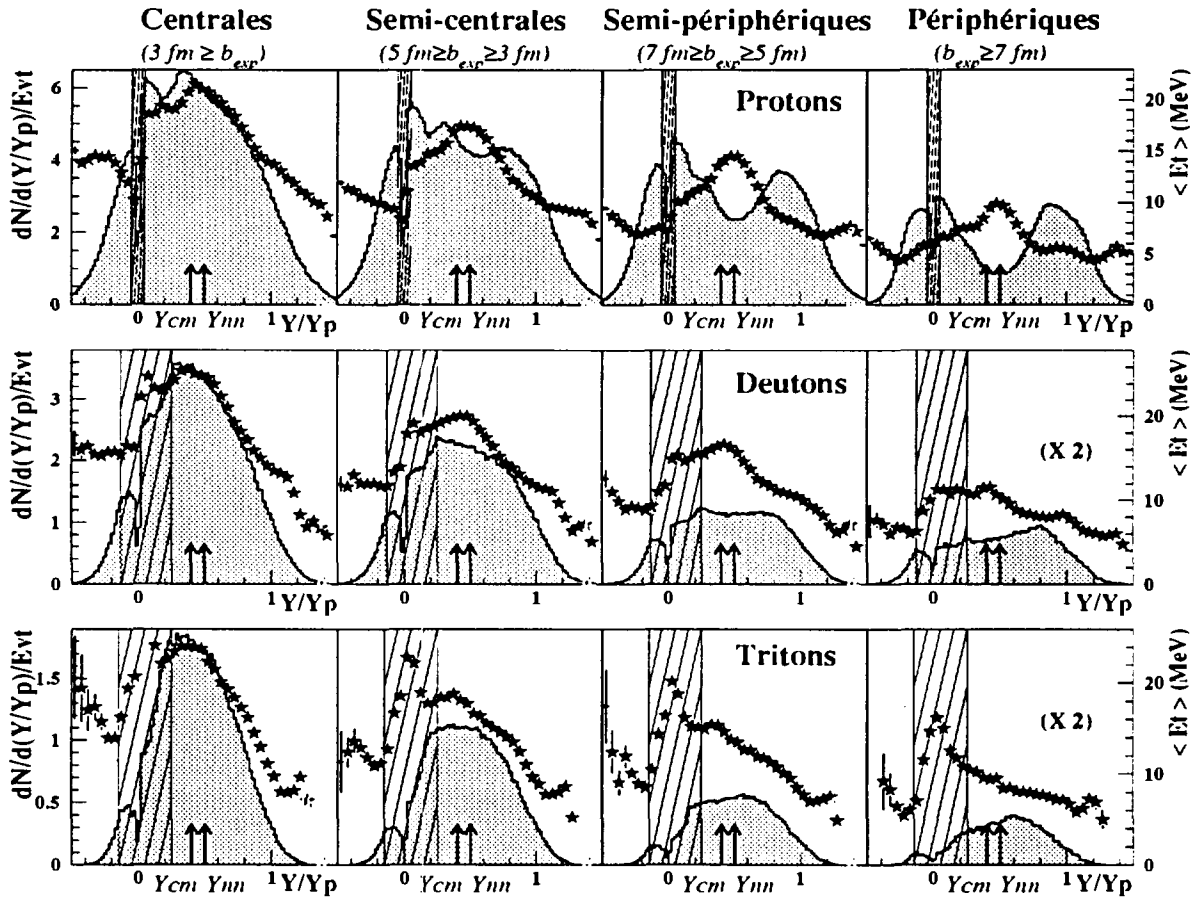


Figure IV.1: Distributions de rapidité déterminées dans le laboratoire et valeur moyenne en énergie transverse des protons, des deutons et des tritons pour le système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon.

a Distribution de rapidité

Il apparaît clairement que les deutons et les tritons sont préférentiellement émis entre les deux partenaires par rapport aux autres particules. On remarque de plus que la forme

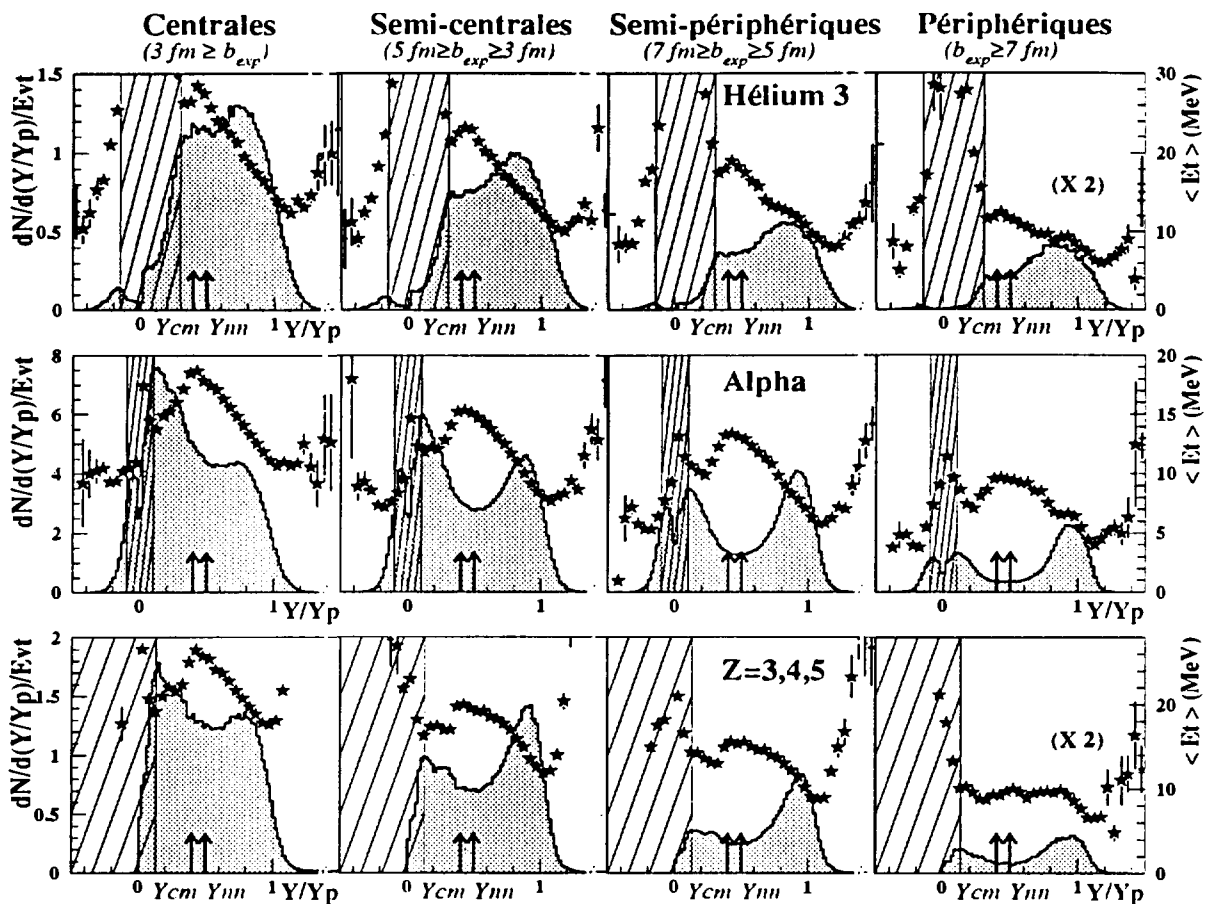


Figure IV.2: Distributions de rapidité déterminées dans le laboratoire et valeur moyenne en énergie transverse des Hélium 3, des particules alpha et des fragments de charge égale à 3,4 ou 5 pour le système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon.

de leur distribution de rapidité est semblable. Cet isoformisme est-il la signature d'un même mécanisme de production pour ces particules? Le fait est que les deutons et les tritons sont essentiellement émis entre le quasi-projectile et la quasi-cible quels que soit l'énergie incidente et le paramètre d'impact expérimental. Le constat est sensiblement le même pour les Hélium 3 avec cependant une émission légèrement plus importante, comparativement aux deutons et aux tritons, pour des rapidités légèrement inférieures à celle du quasi-projectile. Nous étudierons plus en détail cette caractéristique dans le paragraphe V.1.b.

Les distributions de rapidité des fragments de charge égale à 3,4 ou 5 présentent, comme pour les protons et les particules alpha, deux pics associés à la désexcitation des deux partenaires et un nombre de coups excédentaires entre ceux-ci. Cette dernière observation sera confirmée dans le paragraphe IV.2.

Discussion

Les différences de taux d'émission des isotopes d'un élément, par le quasi-projectile et la quasi-cible, sont compréhensibles du point de vue de la désexcitation statistique de ces deux noyaux. Si ces noyaux sont équilibrés, c'est-à-dire si les propriétés cinématiques moyennes de chaque nucléon au coeur de ceux-ci sont équivalentes, alors nous pouvons décrire leur désexcitation à l'aide de la théorie de Weisskopf. Dans ce cadre, on dit qu'un noyau évapore des particules. La probabilité d'émettre une particule de masse A et de charge Z par un noyau de masse A_0 , de charge Z_0 et d'énergie d'excitation E^* , associée à une température T , est alors définie comme suit:

$$P \propto \exp\left(\frac{E^* - Q - B}{T}\right)$$

où Q est la différence d'énergie de masse entre le noyau émetteur et les deux noyaux résultants (le noyau résiduel et le produit d'émission) et B ($\propto \frac{Z \times Z_0}{A^{\frac{1}{3}} + A_0^{\frac{1}{3}}}$) la barrière coulombienne entre le noyau émetteur et la particule ou le fragment émis.

Pour une énergie d'excitation donnée, la probabilité d'émettre une particule est donc gouvernée par le terme $Q + B$. Les isotopes d'un élément ont sensiblement la même barrière coulombienne. Le quasi-projectile émet donc préférentiellement les isotopes de plus faible énergie de liaison, c'est-à-dire dans l'ordre: les protons (p), les deutons (d) puis les tritons (t) pour les isotopes de l'Hydrogène et les particules alpha (${}^4\text{He}$) puis les Hélium 3 (${}^3\text{He}$) pour les isotopes de l'Hélium. Il faut cependant nuancer ce raisonnement pour les énergies d'excitation élevées pour lesquelles le terme $Q + B$ devient négligeable devant l'énergie d'excitation. Dans ce cas, il y a équiprobabilité d'émission quelle que soit l'énergie de liaison de l'isotope.

Pour résumer, lorsque l'on suit l'évolution temporelle de la désintégration du quasi-projectile ou de la quasi-cible, l'évaporation des isotopes de grandes énergies de liaison (t et ${}^3\text{He}$) est défavorisée à la fin de leur chaîne de désexcitation. Autrement dit, ils sont plutôt émis au début de celle-ci lorsque l'énergie d'excitation des deux partenaires est importante. Il existe donc une hiérarchie temporelle dans l'émission de particules par les deux partenaires. Au final, si l'on intègre tout au long de la chaîne, alors l'évaporation des isotopes de grandes énergies de liaison est toujours défavorisée. C'est pourquoi nous constatons que l'essentiel des produits d'émission du quasi-projectile ou de la quasi-cible est constitué de protons et de particules alpha.

Cet aspect de l'évaporation des deux partenaires se révèle précieux pour notre étude. En effet, nous allons pouvoir étudier les propriétés des particules émises entre les deux partenaires à l'aide des isotopes dont l'évaporation est défavorisée. Cela nous permettra de minimiser la contribution de particules évaporées entre les deux partenaires.

Examinons maintenant les propriétés énergétiques de ces différents produits de réaction.

b Energie transverse

Avant d'interpréter ces figures, nous allons faire deux remarques. On note une élévation de la valeur moyenne en énergie transverse dans le domaine de rapidité hachuré. Cette augmentation est due aux seuils qui ne permettent pas d'identifier correctement les particules de faibles énergies transverses. La valeur moyenne est par conséquent plus importante et n'est plus représentative d'un phénomène physique. On remarque également qu'il existe une discontinuité, pour les rapidités relatives proches de 0.4 (à 74 A.MeV), sur les courbes représentant la valeur moyenne en énergie transverse des particules alpha et des fragments de charge égale à 3,4 et 5. Elle résulte de la zone morte d'entrée des ICs(Tl). Les fragments qui s'arrêtent dans cette zone ne laissent pas de signal dans ces détecteurs. Leur énergie est donc uniquement mesurée par les CHio et les Si et par conséquent sousestimée. Le saut en énergie provoqué par cette zone morte est visible sur ces courbes. Cette discontinuité est d'autant plus importante que la particule dépose de l'énergie dans la zone morte, c'est-à-dire que la charge de la particule est élevée.

Nous remarquons que, pour toutes les particules légères, la valeur moyenne en énergie transverse est toujours plus élevée entre les deux partenaires. Cette caractéristique a déjà été observée pour les particules de charge égale à un et deux sur les systèmes Zn+Ni [POPESCU95] et Ar+Al [ANGELIQUE⁺97] au cours d'expériences effectuées avec les multidétecteurs MUR et TONNEAU dans la chambre à réaction NAUTILUS. La large gamme d'identification en charge du multidétecteur INDRA et les faibles seuils associés permettent de montrer que cette émission plus énergétique existe également pour les fragments de masse intermédiaire (jusqu'à $Z=8$ à 74 MeV par nucléon). Cette "bosse" en énergie transverse confirme donc la présence d'une émission différente, par rapport à l'évaporation standard des deux partenaires, au voisinage de la mi-rapidité.

L'étude de la valeur moyenne en énergie transverse en fonction du paramètre d'impact expérimental est fortement biaisée dans notre analyse. En effet, nous observons une diminution de la valeur moyenne en énergie transverse sur tout le domaine de rapidité et en particulier autour de la mi-rapidité. Cette évolution résulte de l'autocorrélation qui existe entre la variable globale utilisée, l'énergie transverse totale, pour estimer la centralité de la collision et l'énergie transverse des produits étudiés. Avec cette estimation du paramètre d'impact, les collisions dites centrales correspondent aux événements de plus grande énergie transverse totale. Par conséquent, la valeur moyenne en énergie transverse des différents produits de réaction est plus élevée dans ces collisions. Dans les collisions périphériques, c'est le phénomène inverse que nous observons.

Nous analyserons plus en détail les propriétés cinématiques des éjectiles de mi-rapidité en fonction d'une autre estimation de la centralité de la collision dans le chapitre suivant.

Discussion

Nous allons maintenant discuter de l'origine des particules émises entre les deux partenaires. Une désexcitation séquentielle et très rapide des deux partenaires peut-elle expliquer d'une part le surplus de particules observées à mi-rapidité et d'autre part l'émission plus

énergétique de celles-ci?

Ce scénario, l'évaporation très rapide des deux partenaires, semble en effet compatible avec les données expérimentales exposées précédemment. Si le quasi-projectile et la quasi-cible évaporent des particules avant leur séparation, c'est-à-dire avant qu'ils soient réaccélérés par leur champs coulombien mutuel, alors celles-ci ne bénéficient pas du mouvement d'entraînement final de ces deux noyaux. Elles seraient donc émises par des noyaux de plus faibles vitesses, ce qui permettrait d'expliquer l'excès de particules entre les deux partenaires. Cette hypothèse est en particulier compatible avec la présence des isotopes de grandes énergies de liaison (deutons, tritons et Hélium 3) entre les deux partenaires puisque ceux-ci sont plutôt évaporés au début de la chaîne de désexcitation des deux partenaires.

De plus, à ce stade de la collision, les deux partenaires sont encore collés ou très proches l'un de l'autre et sous l'effet combiné de leurs champs coulombiens, les particules émises acquièrent un surplus d'énergie cinétique dans la direction perpendiculaire à l'axe reliant ces deux noyaux. Il faut également remarquer qu'à cet instant de la collision, l'énergie d'excitation des deux partenaires est élevée, ce qui confère une énergie cinétique plus importante aux particules émises. Une émission rapide des deux partenaires peut donc expliquer la composante plus énergétique observée au voisinage de la mi-rapidité.

Afin de tester la validité de cette hypothèse, nous avons simulé la désexcitation des deux partenaires à l'aide du générateur d'événements SIMON [DURAND92].

IV.2 Simulation d'une émission rapide dans le cadre de collisions purement binaires

Ce code génère la voie d'entrée de chaque collision (il détermine le nombre de sources formées) et estime le ralentissement du projectile incident, c'est-à-dire la quantité d'énergie dissipée dans la réaction. Dans cette étude, aucune forme de prééquilibre n'est incluse. La répartition de l'énergie d'excitation entre les différentes sources est obtenue en supposant l'équilibre thermique. L'énergie d'excitation des noyaux formés est donc directement proportionnelle à leur masse.

Le calcul effectue ensuite une désexcitation des noyaux obtenus avec un modèle statistique de type binaire séquentiel. L'évaporation des particules légères et l'émission des fragments sont traités à l'aide du formalisme de l'état transitoire [MORETTO75]. La durée de vie des noyaux excités, c'est-à-dire le temps d'émission d'une particule ou d'un fragment, est directement reliée à la largeur du niveau d'énergie dans lequel se trouvent les noyaux émetteurs. Si l'énergie d'excitation des noyaux émetteurs décroît, alors leur durée de vie augmente. L'intervalle de temps entre deux émissions augmente donc au cours de la cascade de désintégration, c'est-à-dire au cours du temps. Pour finir, la trajectoire des particules et des fragments émis est calculée en tenant compte des interactions coulombiennes. Ce point est essentiel si l'on veut tenir compte des effets de proximité dans le cadre d'une évaporation très rapide des deux partenaires.

Pour comparer les résultats expérimentaux et les simulations, nous filtrons les événe-

ments produits par SIMON à l'aide d'un programme qui simule l'efficacité de détection d'INDRA ainsi que les procédures utilisées pour identifier et calibrer les produits détectés. Nous sélectionnons ensuite les événements filtrés avec le critère utilisé expérimentalement ($1.2 > \frac{ZV_{par}}{ZV_{par_{init}}} > 0.7$). Enfin, afin de comparer des événements avec une configuration énergétique semblable, du moins dans le plan transverse, nous avons utilisé dans les calculs les tranches en énergie transverse déterminées expérimentalement pour classer les collisions selon leur degré de centralité.

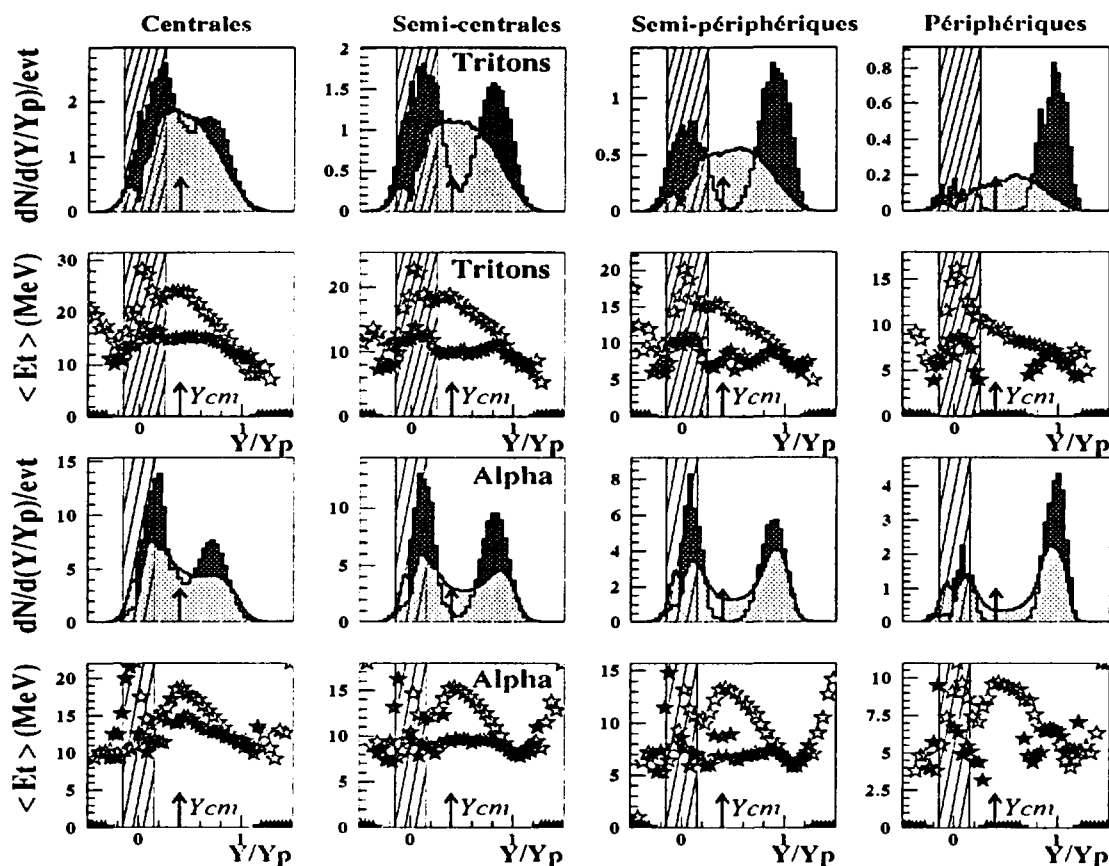


Figure IV.3: Comparaison des données expérimentales avec une simulation de collisions purement binaires. Les résultats expérimentaux sont représentés en gris clair, la simulation en gris foncé pour les distributions de rapidités relatives. De même, les étoiles en gris claires et en gris foncées représentent respectivement la valeur moyenne en énergie transverse déterminées dans l'expérience et dans les calculs.

Nous avons effectué ces simulations sur le système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon. A cette énergie, le modèle considère exclusivement deux noyaux chauds en voie de sortie. Nous avons ensuite placé ces deux noyaux chauds dans des conditions de désexcitation extrêmes: nous avons diminué leur durée de vie d'un facteur cent. Nous simulons ainsi une

désexcitation très rapide des deux partenaires. La figure IV.3 représente les distributions de rapidité des tritons et des particules alpha avec les conventions de la figure IV.1. De la même manière, nous y avons superposé la valeur moyenne en énergie transverse. Le résultat des simulations sera ainsi contraint par deux variables cinématiques.

Nous constatons que le calcul ne peut reproduire ni les distributions de rapidité, ni les valeurs moyennes en énergie transverse des tritons et des particules alpha. Cette observation est identique pour tous les produits de réaction. Le nombre de particules et de fragments situés entre les deux partenaires est sousestimée par le calcul. Ceci est d'autant plus visible que la masse de la particule est grande et que la collision est périphérique.

L'émission plus énergétique observée entre les deux partenaires est elle aussi sousestimée. Notons cependant que, dans la simulation, la valeur moyenne en énergie transverse des particules de mi-rapidité augmente légèrement avec la centralité de la collision. Cette augmentation résulte en partie du classement utilisé (les collisions les plus centrales correspondent aux événements de plus grande énergie transverse). Il est également possible que les effets coulombiens jouent un rôle plus important dans les collisions centrales où la matière est localisée à mi-rapidité. Ils restent néanmoins insuffisant pour reproduire l'émission plus énergétique observée dans les données expérimentales.

Dans le cadre d'une collision purement binaire, les effets coulombiens mis en jeu avec le système Ar+Ni ne sont donc pas suffisant pour expliquer d'une part, la présence de particules entre les deux partenaires et d'autre part l'émission plus énergétique observée au voisinage de la mi-rapidité.

Ces calculs ont également été menés avec la durée de vie standard des deux noyaux. Les conclusions sont identiques.

Enfin, nous remarquons que la désexcitation de deux sources ne peut absolument pas reproduire la forme des distributions de rapidité des tritons. Il en est de même pour les deutons et les Hélium 3. Cette observation confirme donc que la majeure partie de ces particules provient de l'émission de mi-rapidité.

La présence et les propriétés énergétiques des particules situées au voisinage de la mi-rapidité ne peuvent être expliquées par une désexcitation séquentielle très rapide des deux partenaires. Il existe donc une émission supplémentaire de particules située entre le quasi-projectile et la quasi-cible.

Au vu de ces différents résultats, plusieurs modes de production peuvent être associés à l'émission de mi-rapidité. Nous allons décrire les différentes interprétations plausibles des mécanismes de production des particules et des fragments de l'émission de mi-rapidité dans le paragraphe suivant.

IV.3 Origines de l'émission de mi-rapidité

Plusieurs types de mécanisme de production peuvent expliquer la présence et les propriétés énergétiques des particules situées entre les deux partenaires. Le domaine de rapidité où elles sont localisées peut être interprété de deux manières différentes: soit elles sont émises aux premiers instants de la collision, soit elles sont émises par une troisième source

située entre les deux partenaires qui provient de la zone de recouvrement des deux noyaux incidents.

a Processus direct

On interprète la première hypothèse de la manière suivante: les particules sont éjectées, après une ou deux collisions, de la zone de recouvrement des deux noyaux incidents [PETER 2) +90]. Pour les protons ou les neutrons il s'agit de collisions nucléon-nucléon. Pour les isotopes légers, il s'agit, soit de collisions agrégat-agrégat, soit de la coalescence des nucléons précédemment cités. Du fait de la cinématique de ces collisions, elles sont émises au voisinage de la mi-rapidité et possèdent une énergie cinétique transverse plus importante que les particules évaporées par les deux partenaires. Il s'agit d'un phénomène direct qui a lieu aux tous premiers instants de la collision, c'est-à-dire au moment où les deux noyaux incidents s'interpénètrent.

Des calculs effectués avec le modèle Landau-Vlasov, pour le système Ar+Al à 65 MeV par nucléon, dans la référence [BASRAK+95] étayent cette hypothèse. La figure 3 de cette référence montre qu'avant 60 fm/c, instant où se séparent le quasi-projectile et la quasi-cible, il existe une émission de particules localisée entre les deux partenaires.

Des conclusions similaires ont été obtenues avec le modèle AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics) pour le même système [ONO+95]. Il est de plus montré dans cette référence qu'une partie des particules émises dynamiquement est formée par la coalescence de nucléons directs. Dans ces calculs, 60% des deutons dynamiques proviennent de la coalescence de deux nucléons directs.

b Source de mi-rapidité

La seconde hypothèse peut en fait regrouper deux phénomènes qui diffèrent légèrement selon les temps d'interaction mis en jeu dans les réactions.

Si les temps d'interaction sont longs, alors la source située entre les deux partenaires peut provenir de la cassure d'un col formé pendant la collision. Ce phénomène est plausible si la matière nucléaire est visqueuse. Dans ce cas, cette source est localisée autour de la vitesse du centre de masse. Il est cependant probable qu'il y ait des fluctuations quant à cette localisation. La cassure du col peut en effet s'effectuer plus tôt sur l'un des deux partenaires. On assiste alors à une fission dynamique du quasi-projectile ou de la quasi-cible le long de l'axe qui les relie tous les deux. La source intermédiaire est dans ce cas localisée vers la rapidité du partenaire qui fissionne.

Expérimentalement, ces processus ont été observés dans les collisions périphériques à des énergies inférieures à 50 MeV par nucléon sur des systèmes de grandes et moyennes tailles [MESLIN95], [STUTTGE+92], [LECOLLEY+95], [LUKASIK+97]. Il semble qu'ils existent également sur des systèmes plus légers tel que Ar+KCl [METIVIER95]. Plusieurs calculs théoriques [COLONNA+95] confirment leur existence.

Si les temps d'interaction sont courts, alors cette troisième source peut être associée à une zone participante [SCHEID+74], [GUSTAFSSON+84]. Elle se déplace à la rapidité

nucléon-nucléon. Ce phénomène est donc d'autant plus probable que la collision est périphérique et que l'énergie incidente est élevée. Ce processus est communément admis pour des énergies incidentes supérieures à 200 MeV par nucléon.

Il est cependant possible que le domaine des énergies intermédiaires soit le lieu de la transition entre les phénomènes de col ou de fission dynamique et la zone participante des hautes énergies.

c Origines des particules

L'origine et les caractéristiques des particules ou des fragments situés à mi-rapidité sont de ce fait plus confuses. En effet, pour un type de particule donné, on peut observer soit des particules directes, soit des produits de désexcitation ou des résidus de la source de mi-rapidité. De plus, une fraction des particules évaporées par les deux partenaires est certainement présente au voisinage de la mi-rapidité.

Cependant, il est plausible que les taux de production associés à chaque mécanisme diffèrent selon la nature de la particule, l'énergie incidente et la taille du système.

Les processus directs sont plus probables sur des petits systèmes, tel que Ar+Ni, où les chances d'avoir une seconde ou une troisième collision dans la zone de recouvrement sont plus faibles. Ils sont également plus probables à hautes énergies incidentes où l'interaction à deux corps domine et pour lesquelles le principe d'exclusion de Pauli est moins contraignant.

On peut également remarquer que l'émission de particules formées par coalescence est certainement moins probable pour les particules les plus lourdes. De même, la part de particules évaporées par les deux partenaires au voisinage de la mi-rapidité est d'autant plus faible que la masse de la particule est élevée.

Le chapitre suivant est consacré à la caractérisation de l'émission que nous avons mis en évidence dans ce chapitre. Nous tenterons de préciser le ou les mécanismes à l'origine de cette émission.

Chapitre V

CARACTERISATION DE L'EMISSION DE MI-RAPIDITE

Dans ce chapitre, nous allons caractériser la matière présente entre le quasi-projectile et la quasi-cible.

V.1 Estimation de l'émission de mi-rapidité

Pour ce faire, nous utiliserons deux méthodes basées sur le principe suivant: nous supposons que la forme des distributions de rapidité, observée pour chaque type de particule, est liée à l'origine de celles-ci. Nous avons en effet déjà constaté, à l'aide des distributions de rapidité (cf figures IV.1 et IV.2), que les protons et les particules alphas sont essentiellement émis par les deux partenaires (le quasi-projectile et la quasi-cible) alors que la majeure partie des deutons, des tritons et des Hélium 3 sont localisés autour de la mi-rapidité.

Ces deux méthodes s'appuient sur deux hypothèses indépendantes. Elles nous permettront d'obtenir des estimations inférieure et supérieure des caractéristiques de cette émission. Nous les appliquerons pour chaque tranche en énergie transverse, c'est-à-dire pour des ensembles d'événements et non pas événement par événement. Nous obtiendrons ainsi les caractéristiques de cette émission en fonction du paramètre d'impact expérimental.

Du fait des seuils d'identification, les particules et les fragments de faibles rapidités ne sont pas détectés. De plus, nous observons sur les distributions de rapidité expérimentales un minimum au voisinage de la mi-rapidité (pour les protons, les particules alpha et les fragments de charge supérieure ou égale à 3). Le constat est identique dans la simulation quelle que soit la nature de la particule. Cette dernière remarque laisse supposer que la contribution de particules évaporées par la cible est négligeable au dessus de la mi-rapidité. Nous estimerons donc l'émission de mi-rapidité avec tous les produits de réaction dont la rapidité relative est supérieure à 0,5. Nous pourrons ainsi comparer les caractéristiques de l'émission de mi-rapidité avec celles du quasi-projectile sans être gêné par la désexcitation de la cible.

a Principe des deux méthodes

Nous allons maintenant décrire le principe de ces deux méthodes. Nous avons représenté sur les figures V.1 et V.2 la chronologie des principales étapes effectuées pour déterminer la composante de mi-rapidité.

Méthode E: soustraction de l'évaporation

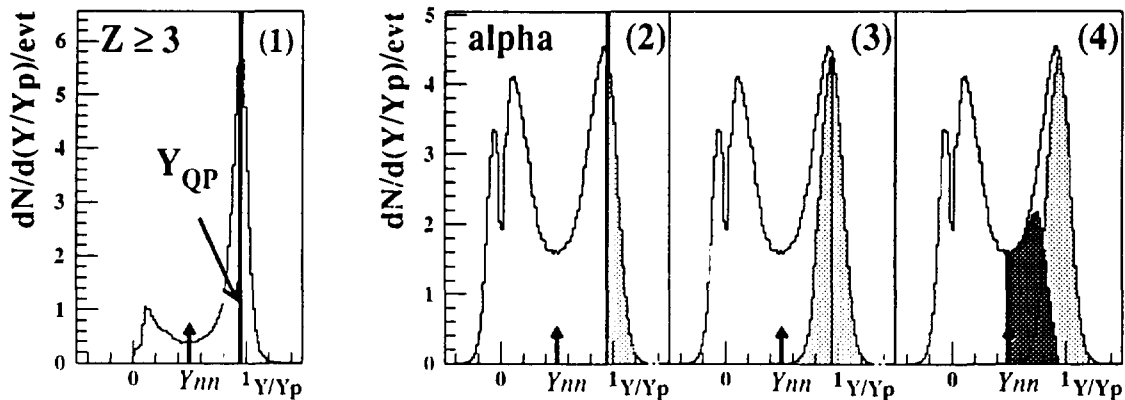


Figure V.1: Principales étapes effectuées avec la méthode E pour l'estimation de la composante de mi-rapidité.

La première méthode consiste à estimer l'évaporation du quasi-projectile. Nous la nommerons donc méthode E. Pour chaque valeur de paramètre d'impact expérimental, nous déterminons, sur les distributions de rapidité des fragments de charge supérieure ou égale à 3, la rapidité du pic associé aux résidus du quasi-projectile ou à ces produits de fragmentation (étape (1)). Nous supposons ensuite que l'ensemble des particules ou des fragments qui possèdent une rapidité supérieure à celle du quasi-projectile proviennent de la désexcitation de celui-ci. Nous estimons ainsi la composante évaporative associée à l'hémisphère avant du quasi-projectile (étape (2)). Pour obtenir la composante arrière, nous symétrisons celle qui est obtenue à l'avant par rapport à la rapidité du quasi-projectile. La réunion des deux nous donne alors la composante totale de désexcitation du quasi-projectile (étape (3)). De cette manière, nous surestimons la composante associée à l'évaporation du quasi-projectile. En effet, il est possible qu'une fraction des particules situées au voisinage de la rapidité du quasi-projectile proviennent de l'émission de mi-rapidité.

Pour estimer la composante de mi-rapidité, il nous suffit de soustraire, sur les distributions de rapidité globales, la composante évaporative calculée précédemment (étape (4)). Cette dernière étant surestimée, nous obtenons donc une limite inférieure de la composante de mi-rapidité. Cette procédure a l'avantage de pouvoir être appliquée pour chaque type de particule et ainsi d'obtenir leur composante de mi-rapidité individuelle.

Méthode M: estimation directe de l'émission de mi-rapacité

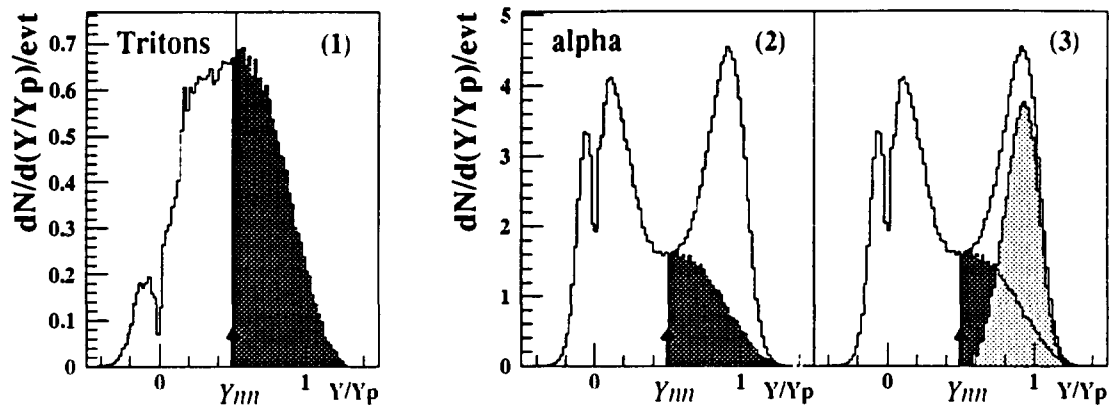


Figure V.2: Principales étapes effectuées avec la méthode M pour l'estimation de la composante de mi-rapacité.

La seconde méthode consiste à estimer directement la composante de mi-rapacité. Nous l'appellerons méthode M. Nous avons vu sur les distributions de rapidité de la figure IV.1 que les tritons sont essentiellement émis entre les deux partenaires. La simulation effectuée dans le paragraphe IV.2 confirme le fait que peu de ces particules sont évaporées par le quasi-projectile et la quasi-cible. Nous nous baserons donc sur l'hypothèse suivante: nous supposons que tous les tritons proviennent de l'émission de mi-rapacité (étape (1)). Ainsi, nous surestimons la composante de mi-rapacité associée aux tritons puisqu'une fraction de ceux-ci est évaporée par le quasi-projectile.

Nous supposons ensuite que la forme de la composante de mi-rapacité des autres particules est identique à celle des tritons. C'est le cas pour les deutons (cf figure IV.1). Nous vérifierons néanmoins cette hypothèse dans le paragraphe suivant. Pour chaque tranche en énergie transverse et chaque type de particules, nous normalisons ensuite la distribution de rapidité des tritons à celles des particules étudiées (étape (2)). Cette normalisation est effectuée à partir du maximum de la distribution de rapidité des tritons qui est localisé à la mi-rapacité. Nous obtenons ainsi une limite supérieure de la composante de mi-rapacité de chaque type de particules. Pour estimer l'évaporation du quasi-projectile et ainsi vérifier la cohérence entre les deux méthodes, il suffit alors de soustraire la composante de mi-rapacité à la distribution de rapidité globale (étape (3)).

Ces deux méthodes nous permettent donc d'obtenir une limite inférieure et supérieure de l'émission de mi-rapacité. La première est basée sur les distributions de rapidité des fragments de charge supérieure ou égale à 3, la seconde sur celles des tritons. Elles sont donc fondées sur deux produits de réaction de nature différente et de ce point de vue indépendantes l'une de l'autre.

Sont-elles pour autant fiables et cohérentes entre elles? En particulier, les hypothèses

émises sur l'origine des tritons pour l'élaboration de la seconde méthode sont-elles confirmées par la première? C'est ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant.

b Cohérence et degré de fiabilité des méthodes

Méthode M: Validité des hypothèses concernant les tritons

La méthode M (estimation directe de l'émission de mi-rapidité) suppose que les tritons sont essentiellement produits par cette émission. La méthode E (soustraction de l'évaporation) confirme-t-elle cette supposition?

La figure V.3 représente les pourcentages de tritons qui appartiennent à l'émission de mi-rapidité, établis avec la méthode E, en fonction du paramètre d'impact expérimental et pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon).

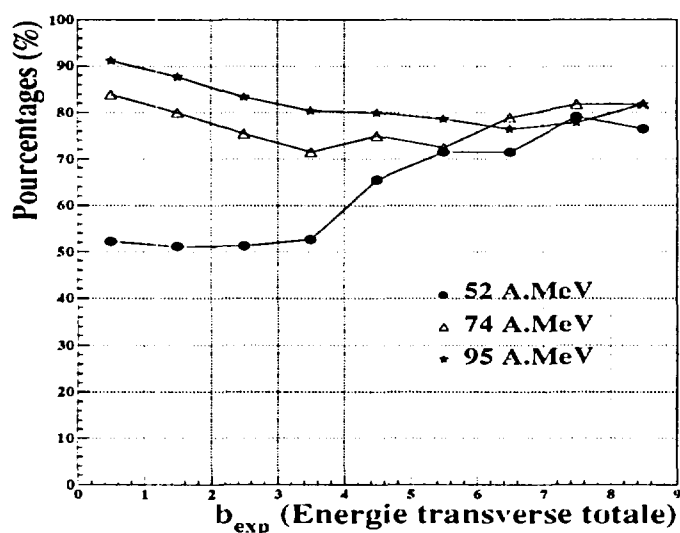


Figure V.3: Pourcentages de tritons appartenant à l'émission de mi-rapidité, déterminés par la méthode E, en fonction du paramètre d'impact expérimental et pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon)

Nous constatons que plus de 70% des tritons proviennent de l'émission de mi-rapidité quels que soit le paramètre d'impact expérimental et quelle que soit l'énergie incidente, sauf à 52 MeV par nucléon pour les collisions centrales. Nous en verrons les raisons dans le paragraphe suivant. Ce résultat, obtenu en ôtant l'évaporation du quasi-projectile, confirme donc à postiori la première hypothèse de la méthode M: l'essentiel des tritons provient de l'émission de mi-rapidité.

Vérifions maintenant la seconde hypothèse de la méthode M: la forme de la composante de mi-rapidité des différents produits de réaction est-elle identique à celle des tritons? Pour ce faire, nous allons comparer les composantes de mi-rapidité obtenues avec les deux méthodes.

La figure V.4 représente les composantes de mi-rapacité déterminées avec les deux méthodes pour les protons, les deutons et les particules alpha à 74 MeV par nucléon et pour quatre gammes de paramètre d'impact. La méthode E est représentée en gris clair, la M en gris foncé. Sur ces figures, nous avons également représenté, à l'aide d'une flèche, la rapidité du quasi-projectile déterminée avec la méthode E.

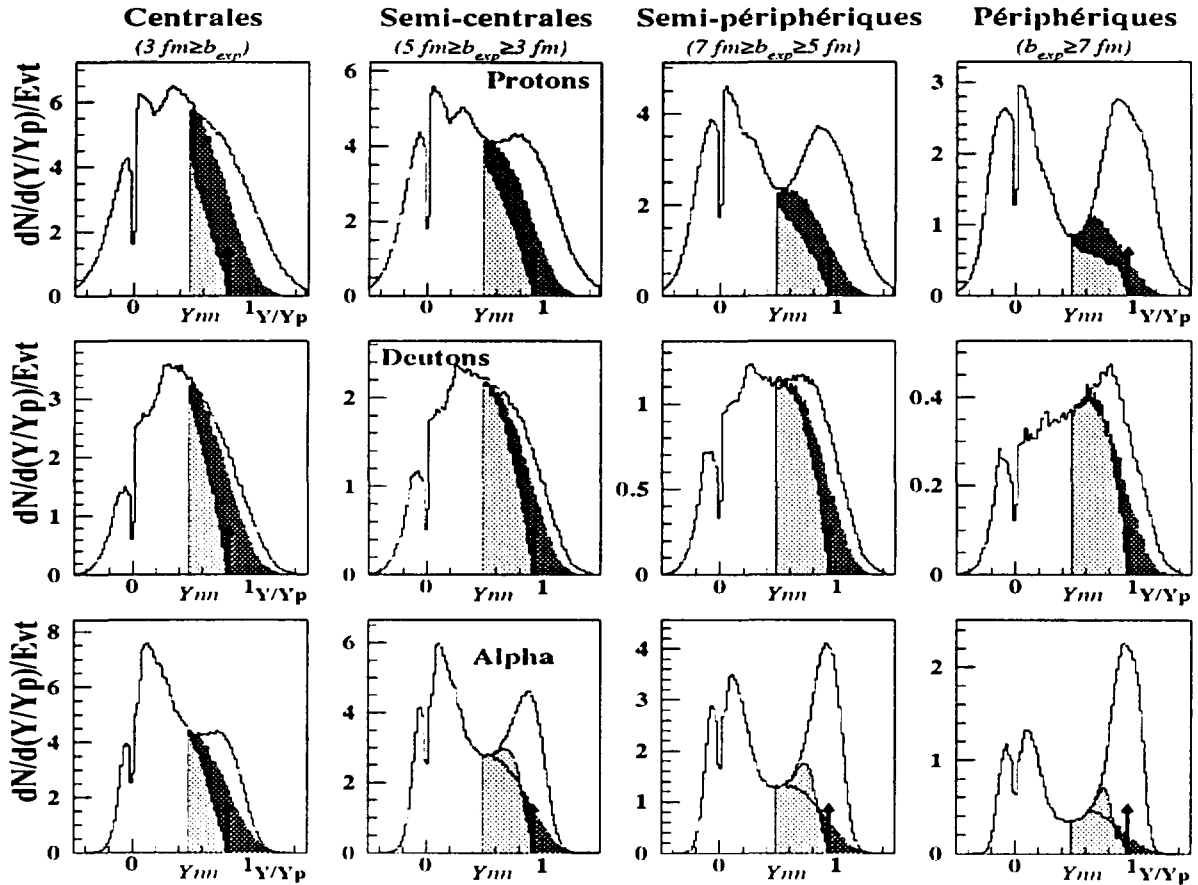


Figure V.4: Représentation de la composante de mi-rapacité pour les protons, les deutons et les particules alpha effectuée à l'aide des deux méthodes pour le système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon.

Il apparaît que les formes des composantes de mi-rapacité des protons et des deutons évaluées avec la méthode E sont semblables à la distribution de rapidité brute des tritons. Ce résultat conforte donc en partie la seconde hypothèse de la méthode M.

Cependant, cette observation n'est pas vraie pour tous les produits de réaction. On observe, en effet, un pic à l'arrière du quasi-projectile pour les particules alpha. Il en est de même pour les fragments de charge égale à 3,4 ou 5 et dans une moindre mesure pour les Hélium 3. Ce pic est d'autant plus prononcé que la collision est périphérique. Un épaulement

était déjà présent sur les distributions de rapidité des protons, des deutons et des tritons mais uniquement dans les collisions très périphériques et de façon nettement moins marqué. Les particules alpha et les fragments de masse intermédiaire sont donc produits à l'arrière du quasi-projectile d'une manière prépondérante par rapport aux autres particules.

Cette composante a déjà été observée sur le système Xe+Sn à 50 MeV par nucléon dans les collisions périphériques pour l'ensemble des produits de réaction (deutons, tritons, particules alphas et fragments de masse intermédiaire) dans la référence [LUKASIK⁺97]. Elle est associée à l'émission dynamique et asymétrique du quasi-projectile. Celui-ci est déformé à l'issue de la collision et fissionne le long de l'axe qui relie les deux partenaires. Pour le système Ar+Ni, les distributions angulaires effectuées dans le référentiel du quasi-projectile à 95 MeV par nucléon confirment cette interprétation. Elles montrent que les particules alpha et les fragments de charge égale à 3,4 ou 5, situés à l'arrière du quasi-projectile, sont émis le long de l'axe défini par la direction du quasi-projectile.

Cette composante n'est pas totalement prise en compte dans la méthode M. C'est pourquoi, cette méthode délivrera parfois des valeurs pour l'émission de mi-rapidité inférieures à celles qui seront établis par la méthode E, en particulier pour les particules alpha. Néanmoins, nous verrons que les valeurs globales obtenues pour l'émission de mi-rapidité par la méthode M sont en général toujours supérieures à celles que délivrera la méthode E. La composante associée à la fission dynamique du quasi-projectile n'est donc pas quantitativement prépondérante par rapport à toute la matière associée à l'émission de mi-rapidité, en tout cas pour le système léger Ar+Ni.

Les hypothèses effectuées sur l'origine des tritons sont donc confirmées par la première méthode. Seule l'émission dynamique du quasi-projectile n'est pas totalement prise en compte dans la méthode M. Nous verrons que cette restriction n'affecte pas les résultats globaux.

Examinons maintenant les limites de fiabilité des méthodes. Conservent-elles le même degré de fiabilité sur tout le domaine de paramètre d'impact quelle que soit l'énergie incidente?

Degré de fiabilité des deux méthodes

Les difficultés à identifier l'origine des produits de réaction, entre l'évaporation et l'émission de mi-rapidité, représentent l'essentielle limitation de ces deux méthodes. Si le mélange des deux composantes que l'on cherche à discerner dans l'espace des rapidités est trop important, alors il n'est plus possible d'identifier la provenance des particules et des fragments à l'aide des distributions de rapidité parallèle.

Les événements pour lesquels le recouvrement de ces deux composantes est le plus important sont les collisions centrales. En effet, pour ces réactions, la vitesse relative entre le quasi-projectile et la quasi-cible est faible et par conséquent une fraction des particules évaporées se situe au voisinage de la mi-rapidité. Ceci est d'autant plus vrai que l'énergie incidente est faible. De plus, si l'émission de mi-rapidité provient de la zone de recouvrement des deux noyaux incidents, alors c'est dans ces collisions que cette émission sera quantitativement la plus importante. C'est donc pour les collisions les plus centrales que

les deux méthodes perdent en partie de leur fiabilité.

Les conséquences de cette limitation sur l'estimation de l'émission de mi-rapidité par les deux méthodes sont les suivantes: pour la méthode E, l'estimation de l'évaporation du quasi-projectile sera trop forte. On comptabilise en effet dans cette composante une part importante des particules appartenant à l'émission de mi-rapidité. Par conséquent, cette méthode conduira à une estimation trop faible de l'émission de mi-rapidité. En revanche, la méthode M délivrera une estimation trop importante de cette émission puisqu'une fraction non négligeable de l'évaporation des deux partenaires sera comptabiliser dans la composante de mi-rapidité. Nous observerons donc des écarts plus importants entre les résultats délivrés par les deux méthodes dans les collisions centrales.

Enfin, pour la méthode E il n'est plus possible de déterminer dans les collisions centrales la position du pic associé au quasi-projectile sur les distributions de rapidité des fragments de charge supérieure ou égale à trois. Pour contourner cette difficulté, nous avons supposé que la vitesse du quasi-projectile dans les collisions centrales peut être extrapolée à partir de celles obtenues dans les collisions périphériques.

Ces deux méthodes sont donc **fiables sur la plus grande partie du domaine de paramètre d'impact expérimental**. Seuls les résultats obtenus dans les collisions centrales pour les faibles énergies incidentes sont moins précis. Par la suite, les résultats associés aux trois premières tranches en énergie transverse (collisions les plus centrales) ne seront présentés qu'à titre indicatif. Il faut cependant noter que leur section efficace expérimentale ne représentent que 280 mb c'est-à-dire 11% de la section efficace géométrique totale.

Exposons maintenant la force de ces deux méthodes.

Intérêts des deux méthodes

Elles présentent un intérêt double:

- Elles vont nous permettre de déterminer les caractéristiques globales de l'émission de mi-rapidité. Nous déterminerons ainsi l'importance de cette émission en calculant sa masse.
- Nous pouvons également les utiliser pour chaque type de particule. Nous déterminerons les caractéristiques de l'émission de mi-rapidité selon la nature des éjectiles.

Dans les deux cas, ces méthodes présentent l'avantage d'apporter des réponses quantitatives.

V.2 Quantité de matière associée à l'émission de mi-rapidité

Dans un premier temps, nous allons estimer l'importance de l'émission de mi-rapidité selon la centralité de la collision. Quelle est la quantité de matière emportée par cette

émission? Que représente-t-elle par rapport à la masse initiale du système? Correspond-elle à toute la masse incidente dans les collisions les plus centrales?

a Quantité de matière mise en jeu entre les deux partenaires

Les résultats sont établis à l'aide des particules émises au dessus de la mi-rapidité et non pas par rapport au centre de masse du système. Afin de tester l'effet de cette coupure, nous allons comparer le système légèrement asymétrique Ar+Ni au système symétrique Ar+KCl pour lequel la rapidité du centre de masse est égale à la mi-rapidité. Ces comparaisons seront effectuées pour les mêmes énergies incidentes disponibles, c'est-à-dire à 52 et 74 MeV par nucléon.

Masse détectée au dessus de la mi-rapidité

La figure V.5 représente les masses totales mesurées au dessus de la mi-rapidité pour les systèmes Ar+Ni et Ar+KCl à 52 et 74 MeV par nucléon en fonction du paramètre d'impact expérimental. Pour les deux systèmes, celui-ci est déterminé avec la même procédure basée sur les distributions d'énergie transverse totale. Pour calculer ces masses, nous avons sommé les masses de tous les produits de réaction émis au dessus de la mi-rapidité. De plus, nous avons supposé que le nombre de neutrons émis dans chaque collision est égal au nombre de protons détectés. Nous avons également corrigé cette masse de la perte des particules et des fragments légers (de charge inférieure ou égale à 5) due à l'efficacité géométrique limitée d'INDRA (90% de 4π).

Nous constatons que la masse totale détectée au dessus de la mi-rapidité pour le système Ar+Ni est toujours inférieure à celle détectée pour le système Ar+KCl. L'écart est d'autant plus important que la collision est centrale. Dans les collisions Ar+Ni, la cible est de plus grande taille que dans les réactions Ar+KCl. Il est donc possible que le projectile transfère plus de nucléons à la cible dans les réactions Ar+Ni. Mais il est également possible qu'une partie de l'émission de mi-rapidité provenant du quasi-projectile soit émise entre la rapidité du centre de masse et la mi-rapidité.

Nous ne pouvons pas déterminer l'émission de mi-rapidité à partir de la rapidité du centre de masse. En effet, si nous sommions les masses des produits de réaction émis au dessus cette rapidité alors nous obtenons, quel que soit le paramètre d'impact expérimental, une masse totale toujours supérieure à celle du projectile incident dans les collisions Ar+Ni. Cet excès de masse est certainement imputable à la désexcitation de la quasi-cible: la séparation dans l'espace des rapidités entre l'évaporation du quasi-projectile et l'évaporation de la quasi-cible est située à mi-rapidité (cf paragraphe IV.2). C'est pourquoi, nous avons établi nos résultats avec l'ensemble des produits de réaction émis au dessus de la mi-rapidité.

Nous remarquons de plus que, malgré les corrections effectuées, la masse mesurée pour le système Ar+KCl est toujours inférieure, à une ou deux unités de masse près, à la masse initiale du projectile, sauf dans les collisions périphériques. Les estimations des masses

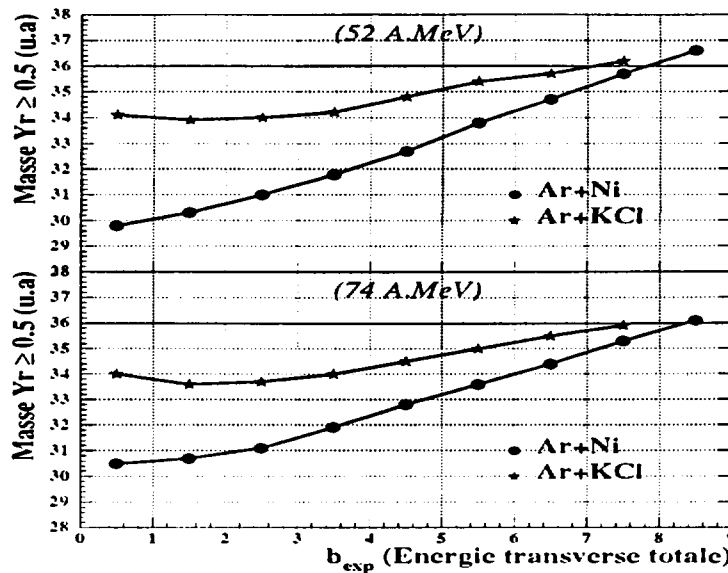


Figure V.5: Masses mesurées au dessus de la mi-rapacité pour les systèmes Ar+Ni et Ar+KCl à 52 et 74 MeV par nucléon.

associées à l'émission de mi-rapacité ou à l'évaporation du quasi-projectile seront donc en valeur absolue toujours inférieures aux valeurs réelles.

Au vu de ces résultats préliminaires, nous allons maintenant déterminer les masses associées à l'émission de mi-rapacité et à la désexcitation du quasi-projectile.

Masse associée à l'émission de mi-rapacité

La figure V.6 représente les masses associées à la composante de mi-rapacité et à la composante évaporative. Elles sont calculées avec les méthodes E et M en fonction du paramètre d'impact expérimental et pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon). Les parties hachurées de ces figures correspondent au domaine de paramètre d'impact expérimental où les méthodes utilisées sont moins performantes.

Les écarts importants entre les résultats délivrés par les deux méthodes, à 52 MeV par nucléon pour les collisions les plus centrales, résultent des limitations que nous avons exposé dans le paragraphe V.1.b.

Nous constatons que la masse associée à l'émission de mi-rapacité est d'autant plus élevée que la collision est centrale. Elle représente quelques pourcents de la masse initiale du projectile dans les collisions périphériques et augmente jusqu'à 60% dans les collisions centrales. Cette augmentation est en accord avec toutes les interprétations qui placent l'origine de l'émission de mi-rapacité dans la zone de recouvrement. Cette dernière est en effet d'autant plus volumineuse que la collision est centrale.

Nous remarquons cependant qu'elle ne représente pas toute la masse du système inci-

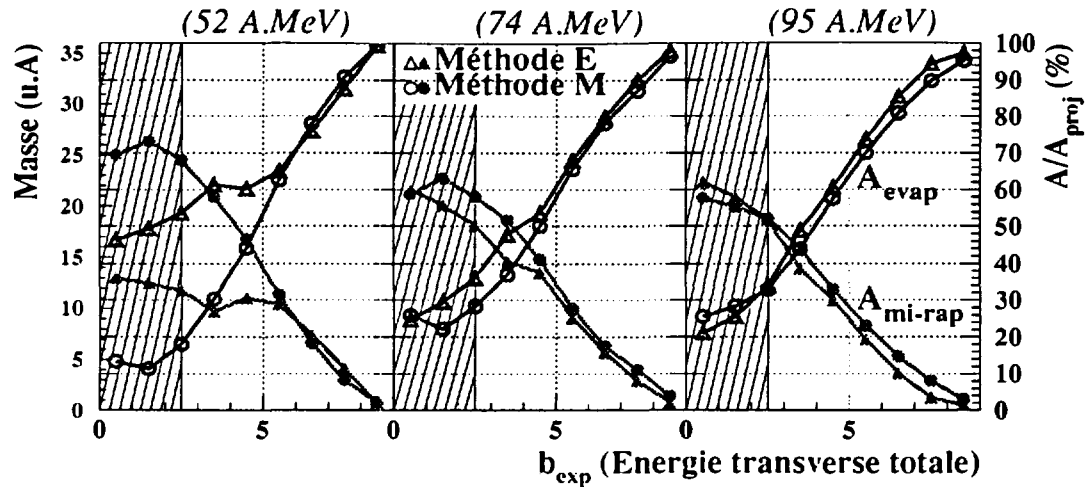


Figure V.6: Masses de la composante de mi-rapidité et de la composante évaporative calculées à l'aide des deux méthodes à 52, 74 et 95 MeV par nucléon.

dent dans les collisions les plus centrales. Des résultats obtenus avec le système Xe+Sn à 50 MeV par nucléon et présentés dans la référence [MARIE⁺97] sont en effet compatibles avec cette hypothèse. Ils montrent que les événements constitués d'une seule source, certainement les événements les plus centraux, sont accompagnés de deux rémanants de faibles tailles associés au quasi-projectile et à la quasi-cible. Si, quantitativement, le ou les processus à l'origine de l'émission de mi-rapidité évoluent continument sur toute la gamme de paramètre d'impact, comme nous l'observons en partie sur la figure V.6, alors cette source unique peut représenter le cas où la majeure partie du système est associée à l'émission de mi-rapidité.

Dans notre analyse, les événements qui possèdent un angle d'ellipsoïde supérieure à une valeur limite (30° à partir 74 MeV par nucléon) ont été ôtés (Cf: paragraphe III.3.d). Le nombre d'événements de fusion présent dans notre étude est donc grandement limité par cette condition. La conservation de ces événements ne modifie cependant pas les résultats. En effet, l'énergie transverse totale ne permet pas de classer avec suffisamment de précision les collisions les plus centrales (Cf: paragraphe III.2.d). Ces dernières résultent d'un mélange de réactions plus ou moins dissipatives. De plus, les méthodes développées pour estimer cette masse sont moins performantes dans les collisions centrales.

Ces conditions ne nous permettent pas d'isoler les événements les plus centraux pour lesquels la quasi-totalité de la masse du système pourrait être associée à l'émission de mi-rapidité. Il n'est donc pas étonnant que la masse de l'émission de mi-rapidité n'atteigne pas toute la masse du système dans les collisions les plus centrales.

Pour tenter de remédier à ces limitations, nous avons effectué un autre classement basé sur les propriétés cinématiques du quasi-projectile. Ce classement nous permettra

également de vérifier que la dépendance de la masse de mi-rapidité vis-à-vis de la centralité de la collision est peu liée à la variable utilisée pour estimer le paramètre d'impact.

Masse associée à l'émission de mi-rapidité estimée avec un autre classement

Dans cette analyse, aucune condition sur l'angle d'ellipsoïde de chaque événement n'est imposée. Les événements sont triés à l'aide des propriétés cinématiques du quasi-projectile. Le principe de ce classement a été décrit dans le paragraphe III.2.

La figure V.7 représente la masse associée à l'émission de mi-rapidité déterminée avec les deux méthodes. Nous constatons que cette masse croît, comme avec le classement en énergie transverse, avec la centralité de la collision. L'évolution moyenne, représentée par les étoiles noires, est en particulier cohérente avec celle que nous observerons sur la figure V.8. Nous remarquons cependant de plus grandes divergences entre les résultats délivrés par les deux méthodes dans les réactions centrales.

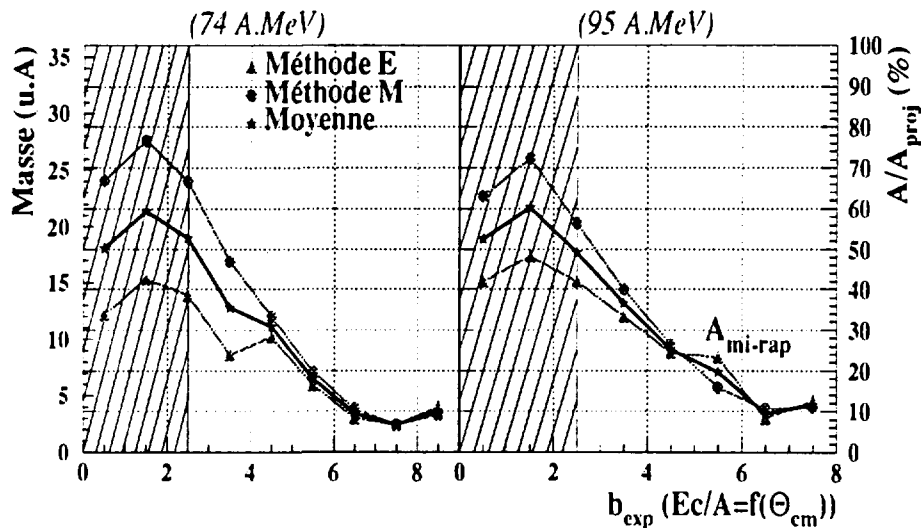


Figure V.7: Masses de la composante de mi-rapidité et de la composante évaporative calculées à l'aide des deux méthodes à 74 et 95 MeV par nucléon. Le paramètre d'impact est estimé à l'aide des propriétés cinématiques du quasi-projectile.

Ces divergences résultent du tri des événements effectué ici. Avec ce classement, les collisions centrales correspondent à des événements dans lesquels le quasi-projectile est fortement ralenti (sa vitesse est proche de celle du centre de masse), les périphériques, à des événements dans lesquels le quasi-projectile a pratiquement conservé la vitesse initiale du faisceau. Dans les réactions définies comme centrales, la matière est donc localisée au voisinage du centre de masse, dans les périphériques, au voisinage de la rapidité du projectile incident.

Le degré d'auto-corrélation est alors différent selon la méthode que l'on utilise:

- Pour la méthode E, nous estimons la rapidité du quasi-projectile à l'aide des fragments de charge supérieure ou égale à trois. Cette rapidité est fortement reliée à l'énergie cinétique par nucléon du quasi-projectile et par conséquent au classement utilisé. Elle est donc faible dans les réactions centrales. L'estimation de l'évaporation est alors importante dans ces réactions et par conséquent la masse de l'émission de mi-rapidité faible.
- Pour la méthode M, la masse associée à l'émission de mi-rapidité est importante dans les collisions centrales. En effet, dans ces réactions la matière est localisée au voisinage du centre de masse.

Avec une estimation différente de la centralité des collisions, nous observons la même dépendance de la masse de mi-rapidité vis-à-vis du paramètre d'impact expérimental. Le résultat obtenu avec le classement en énergie transverse totale est donc confirmé. Les divergences observées dans les réactions centrales résultent du classement que nous avons utilisé.

Dans la suite de ce mémoire, nous n'utiliserons plus ce classement. En effet, celui-ci influe fortement sur la technique utilisée pour déterminer la rapidité du quasi-projectile dans la méthode E. De plus, il est uniquement réalisé à partir des éjectiles de charge supérieure ou égale à 2 émis à l'avant dans le centre de masse. Les problèmes d'auto-corrélation sont donc différents entre les particules de charge égale à 1 et les autres produits.

Examinons maintenant l'influence de l'énergie incidente sur la masse de l'émission de mi-rapidité.

Evolution avec l'énergie incidente

Nous avons représenté sur la figure V.8 l'évolution, avec l'énergie incidente et le paramètre d'impact, de la masse moyenne de l'émission de mi-rapidité. Les symboles représentent la moyenne des deux méthodes, les barres d'erreur les limites inférieure et supérieure délivrées par ces méthodes.

Dans le domaine de paramètre d'impact expérimental où les méthodes sont fiables, nous constatons que cette masse diminue de l'ordre de 5% lorsque l'énergie incidente croît de 52 à 95 MeV par nucléon. Nous observons donc une faible dépendance de la masse associée à l'émission de mi-rapidité vis-à-vis de l'énergie incidente.

La quantité de matière mise en jeu entre les deux partenaires semble donc essentiellement gouvernée par la géométrie de la collision, c'est-à-dire le paramètre d'impact.

Globalement, nous avons déterminé l'importance de cette émission par rapport à la masse initiale du projectile. Les deux méthodes développées dans le paragraphe V.1 permettent également d'extraire l'émission de mi-rapidité associée à chaque produit de réaction. Afin de préciser l'origine des produits de réaction localisés à mi-rapidité, analysons les propriétés de cette émission selon la nature des éjectiles.

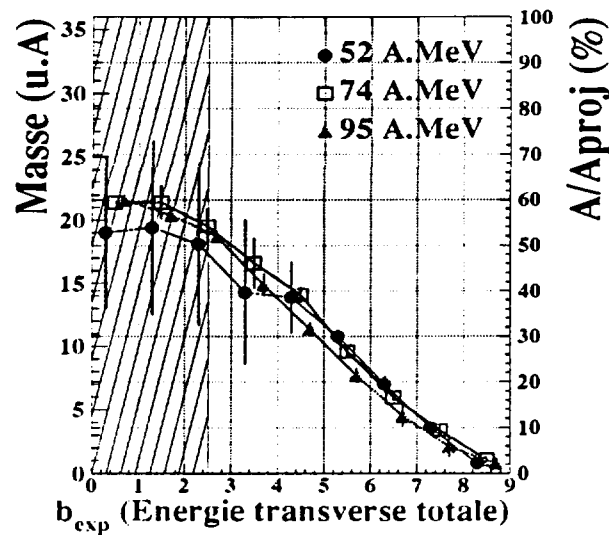


Figure V.8: Evolution de la masse moyenne de l'émission de mi-rapidité en fonction de l'énergie incidente et du paramètre d'impact expérimental.

V.3 Emission de mi-rapidité selon la nature des produits de réaction

Dans un premier temps, nous examinerons la nature des produits de réaction concernés par l'émission de mi-rapidité. Nous avons déjà vu que l'essentiel des tritons provenait de cette émission. Qu'en est-il pour les autres particules légères? pour les fragments?

a Produits de réaction concernés par l'émission de mi-rapidité

La figure V.9 représente, pour chaque type de produit de réaction, les taux d'appartenance à l'émission de mi-rapidité. Ces taux ont été déterminés par rapport à l'ensemble des particules de même nature émises au dessus de la mi-rapidité. Leur valeur complémentaire correspond donc à la proportion de particules associées à la désexcitation du quasi-projectile. Les points représentent la valeur moyenne des deux méthodes, les barres d'erreur, les limites inférieure et supérieure délivrées par ces méthodes.

Nous constatons que 60 à 70% des deutons et 80 à 90% des tritons sont produits par l'émission de mi-rapidité quel que soit le paramètre d'impact expérimental. Ces deux types de particule sont donc les plus à même à caractériser cette émission. Les hélium 3 sont, quant à eux, dans une situation intermédiaire puisque 45 à 55% de ces particules proviennent de l'émission de mi-rapidité.

Encore une fois, nous constatons que les isotopes légers (triton, deuton et Hélium 3 dans une moindre mesure) sont essentiellement produit par l'émission de mi-rapidité. Les capacités de détection et d'identification des isotopes légers par le multi-détecteur INDRA

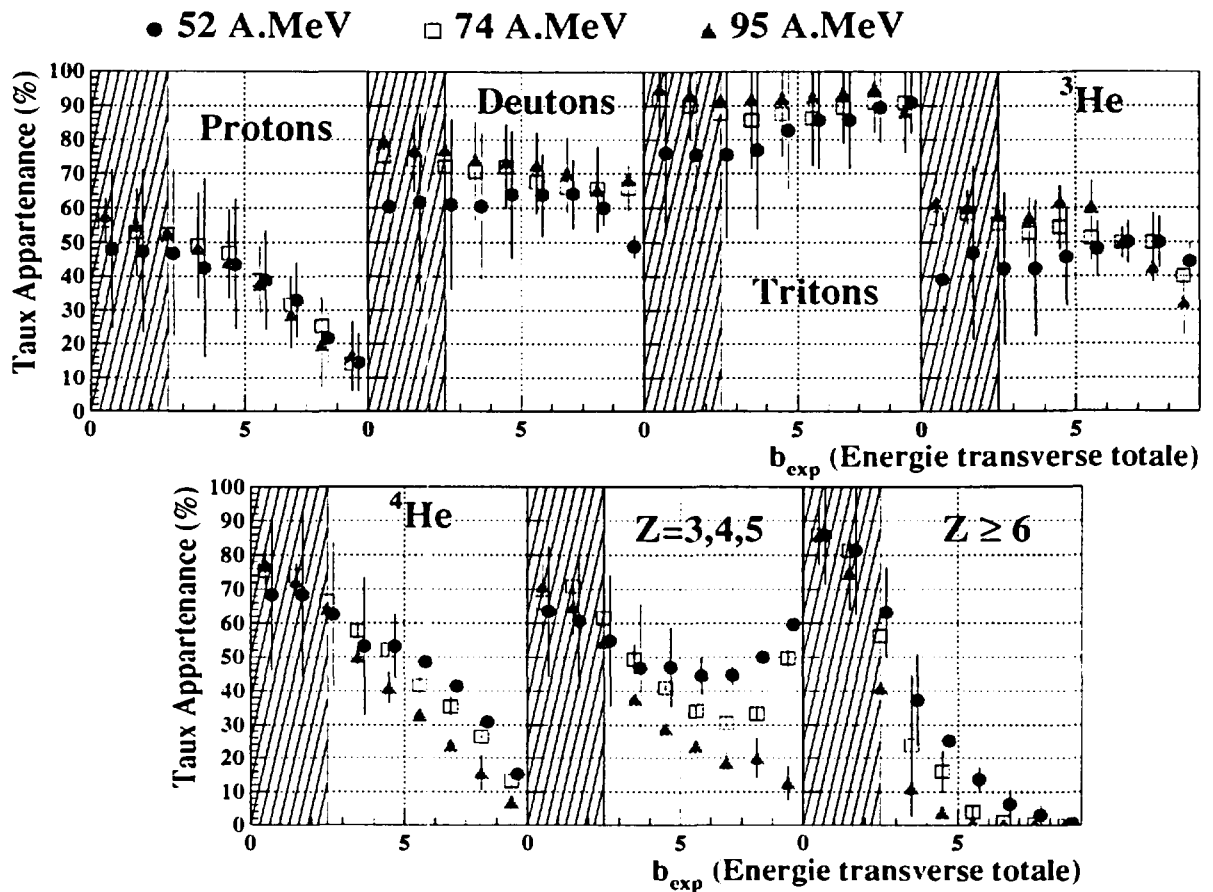


Figure V.9: Pourcentages d'appartenance de chaque produit de réaction à l'émission de mi-rapidité en fonction du paramètre d'impact expérimental et pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon).

se révèlent donc primordiales ici dans notre analyse qui tend à caractériser l'émission de mi-rapidité.

Dans les collisions périphériques, les protons, les particules alpha et les fragments lourds sont essentiellement associés à la désexcitation du quasi-projectile. En revanche, la production de ces éjectiles par l'émission de mi-rapidité semble devenir prépondérante dans les collisions centrales.

Enfin, 30 à 50% des fragments de charge égale à 3,4 ou 5 proviennent de l'émission de mi-rapidité. La présence de fragments de masse intermédiaire dans l'émission de mi-rapidité n'est donc pas négligeable pour un petit système comme $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$. L'augmentation de ces pourcentages avec la périphérie de la collision résulte de deux facteurs. D'une part, la fission dynamique du quasi-projectile est présente dans les collisions périphériques (elle est comptabilisée dans l'émission de mi-rapidité donc au numérateur de ces pourcentages). D'autre part les résidus ou les produits de fragmentation de charge égale à 3,4 ou 5 disparaissent

dans les collisions périphériques (comptabilisée au dénominateur de ces pourcentages).

Notons pour finir que 50 à 80% des fragments de charge supérieure ou égale à six appartiennent à l'émission de mi-rapacité dans les collisions les plus centrales. Remarquons néanmoins que ces fragments ne sont présents que dans un événement sur dix pour les réactions centrales (cf figure V.10).

Afin d'interpréter aisément l'évolution de ces pourcentages avec l'énergie incidente, nous avons déterminé les multiplicités moyennes de chaque produit de réaction pour chacune des deux composantes. Cela nous permettra de plus d'apprécier les nombres absolus de particules ou de fragments produit par événement.

b Multiplicités

Les figures V.10 et V.11 représentent respectivement les multiplicités moyennes par événement de l'émission de mi-rapacité et de la désexcitation du quasi-projectile.

Emission de mi-rapacité

Nous constatons que les multiplicités de tous les produits de réaction appartenant à l'émission de mi-rapacité diminuent avec la périphérie de la collision. Cette décroissance, commune et pratiquement équivalente pour toutes les particules et tous les fragments légers est également observée pour la multiplicité totale. Elle résulte de la diminution de la masse de l'émission de mi-rapacité avec l'augmentation du paramètre d'impact expérimental.

D'autre part, nous notons que les multiplicités des protons, des deutons, des tritons et des hélium 3 augmentent avec l'énergie incidente alors que celles des particules alpha et des fragments de charge supérieure ou égale à 3 diminuent. Ces évolutions opposées signifient-elles des modes de production différents?

Il est probable que l'énergie par nucléon disponible pour la production des éjectiles de mi-rapacité augmente avec l'énergie incidente. Deux interprétations sont alors plausibles:

- Les protons, les deutons, les tritons et les Hélium 3 seraient produits par des collisions directes. Les collisions nucléon-nucléon sont en effet d'autant plus probables que l'énergie incidente est élevée. Les agrégats légers proviendraient soit de collisions agrégat-agrégat soit de la coalescence de nucléons directs. Les particules alpha et les fragments de masse intermédiaire seraient plutôt associés au processus de fission dynamique qui disparaît quand l'énergie incidente croît. Les temps d'interaction étant plus courts, les noyaux n'ont plus le temps de se déformer à l'issue de la collision.
- Une autre interprétation plausible consiste à dire que l'émission de mi-rapacité résulte de la désexcitation d'une source unique. L'énergie déposée dans cette source augmente avec l'énergie incidente. Son degré de dissociation est donc plus important à haute énergie. Les éjectiles légers ($p, d, t, {}^3\text{He}$) sont alors favorablement produits par rapport aux lourds ($\alpha, Z = 3, 4, 5$).

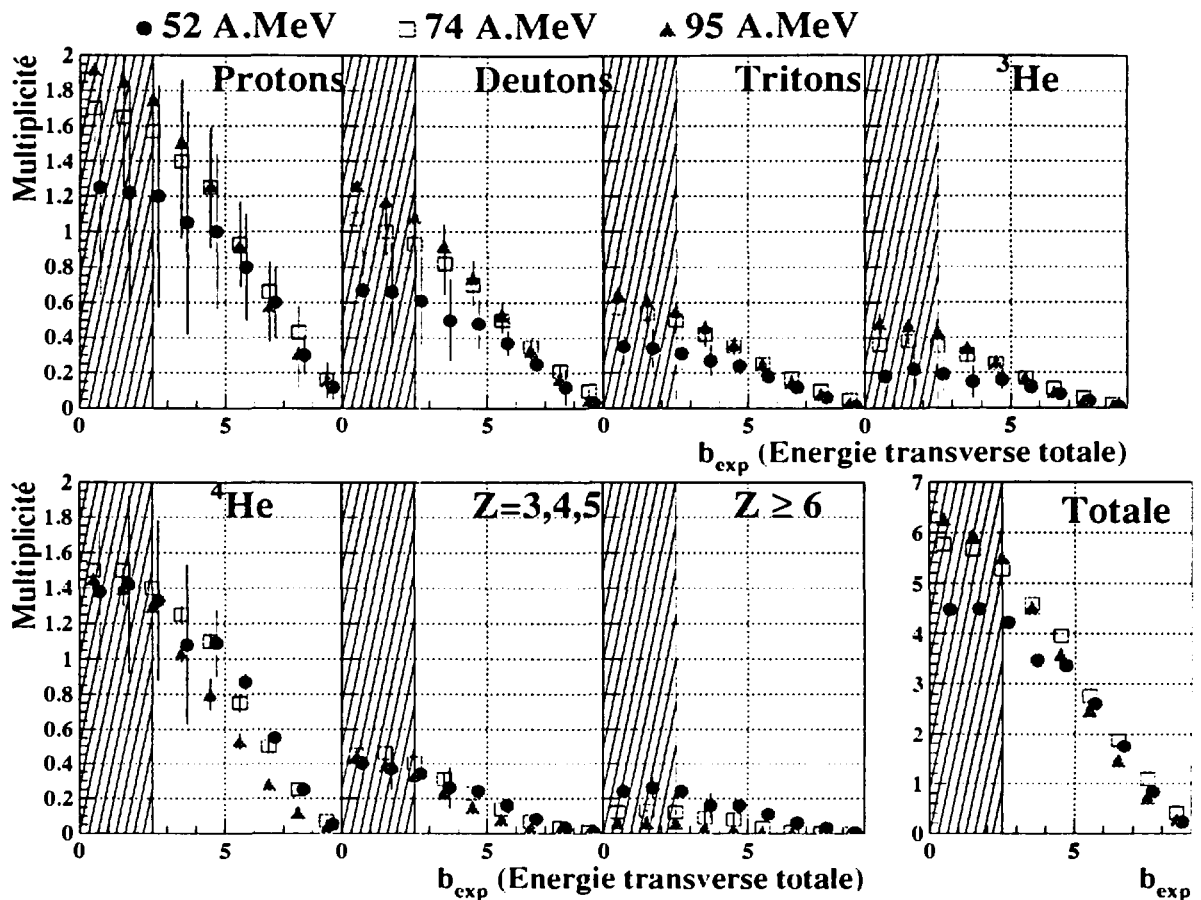


Figure V.10: Multiplicités moyennes de particules appartenant à l'émission de mi-rapacité en fonction du paramètre d'impact expérimental et pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon).

Afin de tester la cohérence et la validité des résultats délivrés par les deux méthodes, étudions l'évolution des multiplicités obtenues pour la désexcitation du quasi-projectile en fonction du paramètre d'impact expérimental et de l'énergie incidente.

Désexcitation du quasi-projectile

Les évolutions des multiplicités associées à la désexcitation du quasi-projectile dépendent de deux facteurs: sa masse et son énergie d'excitation.

L'énergie d'excitation du quasi-projectile baisse pour les grands paramètres d'impact. Par conséquent, les multiplicités de tous les produits de désexcitation du quasi-projectile chutent dans les collisions périphériques ($b_{exp} \geq 5 \text{ fm}$). C'est effectivement ce que nous observons pour tous les produits de réaction, sauf pour les fragments de charge supérieure ou égale à 6. Ces fragments correspondent aux résidus du quasi-projectile. Leur multiplicité

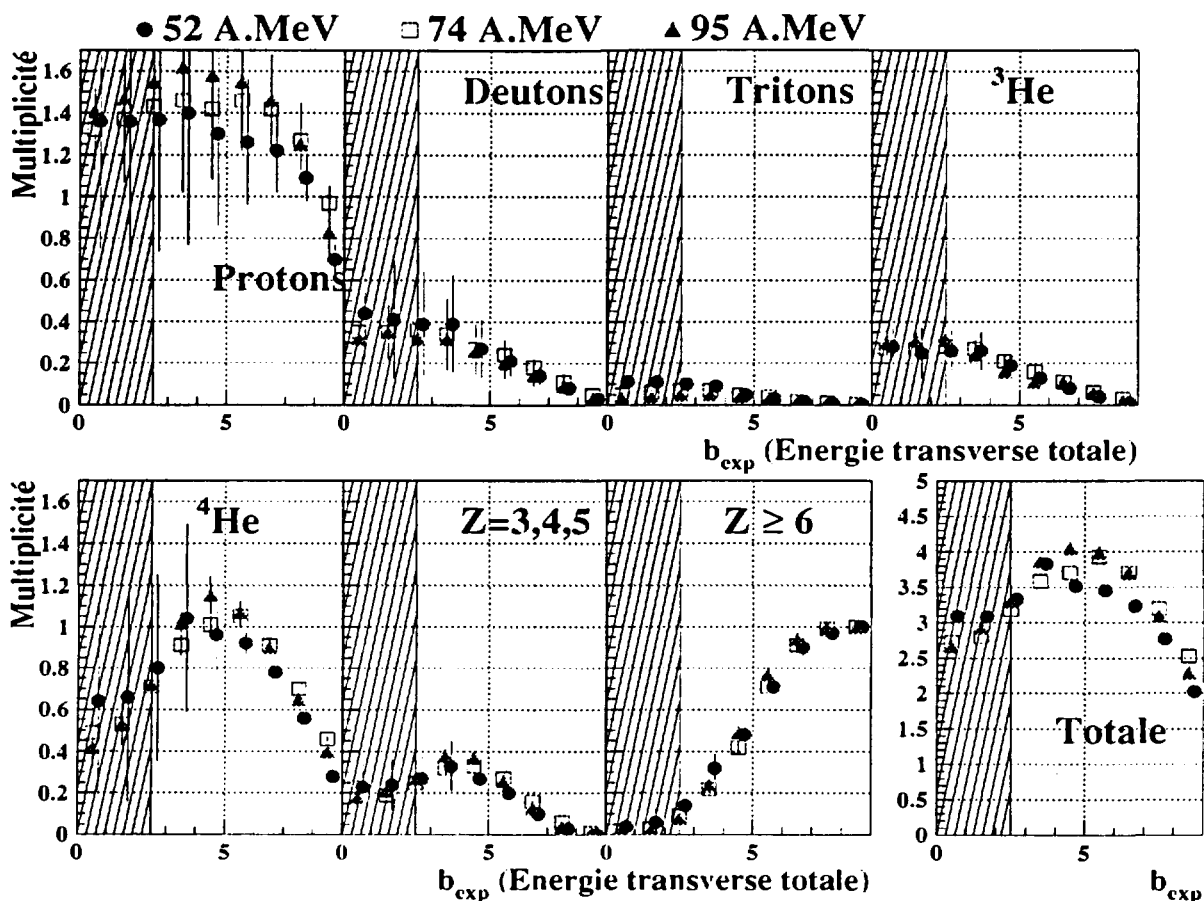


Figure V.11: Multiplicités moyennes de particules appartenant à la désexcitation du quasi-projectile en fonction du paramètre d'impact expérimental et pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon).

tend donc vers 1 dans les collisions périphériques. Nous notons de plus que les multiplicités des protons et des particules alpha ne sont pas nulles dans les collisions les plus périphériques. Ceci résulte des conditions de déclenchement (Cf chapitre I) qui imposent une détection minimum de deux ou trois particules chargées.

Dans les collisions centrales ($b_{\text{exp}} \leq 4\text{fm}$), la masse associée à la désexcitation du quasi-projectile diminue. Elle est de l'ordre de 30 à 40% de la masse initiale (cf figure V.6). C'est pourquoi nous observons une diminution de la multiplicité totale et des multiplicités des particules alpha et des fragments de charge égale à 3,4 ou 5 dans les collisions centrales. Il faut également remarquer que l'émission statistique de particules alpha est moins favorable à haute énergie d'excitation [BORDERIE⁺96]. Les autres particules légères (p,d,t et ${}^3\text{He}$) sont, du fait de leur plus faible masse, moins sensibles à cette diminution de la masse du quasi-projectile. Leur multiplicité est donc relativement constante dans les collisions centrales.

La multiplicité des protons augmente avec l'énergie incidente. Cet accroissement résulte de l'augmentation de l'énergie d'excitation du quasi-projectile avec l'énergie incidente. En revanche, les multiplicités de toutes les autres particules semblent peu dépendre de l'énergie du faisceau. Il est possible que l'augmentation de l'énergie d'excitation du quasi-projectile, d'une énergie incidente à une autre, ne soit pas suffisante pour observer une différence significative dans les multiplicités de ces particules ou plus simplement que notre classement en énergie transverse ne soit pas suffisamment sensible à l'énergie d'excitation du quasi-projectile.

La dépendance vis-à-vis de l'énergie incidente des multiplicités associées à l'émission de mi-rapidité s'avère compatible avec deux scénarii: soit les éjectiles de mi-rapidité sont produit par processus direct, soit ils proviennent de la désexcitation d'une source.

Nous avons complété la mesure des multiplicités en déterminant la composition de l'émission de mi-rapidité en fonction du paramètre d'impact expérimental et de l'énergie incidente. Les taux de production relatifs de chaque type de particules nous aideront peut être à valider un des deux scénarii.

c Compositions

Composition de l'émission de mi-rapidité

La figure V.12 représente les pourcentages de chaque type de particule provenant de l'émission de mi-rapidité ($p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}, Z = 3, 4, 5$ et $Z \geq 5$) déterminés par rapport à toutes les particules qui la constituent.

On constate que les particules légères ($p, d, t, {}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$) représentent 85 à 95% des produits de réaction associés à l'émission de mi-rapidité. Pour le système Ar+Ni, cette émission est donc essentiellement constituée de particules légères. Cette prépondérance est observée quelle que soit l'énergie incidente. Les particules les plus nombreuses sont les protons et les particules alpha puisqu'elles représentent respectivement 30 à 40% et 20 à 30% des particules et des fragments qui constituent l'émission de mi-rapidité. On note alors qu'une fraction importante (35 à 40%) de la masse associée à cette émission est présente sous forme de particules alpha. L'interprétation des évolutions avec l'énergie incidente est identique à celle établie dans le paragraphe précédent pour les multiplicités associées à l'émission de mi-rapidité.

Nous remarquons de plus que les multiplicités relatives des deutons, des tritons et des Hélium 3 sont constantes sur tout le domaine de paramètre d'impact expérimental. En revanche, les multiplicités relatives des particules de masse supérieure à trois diminuent dans les collisions périphériques. Celle des protons augmente. Ces évolutions sont corrélées à la masse de l'émission de mi-rapidité. Elle est faible dans les réactions périphériques (1 à 5 unités de masse). L'émission de mi-rapidité est par conséquent plus facilement composée d'éjectiles légers (protons, deutons) que de produits lourds (particules alpha, fragments) dans ces réactions.

Il est intéressant de comparer ces compositions avec celles obtenues pour la désexcitation du quasi-projectile. En effet, l'énergie d'excitation de ce noyau varie avec le paramètre

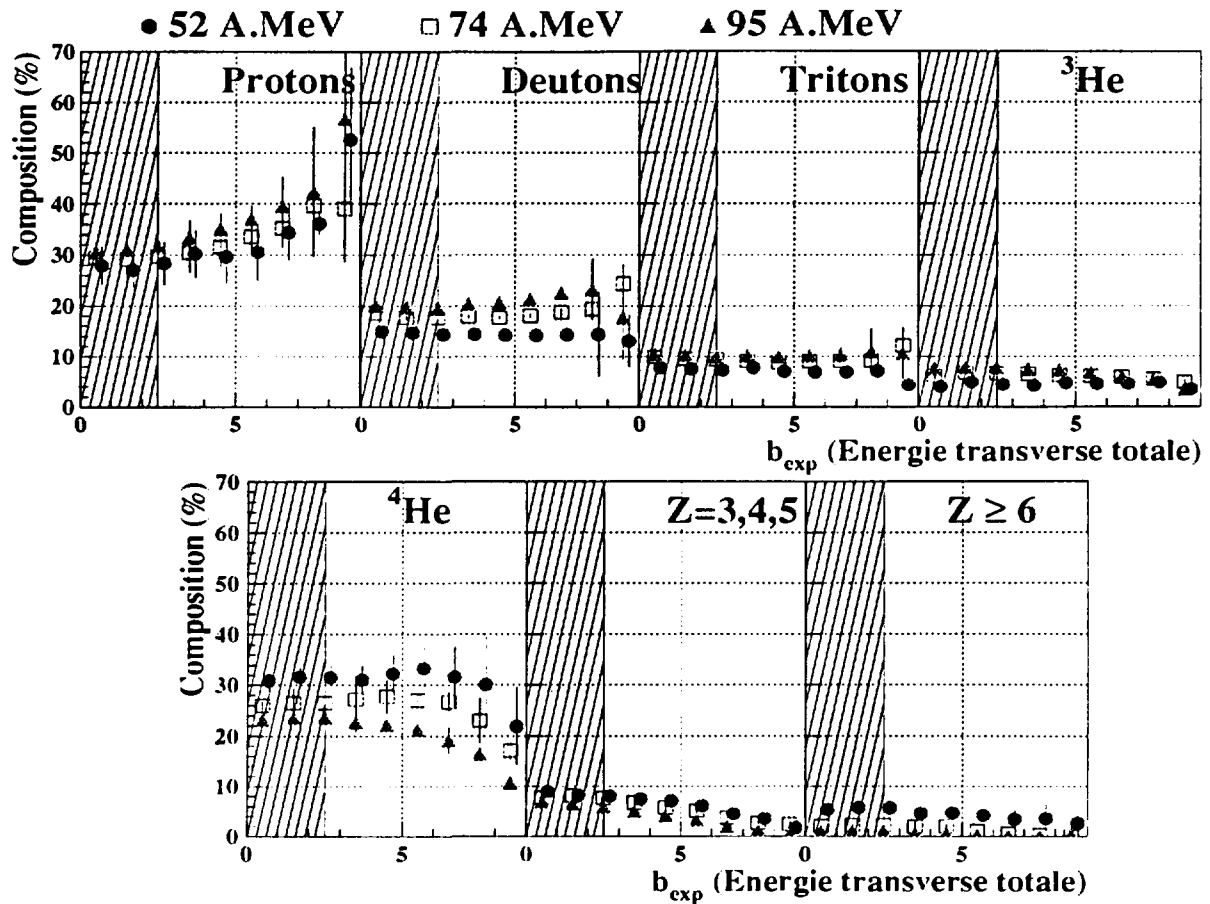


Figure V.12: Compositions de l'émission de mi-rapacité établies pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon).

d'impact. Comment évoluent les taux de production relatifs de chaque type de particule? Sont-ils sensibles à l'énergie stockée dans le noyau émetteur? Voyons ce qu'il en est dans le paragraphe suivant.

Composition de la désexcitation du quasi-projectile

La figure V.13 représente les compositions associées à la désexcitation du quasi-projectile établies pour trois énergies incidentes.

Nous constatons que la majeure partie de l'évaporation du quasi-projectile est constituée de protons (40%) et de particules alpha (20 à 30%). D'un point de vue énergétique, l'évaporation de ces particules est en effet favorisée (Cf paragraphe IV.1.a).

Les évolutions avec l'énergie incidente de ces compositions sont globalement les mêmes que celles des multiplicités associées à la désexcitation du quasi-projectile (Cf figure V.11). Les interprétations de ces évolutions sont identiques à celles du paragraphe précédent.

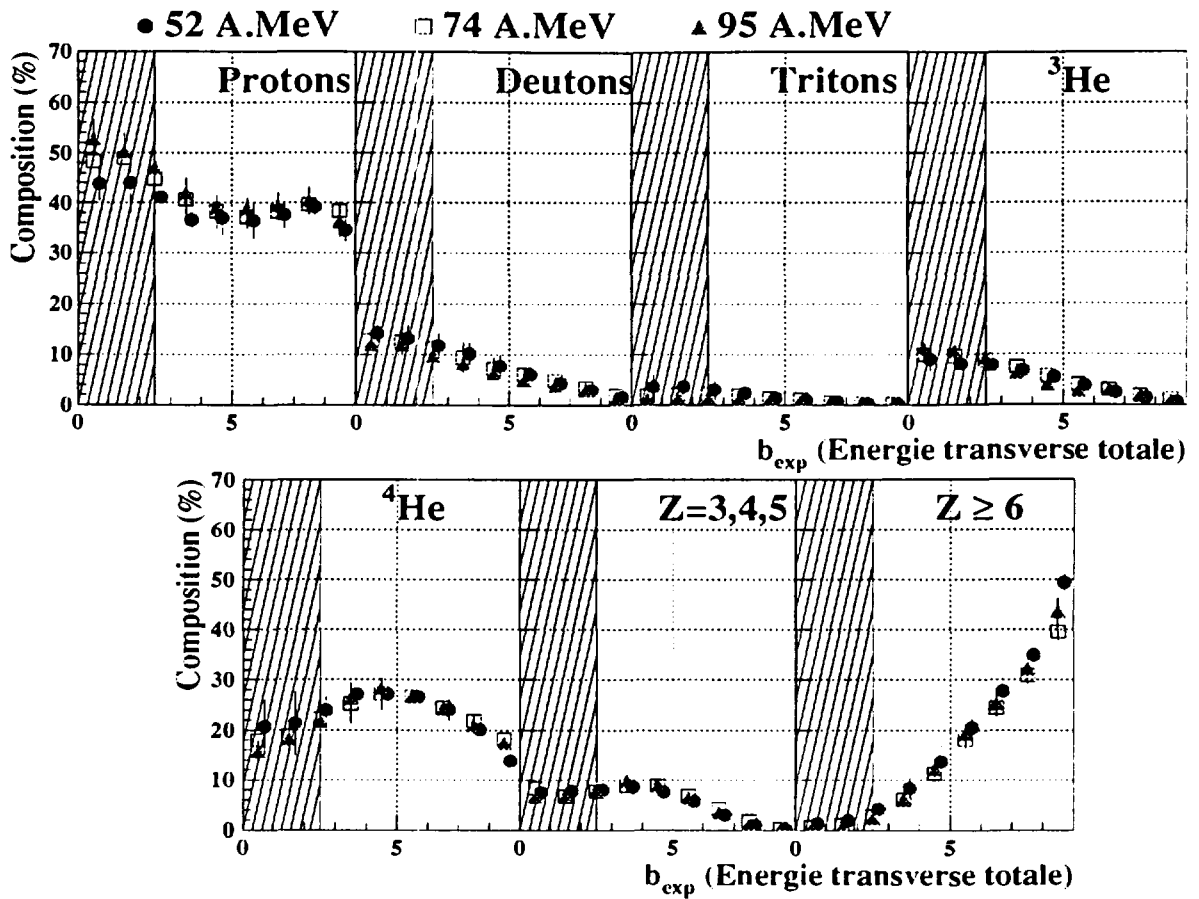


Figure V.13: Compositions de la désexcitation du quasi-projectile établies pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon).

De la même manière, les évolutions de ces multiplicités relatives avec le paramètre d'impact sont identiques à celles observées pour les multiplicités absolues, excepté pour les protons dans les collisions périphériques. Pour ces réactions, l'évaporation du quasi-projectile est essentiellement constituée de protons. Par conséquent, la multiplicité relative de ces particules ne chute pas pour les grands paramètre d'impact.

Discussion

Il est frappant de constater que les multiplicités relatives des deutons, tritons et Hélium 3 n'évoluent pas avec le paramètre d'impact expérimental pour l'émission de mi-rapidité alors qu'elles diminuent pour la désexcitation du quasi-projectile. De la même manière, nous constatons que les multiplicités relatives des protons et des particules alpha associées à l'émission de mi-rapidité n'évoluent pas dans les collisions centrales et semi-centrales ($b_{exp} \leq 6 fm$).

La décroissance des multiplicités relatives des d, t et ${}^3\text{He}$ associées à la désexcitation du quasi-projectile résulte de la diminution de son énergie d'excitation.

Qu'en est-il pour l'émission de mi-rapidité? La constance de ces multiplicités relatives (d,t, ${}^3\text{He}$) vis-à-vis du paramètre d'impact signe-elle un dépôt énergétique par nucléon constant dans une source unique?

Il est difficile de conclure précisément sur les propriétés énergétiques de l'émission de mi-rapidité à partir de ces évolutions de multiplicités relatives. Nous observons en effet une évolution des multiplicités relatives des protons et des particules alpha dans les collisions périphériques. De plus, la masse de l'émission de mi-rapidité varie avec le paramètre d'impact expérimental ce qui rend les comparaisons difficiles.

Dans le paragraphe suivant, nous allons donc nous attacher à caractériser les propriétés énergétiques des éjectiles de mi-rapidité.

V.4 Propriétés énergétiques des éjectiles de mi-rapidité

Dans les analyses précédentes, le paramètre d'impact expérimental est estimé avec l'énergie transverse totale. L'énergie cinétique des produits de mi-rapidité est par conséquent corrélée à cette variable. Il n'est donc pas possible d'étudier sans biais les propriétés énergétiques des éjectiles de mi-rapidité en fonction de cette estimation du paramètre d'impact.

Nous utiliserons donc un autre classement basé sur l'énergie d'excitation du quasi-projectile [MA⁺97]. Cette énergie d'excitation est déterminée événement par événement avec la procédure suivante: le quasi-projectile est reconstruit dans le repère du centre de masse avec les produits de masse supérieure ou égale à trois émis au dessus de la mi-rapidité. L'énergie d'excitation par nucléon de ce noyau est alors déterminée par calorimétrie [CUSSOL⁺93]. Elle est définie comme suit:

$$E_{QP}^*/A = \left[\sum_{i=1}^M E_{c_i} + Q + E_{c_n} \right] / A_{QP}$$

où M est la multiplicité de particules chargées, E_{c_i} l'énergie cinétique de la particule i dans le repère du quasi-projectile, Q la différence d'énergie de masse entre le quasi-projectile reconstruit et ses produits d'émission, E_{c_n} la somme des énergies cinétiques des neutrons et A_{QP} la masse estimée du quasi-projectile.

Dans ce paragraphe nous ne discuterons pas de la validité des valeurs d'énergie d'excitation déterminées. Nous utiliserons uniquement cette variable pour estimer la centralité de la collision. Les grandes valeurs d'énergies d'excitation correspondront aux collisions centrales, les faibles, aux réactions périphériques.

Etudions maintenant à l'aide de ce classement, les propriétés énergétiques des produits de mi-rapidité.

a Valeur moyenne en énergie transverse

Afin de limiter la contribution des particules évaporées au voisinage de la mi-rapidité, nous calculerons la valeur moyenne en énergie transverse des produits de réaction émis dans le domaine angulaire suivant: $\theta_{cm} = 90^\circ \pm 15^\circ$. L'angle θ_{cm} est défini dans le centre de masse par rapport à la mi-rapidité. Cette condition permet également d'éliminer la majeure partie des particules ou des fragments produits par la fission dynamique d'un des deux partenaires.

La valeur moyenne en énergie transverse des particules légères et des fragments de charge égale à 3,4,5 ou 6 est représentée en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon du quasi-projectile sur la partie haute de la figure V.14, en fonction de la multiplicité totale, sur la partie basse de cette figure. L'énergie transverse moyenne a été calculée avec la condition angulaire précédemment citée.

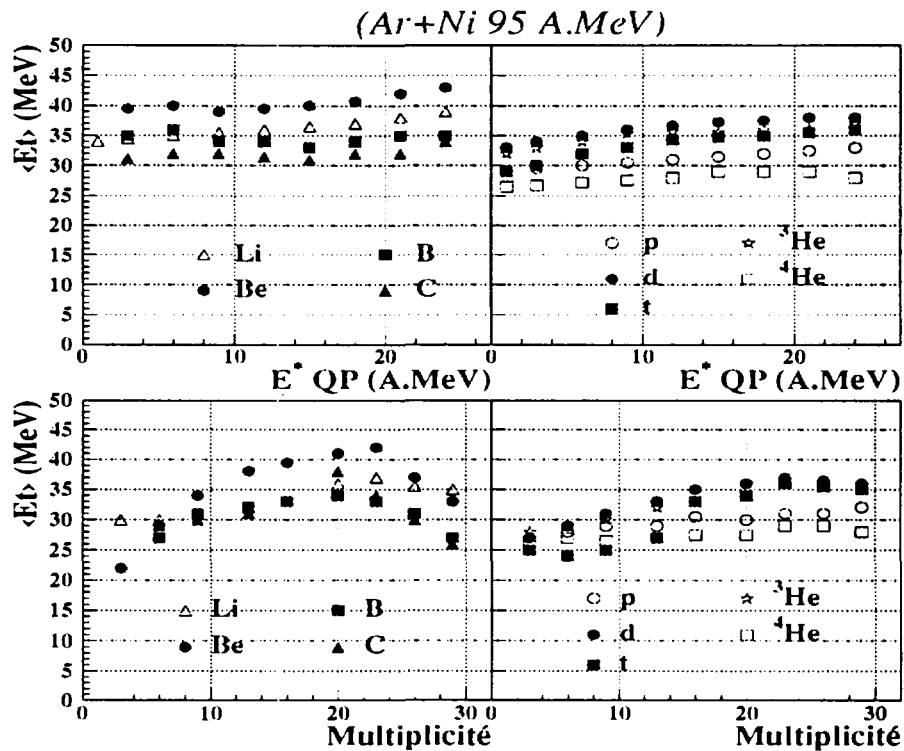


Figure V.14: Valeur moyenne en énergie transverse des produits de mi-rapidité en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon du quasi-projectile et en fonction de la multiplicité totale pour le système Ar+Ni à 95 MeV par nucléon.

Nous constatons, tant pour les fragments de masse intermédiaire que pour les particules légères, que la valeur moyenne en énergie transverse augmente légèrement avec la centralité de la collision. Le constat est identique avec les deux types de classement utilisés. Cette douce augmentation est également observée à 52 et 74 MeV par nucléon comme on peut

le noter sur la figure V.15.

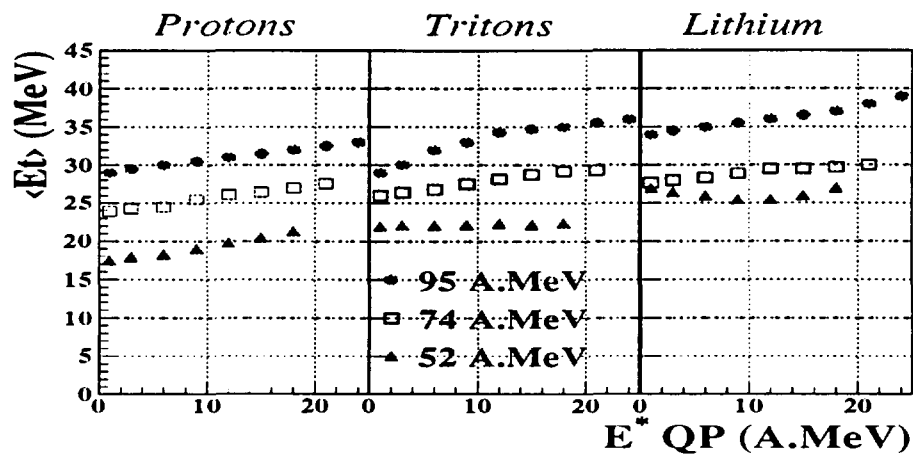


Figure V.15: Valeur moyenne en énergie transverse des protons, des tritons et des Lithium en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon du quasi-projectile pour le système $Ar+Ni$ à 52, 74 et 95 MeV par nucléon.

Une interprétation plausible pour expliquer cette légère augmentation consiste à dire qu'il existe une source de mi-rapacité et que cette source est susceptible de se dilater dans les collisions centrales. L'origine de cette expansion serait soit mécanique, compression dans la première phase de la collision puis expansion, soit thermique, expansion due à une pression thermique forte à l'intérieur de la source. Ces phénomènes sont plus probables dans les collisions centrales où la dissipation de l'énergie incidente est plus élevée. Le surplus énergétique observé dans les réactions centrales serait donc la signature de cette expansion.

Les résultats établis dans la référence [PAK 2)⁺⁹⁶] sur un système de masse voisine $^{40}Ar + ^{45}Sc$ abondent dans ce sens. Une forte augmentation de la valeur moyenne en énergie transverse est observée pour les plus faibles paramètres d'impact (cf figure V.16). Elle est assimilée à l'expansion d'une source pour les collisions les plus centrales. L'analyse menée pour les mêmes énergies incidentes sur notre système $^{36}Ar + ^{58}Ni$ nous conduit à des conclusions très différentes. Nous avons déterminé, avec la "même condition angulaire", la valeur moyenne en énergie transverse des produits de réaction de même nature. De plus, nous avons utilisé le classement qui est défini dans cette référence. Il est basé sur la charge totale détectée à mi-rapacité. Les résultats obtenus avec les deux systèmes sont exposés sur la figure V.16

Nous constatons que nos valeurs sont systématiquement plus faibles dans les collisions centrales. Il n'apparaît donc pas sur le système $^{36}Ar + ^{58}Ni$ de preuve significative de l'expansion d'une source de mi-rapacité et ce quel que soit le classement utilisé (E^*_{QP} , multiplicité ou Z_{mid}). Au contraire, il semble que l'énergie cinétique transverse moyenne des éjectiles de mi-rapacité augmente relativement peu avec la centralité de la collision.

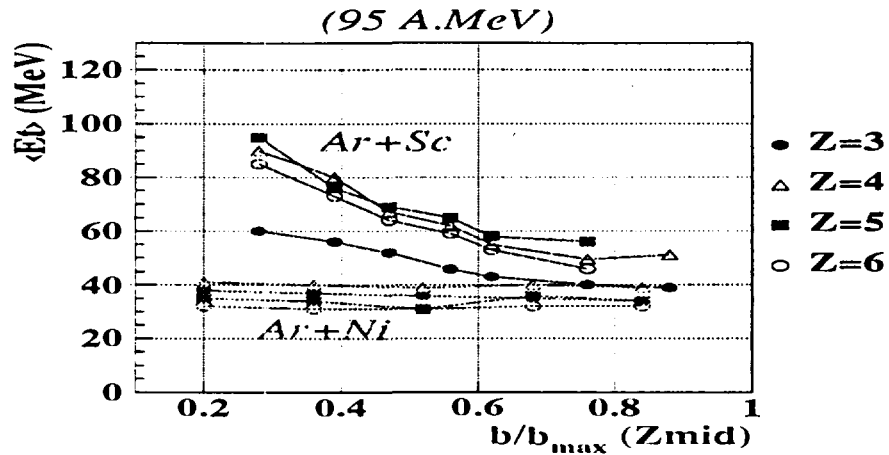


Figure V.16: Valeur moyenne en énergie transverse de différents éjectiles de mi-rapacité en fonction de la charge totale détectée à mi-rapacité pour les systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ [PAK 2)⁹⁶] et $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à 95 MeV par nucléon.

Il n'existe donc pas de forte composante de flot radial dans l'émission de mi-rapacité des systèmes de masse voisine de cent pour des énergies incidentes proches de 100 A.MeV.

Il reste néanmoins possible que cette légère augmentation puisse résulter de l'apparition d'effets collectifs quand le paramètre d'impact diminue mais dans des proportions beaucoup plus faibles que celles obtenues sur le système $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$. Notons que les valeurs d'énergie collective obtenues pour une source en expansion aux énergies intermédiaires sont généralement inférieures à 3 MeV par nucléon [MARIE⁹⁷, STECKMEYER⁹⁶].

Afin d'aller plus en avant dans notre compréhension des propriétés énergétiques de l'émission de mi-rapacité, nous allons déterminer différentes températures apparentes de cette émission.

b Températures apparentes

Avant de commenter l'évolution de ces températures avec la centralité de la collision, nous allons faire une remarque. Estimer une température à l'aide des produits de mi-rapacité revient à considérer que l'origine de ces éjectiles est une source équilibrée. Aucune preuve expérimentale suffisante ne nous permet d'affirmer qu'il en est ainsi. Autrement dit, nous ne savons pas si une source a existé pendant un laps de temps suffisamment grand pour atteindre l'équilibre thermique. Nous utiliserons donc ces températures comme des outils qui nous aideront à caractériser les propriétés énergétiques de l'émission de mi-rapacité.

Nous utiliserons deux techniques différentes pour estimer la température associée aux produits de mi-rapacité. Ces méthodes ont été testées et utilisées au cours des analyses

portant sur la courbe calorique [MA⁺97]. Elles ont permis d'estimer la température du quasi-projectile Ar du système que nous étudions.

Pente des spectres en énergie cinétique des éjectiles de mi-rapacité

La première technique consiste à déterminer la température à partir des spectres en énergie cinétique des éjectiles de mi-rapacité. La pente de ces spectres représente la température apparente de la source d'émission. Elle est obtenue en lissant les spectres à l'aide d'une fonction de type Maxwell-Boltzmann:

$$P(E_c) = \alpha \frac{(E_c - B)}{T^2} \exp - \frac{(E_c - B)}{T}$$

où E_c est l'énergie cinétique de la particule considérée dans le repère de la source, B la barrière coulombienne associée et T la température de la source. α , B et T sont les trois paramètres libres de notre fonction de lissage.

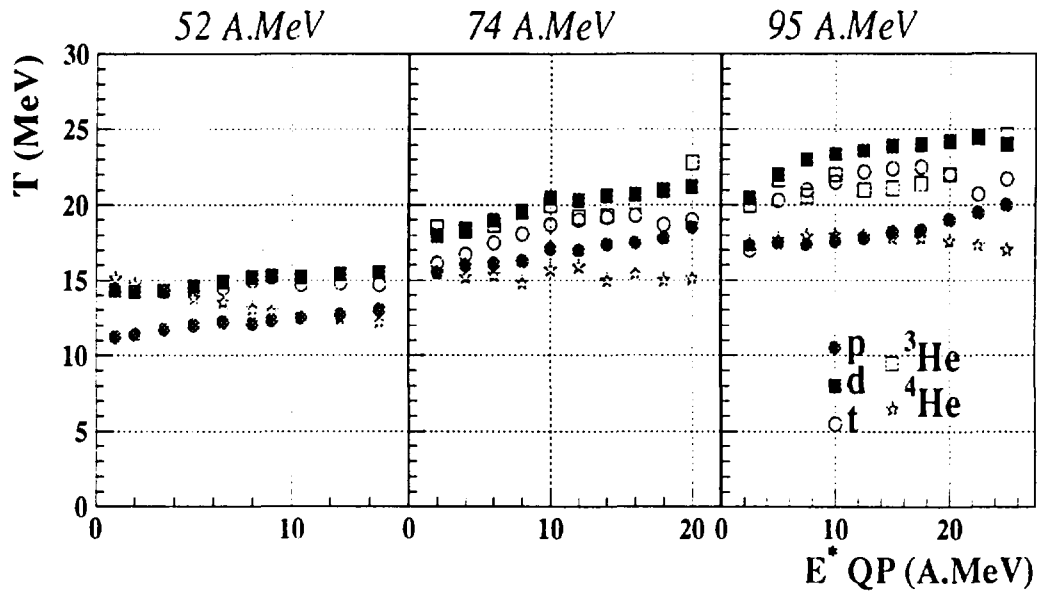


Figure V.17: *Evolutions des paramètres de pente en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile établies à 52, 74 et 95 MeV par nucléon à partir des spectres en énergie cinétique des éjectiles de mi-rapacité.*

La température ainsi estimée représente la température moyennée sur toute la chaîne de désexcitation du noyau émetteur. Cette technique de mesure est sensible aux effets de recul successifs que subit ce noyau après chaque émission et aux techniques utilisées pour déterminer la moment initial de ce noyau. C'est pourquoi ce paramètre n'est qu'une température apparente.

Rapport de taux de production de différentes paires d'isotopes

La seconde méthode consiste à calculer la température à l'aide des taux de production Y de différentes paires d'isotopes légers [ALBERGO85]. La température est alors définie comme suit:

$$T_{r_{nd}} = B / \ln \left(a \cdot \frac{Y(Z_n, A_n) / Y(Z_n, A_n + 1)}{Y(Z_d, A_d) / Y(Z_d, A_d + 1)} \right)$$

où l'indice n (d) est associé à la paire d'isotopes possédant la plus faible (grande) différence d'énergie de liaison. B représente la différence des différence d'énergie de liaison et a est relié aux différents états d'énergie des isotopes. Ces grandeurs sont précisément définies dans les références [ALBERGO85], [POCHODZALLA⁺95].

Cette technique de mesure est affectée par les effets de cassures secondaires des produits d'émission primaires ("side-feeding"). L'obtention de faibles températures, par rapport aux températures déterminées à partir des spectres en énergie cinétique, est en partie due à cet effet [MA⁺97] ainsi qu'à la chaîne de désexcitation.

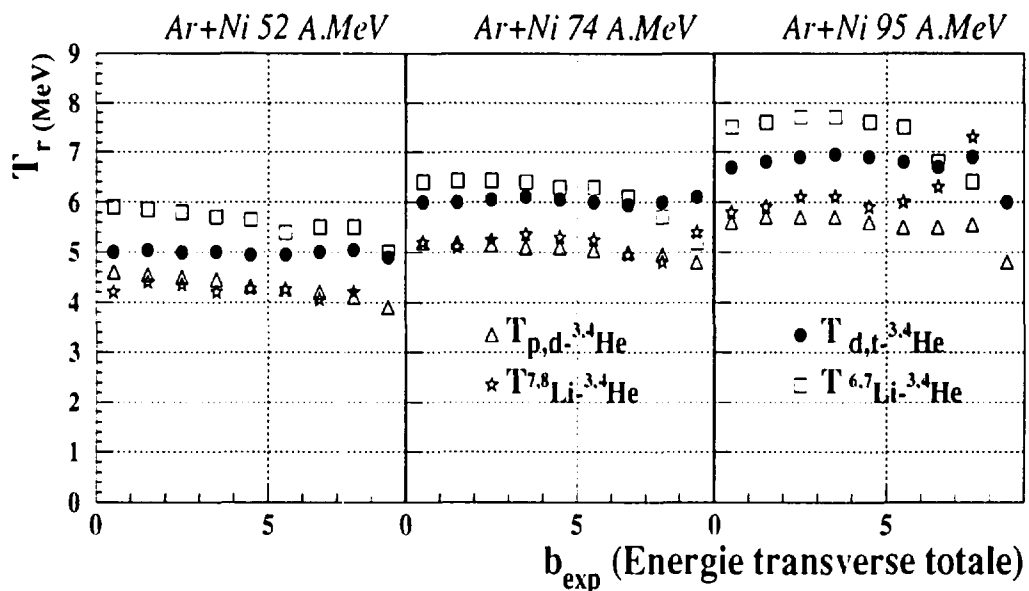


Figure V.18: Evolutions des températures, déterminées à l'aide des rapports de taux de production de différentes paires d'isotopes, en fonction de l'énergie transverse totale à 52, 74 et 95 MeV par nucléon.

Pour déterminer ces températures, nous n'utiliserons que les particules légères et fragments légers émis dans le cône angulaire défini dans le paragraphe précédent.

Nous constatons sur la figure V.17 que les températures (T_s) estimées à partir des spectres en énergie cinétique des particules légères varient peu avec l'énergie d'excitation du quasi-projectile. Elles sont légèrement plus faibles pour les petites énergies d'excitation

du quasi-projectile (c'est à dire pour les collisions périphériques). Ces caractéristiques sont observées de 52 à 95 MeV par nucléon.

De même, les températures (T_r) déterminées avec les rapports de taux de production de différents isotopes évoluent peu avec le paramètre d'impact expérimental (figure V.18). La détermination de cette température n'étant pas corrélée avec les propriétés cinématiques des éjectiles, nous avons également examiné sa dépendance à l'énergie d'excitation du quasi-projectile. De la même manière, nous constatons que cette température (T_r) est indépendante de l'énergie d'excitation du quasi-projectile.

Nous remarquons donc que deux techniques à priori indépendantes donnent une estimation pratiquement constante de la température associée à l'émission de mi-rapacité vis à vis du paramètre d'impact expérimental et de l'énergie d'excitation du quasi-projectile. Cette caractéristique est observée de 52 à 95 A.MeV.

Discussion

Le classement en énergie d'excitation du quasi-projectile que nous utilisons a été déterminé par les auteurs de l'analyse menée sur la courbe calorique dans la référence [MA⁺97]. Nous pouvons donc directement comparer, pour une même énergie d'excitation, les températures obtenues pour l'émission de mi-rapacité et celles déterminées pour le quasi-projectile Ar [MA⁺97]. Les températures associées à l'émission de mi-rapacité sont toujours supérieures aux températures du quasi-projectile, excepté pour les plus fortes énergies d'excitation où elles sont équivalentes. La différence est de l'ordre d'un facteur deux ou trois, selon le type de température étudiée, pour les plus faibles énergies d'excitation du quasi-projectile. Ces résultats sont en accord qualitatifs avec des analyses antérieures effectuées aux énergies intermédiaires [FOX⁺88].

Remarquons de plus que différentes études [STECKMEYER⁺96, PETER⁺95] ont montré que la température du quasi-projectile augmente avec la centralité de la collision. Nous constatons en revanche que les températures associées à l'émission de mi-rapacité sont indépendantes du paramètre d'impact expérimental.

Si nous admettons que les températures déterminées reflètent l'énergie par nucléon disponible pour la production des éjectiles de mi-rapacité alors force est de constater que l'énergie dissipée pour cette émission est indépendante du paramètre d'impact. Il est remarquable de constater que l'énergie par nucléon dissipée dans les deux partenaires augmente avec la centralité de la collision alors que celle disponible pour l'émission de mi-rapacité est constante sur une large gamme de paramètre d'impact. Notons pour finir que l'énergie par nucléon disponible pour cette émission de mi-rapacité apparaît toujours plus élevée que celle dissipée dans le quasi-projectile.

V.5 Conclusion

Caractéristiques de l'émission de mi-rapidité

Nous avons estimé, à l'aide de deux techniques indépendantes, une limite supérieure et inférieure de la masse associée à l'émission de mi-rapidité. La quantité de matière mise en jeu dans cette émission semble indépendante de l'énergie incidente et uniquement gouvernée par la géométrie de la collision. Elle augmente avec le paramètre d'impact expérimental et atteint 50 à 60% de la masse initiale du projectile dans les collisions les plus centrales.

Nous avons déterminé la nature des éjectiles qui composent l'émission de mi-rapidité. Elle est essentiellement constituée de particules légères (85 à 95 % de ses produits d'émission). Nous avons observé que 60 à 70% des deutons et 80 à 90% des tritons proviennent de l'émission de mi-rapidité. Ces particules sont donc les plus à même de caractériser cette émission. De plus, nous avons constaté que les multiplicités des éjectiles légers (p, d, t et ^3He) augmentent avec l'énergie incidente alors que celles des éjectiles plus lourds (α , $Z=3,4,5$) diminuent.

Enfin, nous avons étudié les propriétés énergétiques des éjectiles localisés à mi-rapidité ($\theta_{cm} = 90^\circ \pm 15^\circ$) en fonction du paramètre d'impact et de l'énergie incidente. Pour ce faire, nous avons utilisé trois variables: la valeur moyenne en énergie transverse des éjectiles de mi-rapidité, la pente de leur spectre en énergie cinétique et les rapports de taux de population de différents isotopes. Le constat est identique dans les trois analyses: les propriétés énergétiques de l'émission de mi-rapidité sont indépendantes du paramètre d'impact.

Origine de l'émission de mi-rapidité

Les propriétés de l'émission de mi-rapidité sont compatibles avec deux scénarii.

L'émission de mi-rapidité peut résulter de la désexcitation d'une source (à l'équilibre?) localisée au voisinage de la mi-rapidité. Ce scénario est à l'image de la zone participante des hautes énergies avec cependant des temps d'interaction plus longs. La séparation entre les deux partenaires serait par conséquent moins nette et pourrait conduire dans les collisions semi-périphériques à la formation d'une ou de plusieurs sources par cassure d'un col [LECOLLEY⁺95] et/ou la fission dynamique d'un ou des deux partenaires [LUKASIK⁺97]. Dans les collisions centrales, la limite entre ces phénomènes serait fictive et l'on n'observerait plus qu'une seule source [MARIE⁺97]. La masse associée à tous ces phénomènes dépendrait de la géométrie de la collision et l'énergie par nucléon déposée dans la source de mi-rapidité serait constante et égale à l'énergie par nucléon déposée dans la zone de recouvrement. Ces processus représenteraient la transition entre les collisions très inélatiques de basse énergies et le mécanisme participant-spectateur des hautes énergies.

L'émission de mi-rapidité peut également résulter de la somme de multiples collisions directes (collisions nucléon-nucléon ou agrégat-agrégat) [PETER 2) ⁺90]. Le nombre de ces processus directs est proportionnel au nombre de nucléons présents dans la zone de recouvrement et donc à la géométrie de la collision. Une partie des fragments légers (d, t,

${}^3\text{He}$) pourraient également être formés par coalescence de nucléons directs. Dans tous les cas, ces processus conduisent, du fait de la cinématique des collisions directes, à l'observation de caractéristiques énergétiques constantes sur toute la gamme de paramètre d'impact.

Il est difficile de conclure quant à l'origine précise de l'émission de mi-rapidité. Notons néanmoins que la nature de cette émission dépend certainement de la taille de la zone de recouvrement et par conséquent du paramètre d'impact.

Dans les collisions très périphériques, la zone de recouvrement entre les deux noyaux est faible. Il est difficile d'imaginer qu'un noyau de 4 ou 5 unités de masse (masse associée à l'émission de mi-rapidité dans les collisions périphériques) constitue une source à l'équilibre thermique. Dans les collisions périphériques, il est vraisemblable que l'émission de mi-rapidité ne soit constituée que d'éjectiles directs.

Dans les collisions centrales, nous avons observé la présence de fragments de charge supérieure à deux au voisinage de la mi-rapidité. Il serait surprenant que la majeure partie de ces fragments soit formée par processus directs ou par coalescence de nucléons directs. L'émission de mi-rapidité correspondrait plutôt à la désexcitation d'une source. Notons néanmoins que les processus directs ont lieu aux tout premiers instants de la collision. Il est donc probable qu'ils soient présents sur toute la gamme de paramètre d'impact.

Remarquons pour finir que le processus physique à l'origine de cette émission est identique dans les deux scénarii. Pour des énergies incidentes supérieures à 50 A.MeV, la dissipation de l'énergie dans la zone de recouvrement est réalisée en grande partie par les collisions nucléon-nucléon (nous préciserons cet aspect de l'interaction dans l'introduction du chapitre V). Les propriétés de cette émission sont donc directement reliées au taux de collision nucléon-nucléon dans les noyaux (σ_{nn}) et ceci quel que soit le scénario envisagé. Elles devraient donc apporter des contraintes supplémentaires quant à la détermination, par comparaison avec des modèles microscopiques, de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu.

Enfin, toute analyse phénoménologique de l'émission de mi-rapidité devra s'effectuer avec des variables globales beaucoup plus sélectives que celle que nous avons utilisée si l'on tient à caractériser et identifier les différents mécanismes à l'origine de cette émission. En particulier, toutes comparaisons avec un modèle phénoménologique (où l'on place "à la main" une source équilibrée prête à se désexciter) devra tenir compte du fait que chaque valeur de paramètre d'impact expérimental correspond à un ensemble d'événements. Il est probable que plusieurs mécanismes de réaction soient présents dans ces ensembles d'événements. Il apparaît donc nécessaire dans un premier temps d'isoler chaque mécanisme de réaction pour mener correctement toutes comparaisons phénoménologiques.

Chapitre VI

ETUDES DES COMPOSANTES DU FLOT DE MATIERE NUCLEAIRE

VI.1 Introduction

Le terme de flot provient du mot anglais "flow" dont la traduction est "écoulement". Les analyses de flot consistent à caractériser les écoulements des éjectiles émis au cours des collisions d'ions lourds, ou plus précisément les mouvements collectifs de ces éjectiles.

a Ecoulements collectifs et collisions d'ions lourds

Les différents types d'écoulements collectifs

Quatre types de mouvement collectif ont été mis en évidence tant expérimentalement que théoriquement dans les collisions d'ions lourds. Ils sont observés du domaine des énergies intermédiaires jusqu'au domaine des énergies relativistes.

Nous focaliserons notre attention sur les deux composantes principales du flot de matière nucléaire: l'écoulement collectif dans le plan de réaction, dénommé flot latéral, et l'écoulement hors plan de réaction que l'on appelle flot hors plan ("squeeze-out"). Le plan de réaction, défini par le vecteur paramètre d'impact (\vec{b}) et l'axe du faisceau, ainsi que les deux composantes précédemment citées sont représentés schématiquement sur la figure VI.1.

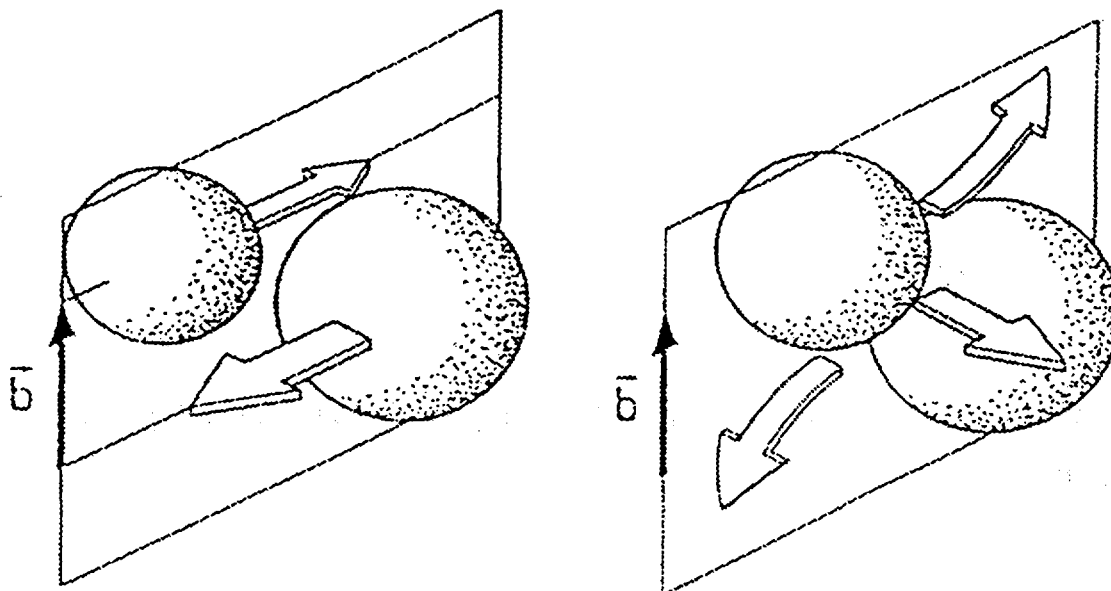


Figure VI.1: Représentation schématique des écoulements collectifs dans le plan de réaction et hors du plan de réaction. Le plan de réaction est défini par le vecteur paramètre d'impact \vec{b} et l'axe du faisceau.

Les deux autres types d'écoulement collectif sont associés aux collisions les plus centrales pour lesquelles la notion de plan de réaction disparaît. Il s'agit du flot radial si aucune direction d'émission n'est privilégiée dans le système du centre de masse [MARIE⁺97] et du flot transverse si l'émission de particules s'effectue préférentiellement dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau [ROY96]. L'étude de ces deux composantes présente l'avantage de ne pas nécessiter la détermination du plan de réaction.

Dans la suite de ce mémoire, nous ne discuterons que des deux premières composantes d'écoulement collectif, le flot latéral et le flot hors plan.

Les études précédentes

Ces phénomènes d'écoulement collectif ont été initialement prédits par des modèles hydrodynamiques [STÖCKER⁺80, SCHEID⁺74] dans le domaine des hautes énergies (supérieures à 100 A.MeV).

Ils ont ensuite été observés dans le domaine des hautes énergies avec l'avènement de deux détecteurs de type 4π , la boule de plastique au Bevalac (Berkeley) et Diogène à Saturne (Saclay). Les mesures exclusives, autorisées par ce type de détecteurs, ont permis l'estimation du degré de centralité des collisions, la détermination du plan de réaction événement par événement et ainsi la mise en évidence du flot latéral et de l'émission hors

plan [DEMOULINS89, GUTBROD⁺89, GUTBROD⁺90, DEMOULINS⁺90]. Dans ce domaine d'énergie, les études des composantes de l'écoulement collectif se poursuivent actuellement dans la collaboration FOPI [ROY96, CROCHET96].

Ces deux composantes de l'écoulement collectif ont également été observées dans les domaines des énergies intermédiaires à MSU [OGILVIE⁺89, WESTFALL⁺93] à l'aide des détecteurs 4π et au GANIL [SULLIVAN⁺90, SHEN⁺93, POPESCU⁺94] avec les multi-détecteurs MUR et TONNEAU de NAUTILUS. Nous présentons dans ce mémoire, la première étude des écoulements collectifs réalisée avec le multi-détecteur INDRA.

La large gamme d'identification en charge, les faibles seuils associés et la bonne granularité azimutale sont les atouts du multidétecteur INDRA. Ils devraient permettre une bonne détermination du plan de réaction.

Notons pour finir que plusieurs expériences et analyses sur l'étude des écoulements collectifs dans les collisions d'ions lourds ont déjà été réalisées au sein du laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. Elles ont été menées sur les systèmes $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ [SULLIVAN⁺90], $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ [SHEN⁺93], $^{64}\text{Zn} + ^{58}\text{Ti}$ [POPESCU⁺94, BUTA⁺95], $^{64}\text{Zn} + ^{27}\text{Al}$ [HE⁺96] et $^{64}\text{Zn} + ^{58}\text{Ni}$ [BUTA⁺95] à l'aide des multi-détecteurs MUR et TONNEAU de NAUTILUS. Cette analyse fait donc suite à un travail continu des chercheurs et des visiteurs de ce laboratoire.

Propriétés générales des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires

Le domaine des énergies intermédiaires présente un intérêt particulier: un changement du caractère de l'interaction est attendu [MOLITORIS⁺85, BERTSCH⁺87]. L'évolution des propriétés de l'interaction entre le projectile et la cible en fonction de l'énergie incidente est étroitement liée aux mécanismes dont résultent les écoulements collectifs ainsi qu'à l'amplitude et la direction de ces écoulements.

Pour décrire l'interaction des deux noyaux initiaux, nous utiliserons la notion de champ moyen. C'est une approximation qui consiste à moyenniser, pour chaque nucléon, l'interaction de tous les autres nucléons. On considère alors que chaque nucléon est soumis à un puits de potentiel moyen associé à l'ensemble des nucléons qui l'entourent ou autrement dit à la densité de matière nucléaire située autour de ce nucléon. Dans le cas d'un noyau isolé, la profondeur de ce puits est liée aux mouvements intrinsèques des nucléons dans le noyau (énergie de Fermi de l'ordre de 37 A.MeV) et à leur énergie de liaison, de l'ordre de 8 A.MeV. Elle est donc proche de 45 A.MeV.

Dans les collisions d'ions lourds, une des premières grandeurs intéressantes à comparer est donc l'énergie des nucléons du projectile vis-à-vis de la profondeur du puits de potentiel moyen de la cible. La réalité est cependant un peu plus complexe:

- D'une part, les nucléons incidents sont d'autant moins sensibles au champ moyen de la cible que leur énergie est élevée. Autrement dit, ils n'ont plus le temps de "sentir" ce puits de potentiel lorsque l'énergie incidente augmente. Relativement à l'énergie des nucléons incidents, la profondeur du puits de potentiel de la cible diminue avec l'énergie incidente [MOTA⁺92]. Le potentiel peut même devenir répulsif

aux hautes énergies [HADDAD⁺95]. Cet effet est introduit dans les modèles théoriques avec l'utilisation de forces qui dépendent du moment ("Momentum Dependent Interaction").

- D'autre part, la zone d'interaction entre les deux partenaires peut être ou non le siège de collisions nucléon-nucléon selon l'énergie incidente. Ces collisions ont évidemment lieu sous l'influence du champ moyen résultant des nucléons voisins. Le nombre de ces collisions est régi par le principe de Pauli. A basses énergies, ce dernier interdit toute collision. L'espace de phase accessible à tous les nucléons issus d'une collision est restreint ou autrement dit le nombre d'états quantiques accessibles à ces nucléons est faible. Lorsque l'énergie incidente augmente, l'espace de phase s'ouvre et le nombre de collision nucléon-nucléon croît.

Les modes de transfert d'énergie, d'impulsion ou de masse, qui s'effectuent principalement dans la zone de recouvrement des deux partenaires, découlent donc de l'influence combinée des effets de champ moyen et des collisions nucléon-nucléon.

- Aux basses énergies, typiquement inférieures à la profondeur du potentiel moyen des noyaux, les collisions nucléon-nucléon sont peu probables. On dit que le champ moyen domine. Les nucléons incidents cèdent leur énergie à la cible en étant "piégé" par son champ moyen. On parle de dissipation à un corps.
- Aux hautes énergies, supérieures à la profondeur du potentiel moyen des noyaux, le champ moyen de la cible n'est plus assez attractif pour retenir à lui tout seul les nucléons incidents. En revanche, les collisions nucléon-nucléon deviennent de plus en plus probables. Les nucléons incidents cèdent alors leur énergie à la cible en "tapant" sur les nucléons de celle-ci. On parle de dissipation à deux corps (nucléon-nucléon). On admet généralement qu'un nucléon incident a dissipé toute son énergie après trois ou quatre collisions. Il est alors "piégé" dans le potentiel moyen des noyaux formés. Les collisions nucléon-nucléon deviennent le mode de dissipation d'énergie prépondérant à hautes énergies (supérieures à 500 A.MeV).

Le domaine d'énergie compris entre 50 et 100 A.MeV est donc le siège de collision nucléon-nucléon qui ont lieu sous l'influence combinée du champ moyen de la cible et du projectile ou plus précisément de tous les nucléons présents autour de cette collision.

L'étude des écoulements collectifs consiste à **caractériser la direction et l'amplitude moyennes du mouvement des nucléons qui proviennent de la zone d'interaction.**

L'origine de ces nucléons n'est pas clairement établie. Une des interprétations standards consiste à dire que ces nucléons n'ont subi qu'une ou deux collisions dans la zone de recouvrement. Ils conservent alors suffisamment d'énergie pour ne pas être "piégé" par le champ moyen des noyaux formés et reflètent les premiers instants de la collision. Ils constituent l'émission directe. Les propriétés des écoulements collectifs seront examinées au voisinage de la mi-rapidité, zone où sont localisés les éjectiles provenant de la zone de recouvrement.

Notons que cette analyse s'étend à toutes les particules et tous les fragments légers qui proviennent de la zone d'interaction. Ces fragments ou ces particules peuvent être formés par coalescence de nucléons directs ou provenir de collision agrégat-agrégat.

Nous décrirons les propriétés des écoulements collectifs dans le cadre de cette interprétation de l'origine des éjectiles de mi-rapacité.

b Ecoulement collectif dans le plan de réaction

L'émission de particules dans le plan de réaction se décompose en deux parties: le rebond des deux partenaires ("bounce off") et l'écoulement latéral ("side-splash") qui représente la déviation collective des particules provenant de la zone d'interaction des deux noyaux incidents. La direction moyenne de cette émission définie avec à l'axe du faisceau l'angle Θ_{flot} . Ces deux composantes sont représentées sur la figure VI.2 en fonction de l'énergie incidente. Notons qu'aux énergies intermédiaires, il convient plutôt de parler de transferts très inélastiques (attraction entre les deux partenaires) que de rebond (répulsion entre les deux partenaires).

Influence de l'énergie incidente

Le signe et l'amplitude du flot latéral dans le plan de réaction dépendent de l'énergie incidente. Afin de définir son signe, le plan de réaction est orienté positivement par le sens du vecteur paramètre d'impact c'est-à-dire par la position du projectile vis-à-vis de la cible avant la collision. On observe alors un flot latéral négatif, nul ou positif selon l'énergie incidente [BERTSCH⁺87, MOLITORIS⁺85]. L'énergie incidente pour laquelle le flot latéral est nul est dénommée énergie d'inversion ("balance energy").

- Pour des énergies incidentes inférieures à l'énergie d'inversion, le flot latéral est négatif. Les nucléons du projectile qui s'échappent de la zone d'interaction à l'avant dans le centre de masse sont soumis au champ moyen attractif de la cible. Les nucléons incidents sont donc déviés du côté opposé au projectile incident [TSANG⁺86]. On dit que les nucléons sont sensibles à la partie attractive du champ moyen.
- Pour une énergie incidente supérieure à l'énergie d'inversion, le flot latéral est positif. Trois effets, qu'il est difficile de déconvoluer, contribuent à rendre le flot positif. D'une part, l'énergie incidente est suffisante pour comprimer, durant la première phase de la collision, la matière présente dans la zone de recouvrement. Le potentiel de cette zone de haute densité est répulsif. Les nucléons extérieurs ne peuvent alors pénétrer dans cette zone et sont déviés du côté du projectile incident. Le second effet est purement dynamique. Le champ moyen dépend du moment relatif entre les nucléons incidents et les nucléons de la cible (dépendance en moment des forces). Vis-à-vis d'un nucléon incident, le champ moyen de la cible est de moins en moins attractif lorsque l'énergie incidente augmente. Il peut même être répulsif à haute énergie [HADDAD⁺95]. Le flot latéral devient par conséquent positif. Enfin, le dernier effet

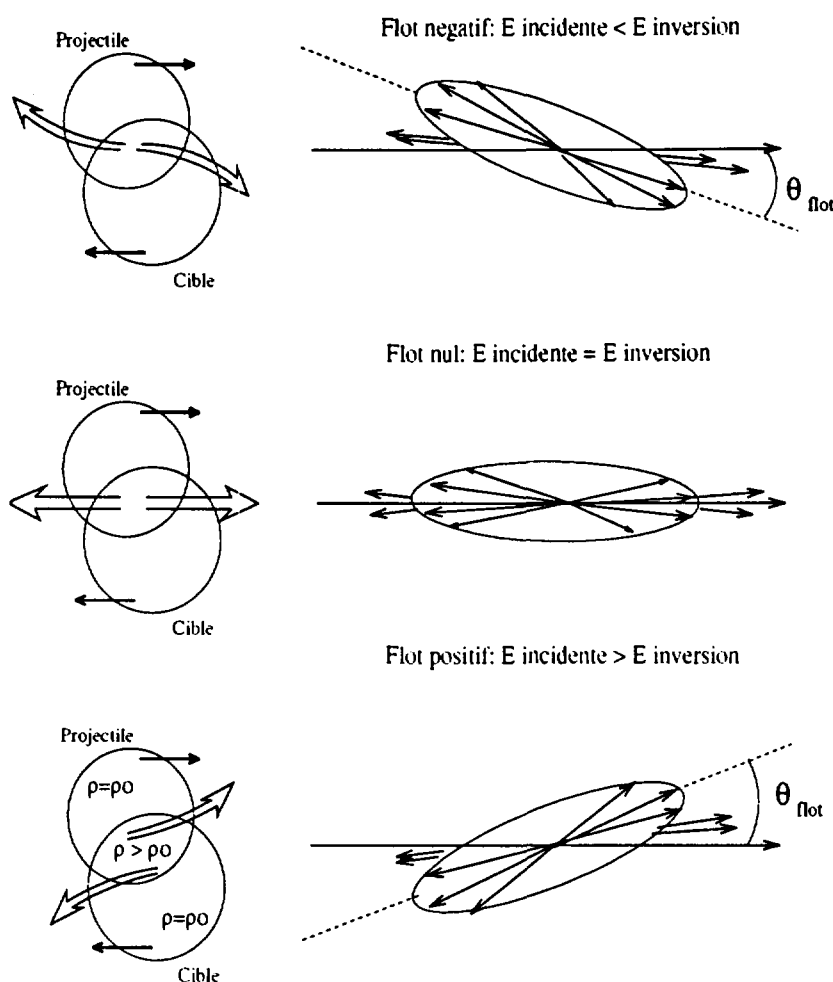


Figure VI.2: Représentation schématique de l'écoulement collectif dans le plan de réaction en fonction de l'énergie incidente.

est lié au taux de collisions nucléon-nucléon (section efficace σ_{nn} dans le milieu). Si le nombre de ces collisions augmente alors le flot latéral devient positif. L'interprétation de ce phénomène est moins évidente. Il est possible que la cible fasse écran (effet d'ombre) [HARTNACK+89] aux nucléons directs. Si le taux de collisions nucléon-nucléon est élevé, alors les nucléons de la zone d'interaction émis à des angles négatifs subissent plusieurs collisions dans la cible et s'arrêtent dans celle-ci. Le flot final résulte uniquement des nucléons émis à des angles positifs et devient donc répulsif. Notons qu'aucune référence théorique n'explicite clairement la relation entre un flot répulsif et le taux de collision nucléon-nucléon (σ_{nn}).

- Pour une énergie incidente égale à l'énergie d'inversion le flot latéral est nul [SULLIVAN+90, HE+96, BUTA+95, KROFCHICK+89, XU91]. La partie attractive du

champ moyen est compensée par les trois effets répulsifs évoqués ci-dessus.

Globalement, les éjectiles directs sont donc soumis à l'attraction du champ moyen des deux partenaires à basses énergies et à sa répulsion à hautes énergies, répulsion liée à la création d'une zone de haute densité et aux effets dynamiques du début de la réaction. C'est en ce sens que le flot latéral a un caractère collectif.

Influence de la centralité de la collision

La dépendance du flot latéral vis-à-vis du paramètre d'impact est directement reliée à la géométrie de la collision et à la quantité de nucléons présents dans la zone de recouvrement. L'allure de cette dépendance est typiquement en forme de "cloche". Cette forme en "cloche" est présente pour les énergies inférieures [ANGELIQUE⁺⁹⁷, PAK 1]⁺⁹⁶] ou supérieures [DOSS⁺⁸⁶, CROCHET⁹⁶] à l'énergie d'inversion. L'interprétation de cette allure est la suivante:

Dans les collisions à paramètre d'impact nul, les éjectiles directs sont émis symétriquement autour de l'axe du faisceau (isotropie azimutale). La déviation moyenne de ces éjectiles par rapport à l'axe du faisceau est donc nulle.

La symétrie azimutale de la collision disparaît lorsque le paramètre d'impact augmente. L'amplitude du flot latéral augmente donc avec la périphérie de la collision. Il est généralement maximum pour les collisions semi-périphériques.

Pour les collisions les plus périphériques, la densité de matière présente dans la zone de recouvrement est faible. Le champ moyen est par conséquent moins attractif ou moins répulsif. L'amplitude du flot latéral tend donc vers zéro dans les collisions très périphériques.

c Ecoulement collectif hors du plan de réaction

L'émission de particules hors du plan de réaction est observée dans la direction perpendiculaire à ce plan. Cette émission présente l'avantage de ne jamais être masquée (effet d'ombre) par le noyau cible et par le noyau projectile durant la collision. Elle est donc directement reliée aux propriétés de la zone d'interaction.

Le domaine des énergies intermédiaires est le lieu de transition entre une émission préférentielle dans le plan de réaction et une émission perpendiculaire au plan de réaction. La transition entre ces deux phénomènes correspond à une émission isotrope. L'énergie incidente pour laquelle cette transition a lieu est par conséquent dénommée énergie isotrope [POPESCU⁺⁹⁴]. Notons que cette dernière n'est pas égale à l'énergie d'inversion.

- Pour des énergies incidentes inférieures à l'énergie de transition, l'émission est préférentiellement dans le plan de réaction. Les deux partenaires étant initialement dans le plan, leurs champs moyens dévient les particules issues de la zone d'interaction dans ce plan. Cette propriété résulte donc du caractère attractif du champ moyen.
- A l'énergie de transition, l'effet attractif du champ moyen est compensé par les effets répulsifs que nous avons mentionné dans le paragraphe précédent.

- Pour des énergies incidentes supérieures à l'énergie de transition, les effets répulsifs dominent. Les particules provenant de cette zone sont émises majoritairement dans la direction perpendiculaire au plan de réaction. Cette émission préférentielle hors du plan de réaction est renforcée par les effets d'ombre.

Les effets d'ombre des deux partenaires et la compression de la zone d'interaction augmentent avec la centralité de la collision. L'émission hors du plan de réaction est donc maximale dans les collisions centrales et diminue lorsque le paramètre d'impact augmente.

VI.2 Techniques de mesure des composantes de l'écoulement collectif

a Détermination du plan de réaction

La première étape consiste à déterminer le plan de réaction. Pour ce faire, différentes méthodes sont utilisables. Elles ont cependant toutes un point commun: elles utilisent les moments des produits de réaction pour déterminer le plan. Il apparaît donc une autocorrélation entre le flot latéral, déterminé à partir de la projection des moments transverses des particules, et les principes des méthodes utilisées pour reconstruire le plan.

Afin d'éviter cet effet d'autocorrélation, la particule ou le fragment étudié est ôté de la reconstruction du plan de réaction [DANIELEWICZ⁺85]. Nous déterminons ainsi un plan de réaction par particule. Celui-ci est donc déterminé avec l'ensemble des particules et des fragments d'un événement, exceptée la particule d'intérêt.

Afin de tenir compte de l'exclusion de cette particule dans la conservation du moment transverse, nous introduisons une vitesse de correction [OGILVIE⁺89]. Pour la détermination du plan de réaction de la particule n , nous ajoutons à tous les autres produits de réaction une vitesse de recul définie comme suit:

$$\vec{v}_n^{rec} = \frac{A_n}{A_{det} - A_n} \vec{v}_n$$

où A_n et \vec{v}_n représentent respectivement la masse et la vitesse transverse de la particule n . A_{det} est la masse totale détectée dans l'événement.

Quelle que soit la méthode utilisée, nous déterminons donc un plan de réaction par particule avec l'ensemble des autres produits de réaction de l'événement auxquels on ajoute une vitesse de recul.

b Procédure expérimentale de mesure du flot latéral

La mesure du paramètre de flot latéral s'effectue dans le plan de réaction. On projette le moment transverse par nucléon de chaque produit de réaction dans ce plan. Plus exactement, on calcule la valeur moyenne de cette projection en fonction de la rapidité

déterminée dans le laboratoire. Cette rapidité est normalisée à celle du projectile incident. Le paramètre de flot est alors défini comme suit [DOSS⁺86]:

$$F = \frac{1}{2} \frac{d \langle P_x/A \rangle}{dY/Y_p} \quad (Y/Y_p=0.5)$$

où P_x est la projection dans le plan de réaction du moment transverse des produits de réaction et Y/Y_p , Y_{nn} sont respectivement la rapidité relative de chaque éjectile et la rapidité nucléon-nucléon. F représente la pente de la courbe $\langle P_x/A \rangle = f(Y/Y_p)$ au voisinage de la mi-rapidité.

Nous avons représenté sur la figure VI.3 un exemple caractéristique des courbes obtenues pour extraire le paramètre de flot.

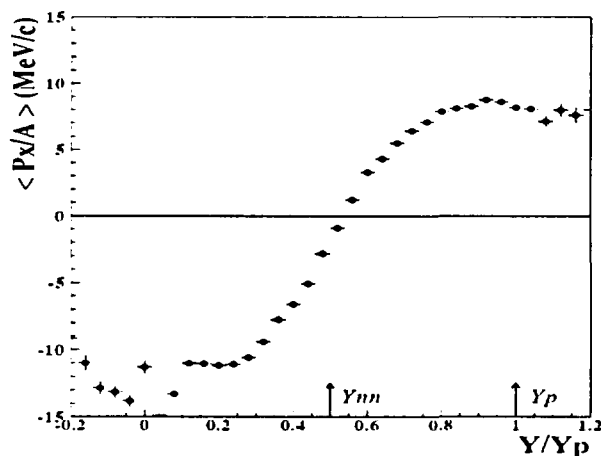


Figure VI.3: Représentation typique de la valeur moyenne dans le plan de réaction du moment transverse par nucléon d'un type d'éjectile donné en fonction de sa rapidité relative.

La forme en "S" de cette courbe est typique. La partie linéaire et symétrique par rapport à Y_{nn} représente la déviation des éjectiles directs vis-à-vis de l'axe du faisceau. La pente de cette courbe est donc proportionnelle à l'amplitude de la déviation de l'écoulement collectif dans le plan de réaction. Les plateaux observés à rapidité nulle et à la rapidité du projectile incident sont associés à la désexcitation des deux partenaires.

c Méthodes de reconstruction du plan de réaction

Méthode des moments transverses

Cette méthode [DANIELEWICZ⁺85] est basée sur la conservation du moment transverse initial. Dans le cadre d'une détection totale et parfaite, la somme des moments transverses de tous les produits de réaction est égale à zéro. Si l'on attribue aux particules émises à l'avant dans le centre de masse un poids de signe opposé à celles émises à l'arrière, alors la direction du plan de réaction associé à la particule n est déterminée par le vecteur suivant:

$$\vec{Q}_n = \sum_{i \neq n}^{M-1} \omega_i A_i (\vec{V}_i^\perp + \vec{V}_n^{rec})$$

où M est la multiplicité de l'événement considéré, P_i^\perp le moment transverse de la particule i et ω_i un poids associé à cette particule.

Le poids ω_i est attribué de la façon suivante:

$$\omega_i = \begin{cases} 1 & \text{si } Y_i - Y_{cm} \geq \delta \\ 0 & \text{si } |Y_i - Y_{cm}| \leq \delta \\ -1 & \text{si } Y_i - Y_{cm} \leq -\delta \end{cases}$$

Le paramètre δ permet d'éliminer les particules de rapidités intermédiaires qui contribuent plus à créer des fluctuations sur la détermination du plan de réaction qu'à sa reconstruction proprement dite [DANIELEWICZ⁺85]. Nous verrons cependant qu'aux énergies intermédiaires il n'est pas opportun d'exclure des éjectiles pour déterminer le plan de réaction.

Le vecteur \vec{Q} nous donne seulement la direction du plan de réaction dans le plan XoY. En effet, ce vecteur est orienté par construction selon la direction des produits de réaction émis à l'avant dans le centre de masse. Or nous ne savons pas de quel côté du noyau cible était le quasi-projectile avant la réaction (cf figure VI.2). Le sens du vecteur \vec{Q} n'est donc pas forcément équivalent au sens initial du vecteur paramètre d'impact. C'est pourquoi nous ne connaissons pas expérimentalement le signe du flot latéral.

Avec cette convention, les particules émises au dessus de Y_{cm} auront une composante positive dans le plan de réaction, celles émises en dessous, une composante négative. A priori, les pentes mesurées seront donc toujours positives.

Méthode de l'ellipsoïde

Cette méthode [CUGNON⁺83] repose sur l'hypothèse suivante: toute la matière éjectée au cours d'une collision peut être caractérisée par une ellipsoïde. Les propriétés de cet ellipsoïde sont obtenues à partir du calcul du tenseur de sphéricité:

$$T_{ij} = \sum_{n=1}^{M-1} \omega^n P_i^n P_j^n$$

où M est la multiplicité de l'événement considéré et i, j représentent les axes cartésiens x, y, z . Les impulsions de chaque produit de réaction sont déterminées dans le repère du centre de masse en tenant compte du moment de recul. ω^n est un poids ajustable qui permet d'obtenir, selon sa définition, la distribution de matière dans l'espace des positions ($\omega^n = 1/(P_i^n p_j^n)$), le flux d'impulsion ($\omega^n = 1/P^n$) ou la distribution en énergie de tous les produits de réaction ($\omega^n = 1/2m^n$).

L'obtention des vecteurs propres par la diagonalisation de ce tenseur permet de déterminer les axes principaux de l'ellipsoïde, c'est-à-dire les directions privilégiées d'éjection

de la matière émise lors de la collision. La détermination des valeurs propres permet de caractériser la forme de l'ellipsoïde.

Le plan de réaction est alors déterminé par l'axe principale de l'ellipsoïde. L'angle azimutal associé à cet axe nous donne la direction de ce plan dans le plan transverse XoY. Le sens positif de ce plan est, comme pour la méthode des moments transverses, défini par la direction des produits de réaction émis à l'avant dans le centre de masse.

Dans ce mémoire, nous utiliserons le tenseur qui caractérise le flux d'impulsion des éjectiles ($\omega^n = 1/P^n$). Ainsi, le tenseur que nous déterminerons sera homogène à un moment et donc basé sur la même variable cinématique que les autres méthodes de reconstruction du plan de réaction.

Méthode de Wilson

Cette méthode [WILSON⁺92] est basée sur la focalisation azimutale de l'ensemble de chaque événement par rapport au plan de réaction. Dans l'espace des moments transverses, les produits de réaction sont émis symétriquement par rapport au plan. La direction qui minimise la somme des distances des moments transverses par rapport à elle-même est donc celle du plan de réaction.

On détermine alors, pour la particule n, la déviation suivante:

$$D_n^2 = \left[\sum_{i \neq n}^{M-1} (P_x^i)^2 + (P_y^i)^2 - \frac{(P_x^i + aP_y^i)^2}{1 + a^2} \right]$$

où $a = \tan\phi$, ϕ représente l'angle entre la direction déterminée et l'axe Ox du plan transverse. P_x^i et P_y^i sont les composantes de la particule i dans le plan transverse déterminés avec le moment de recul et M la multiplicité de l'événement considéré.

L'angle ϕ n'étant déterminé qu'à π près, l'orientation du plan de réaction est délivré par la méthode des moments transverses.

VI.3 Validité des méthodes de détermination du plan de réaction aux énergies intermédiaires

Nous allons dans ce paragraphe étudier les performances des différentes méthodes de reconstruction du plan de réaction.

Ces méthodes ont été développées aux hautes énergies. Or à ces énergies, l'amplitude du flot latéral est importante. On peut également noter que l'impulsion par nucléon du quasi-projectile dans le plan de réaction est de l'ordre de la centaine de MeV/c/A pour des systèmes légers comme Ar+KCl à 1,8 A.GeV [DANIELEWICZ⁺85] ou plus lourds comme Au+Au à 400 A.MeV [CROCHET96]. Aux énergies intermédiaires, les valeurs obtenues sont beaucoup plus faibles [ANGELIQUE⁺97, POPESCU95], typiquement inférieures à 40 MeV/c/A. L'amplitude des mouvements transverses dans le plan de réaction est donc plus faible aux énergies intermédiaires.

Or les difficultés à déterminer le plan de réaction résultent en partie du faible angle de déviation global du système. La figure VI.4 montre clairement cet aspect. Nous y avons représenté trois cas de figure simple dans le plan transverse xOy . La partie a) de cette figure correspond à une collision binaire avec un angle de rebond entre les deux partenaires important, la b) avec un faible angle de rebond et la partie c) au cas limite où les deux noyaux fusionnent.

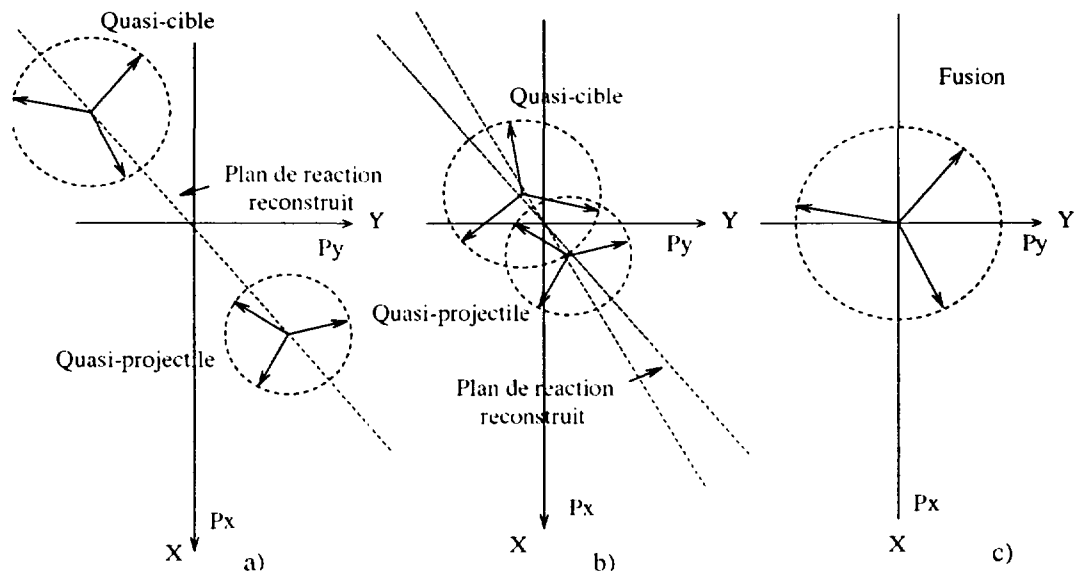


Figure VI.4: Trois cas de figure, représentés dans le plan xOy , caractérisant la problématique de la détermination du plan de réaction. Les cercles en pointillés représentent les sphères d'émission de chaque noyau projetés dans le plan de xOy .

Dans le cas a), le plan de réaction est bien marqué. Même la perte de particules par défaut de détection ne compromet pas la détermination de ce plan. Si l'angle de rebond du système diminue, cas b), alors les éjectiles sont moins focalisés autour du plan de réaction. La reconstruction du plan devient donc plus difficile. Dans le cas d'un événement de fusion, le plan de réaction n'est plus du tout marqué (cas c). Il est impossible de le reconstruire.

Aux énergies intermédiaires, le plan de réaction étant généralement peu marqué, les méthodes de reconstruction du plan sont-elles toujours aussi performantes? C'est ce que nous allons étudier dans les paragraphes suivants. Nous verrons également si la qualité des méthodes dépend de la masse du système étudié.

a Procédure utilisée

Pour effectuer nos tests, nous avons simulé les collisions Ar+Ni à 74 MeV par nucléon et les collisions Xe+Sn à 50 MeV par nucléon. Ces événements ont été générés par le code SIMON dont les caractéristiques ont été détaillées dans le paragraphe IV.2.

Evénements générés

Contrairement aux calculs effectués dans le paragraphe IV.2, nous avons inclus ici une émission directe. Elle concerne uniquement les protons et les neutrons. Elle est déterminée de la manière suivante: les nucléons des deux noyaux incidents sont échangés à travers une fenêtre correspondant à la "surface" de contact entre les deux noyaux. La probabilité d'interaction entre deux nucléons est calculée à partir du libre parcours moyen qui est lui même fonction de la vitesse relative entre ces deux nucléons.

Les nucléons qui subissent plus de trois collisions s'arrêtent et participent à la dissipation de l'énergie cinétique incidente. Ceux qui ne subissent qu'une ou deux collisions et qui conservent suffisamment d'énergie cinétique pour s'extraire du puit de potentiel dans lequel ils baignent s'échappent. Ces nucléons constituent alors l'émission directe.

Nous avons représenté sur la figure VI.5 les distributions de rapidité des différents éjectiles émis au cours de ces collisions. La partie haute de cette figure représente les collisions Ar+Ni à 74 MeV par nucléon, la partie basse Xe+Sn à 50 MeV par nucléon.

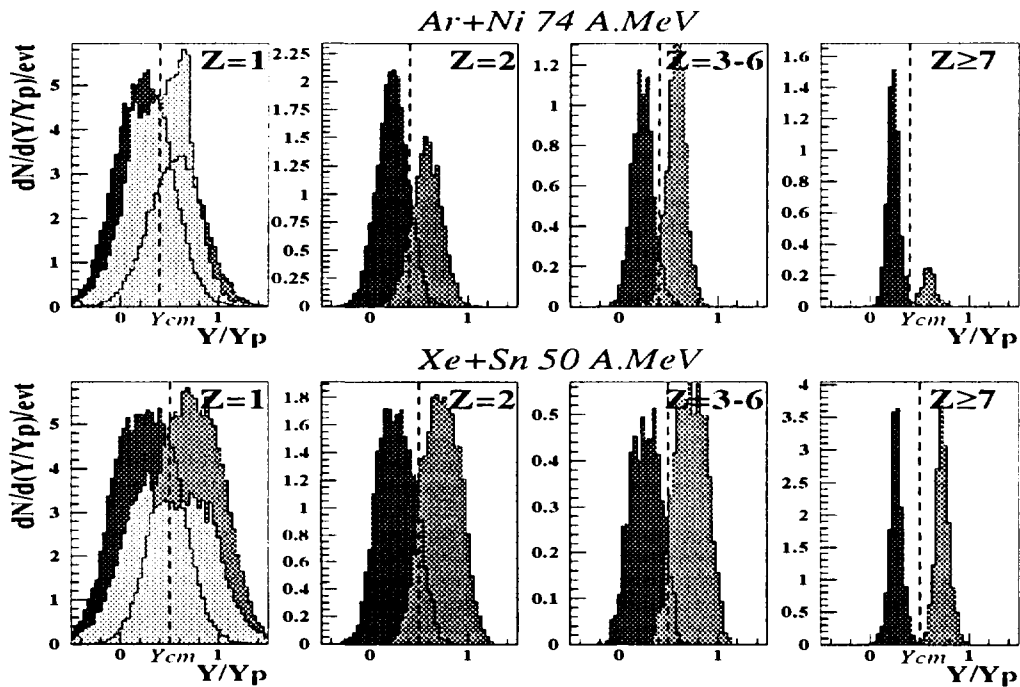


Figure VI.5: Distributions de rapidité pour différents éjectiles des collisions Ar+Ni à 74 MeV par nucléon et Xe+Sn à 50 MeV par nucléon. Seules les collisions centrales ($b \leq 2 fm$) de la simulation sont représentées ici.

Nous constatons que les formes des distributions de rapidités relatives des différents éjectiles sont semblables à celles observées expérimentalement. Pour le système Ar+Ni,

la masse associée à l'émission directe représente en moyenne 26% de la masse initiale du système, pour le système Xe+Sn, 12%. Ces valeurs sont compatibles avec celles obtenues dans le paragraphe V.2.

Les événements que nous utilisons pour tester les différentes méthodes de reconstruction du plan de réaction sont donc réalistes quant à la proportion de matière associée à la désexcitation des deux partenaires et à l'émission directe. Nous verrons que la présence de ces deux modes d'émission est cruciale pour les tests que nous voulons effectuer.

Procédure utilisée

Afin de tester la qualité de la mesure selon l'amplitude du paramètre de flot, nous augmenterons artificiellement sa valeur [APHECETCHE94]. Pour ce faire, nous ne conservons que les collisions centrales ($b \leq 2fm$) pour lesquelles le paramètre de flot est faible. Nous ajoutons ensuite un flot supplémentaire en additionnant dans le vrai plan de réaction un moment dépendant de la rapidité. Le moment ajouté est défini par:

$$P_x(f, Y_r) = \begin{cases} \frac{-Af}{2} & \text{si } Y_r < 0.25 \\ 2Af(Y_r - 0.5) & \text{si } 0.25 < Y_r < 0.75 \\ \frac{Af}{2} & \text{si } Y_r > 0.75 \end{cases}$$

où f est notre paramètre libre, Y_r la rapidité relative de la particule, A sa masse et $P_x(f, Y_r)$ le moment ajouté. Le paramètre f varie de 0 à 90 MeV/c/A par pas de 10 MeV/c/A.

Cette procédure a pour effet de focaliser les éjectiles dans le plan de réaction en augmentant artificiellement l'amplitude du flot latéral et le rebond des deux partenaires. Nous testons ainsi l'acuité des méthodes pour déterminer le plan de réaction avec des événements dont le plan est plus ou moins bien marqué (Cf figure VI.4). Le choix initial des collisions centrales permet en particulier de tester les différentes méthodes de reconstruction quand le plan est mal déterminé ($f = 0$).

Dans un premier temps, nous déterminons un plan de réaction par événement afin d'estimer les effets d'auto-corrélation. Nous examinerons dans le paragraphe suivant l'effet produit par l'exclusion de la particule d'intérêt.

b Un plan de réaction par événement : détection parfaite

Afin de tester uniquement les méthodes de reconstruction de plan de réaction, nous nous plaçons dans le cas d'une détection totale et parfaite. Nous tenons compte également des neutrons. Dans ce paragraphe, la détermination du plan de réaction devrait donc être parfaite.

Détermination du plan avec une détection parfaite

La figure VI.6 représente le paramètre de flot mesuré en fonction de sa valeur initiale. Le plan de réaction est déterminé avec les trois méthodes décrites dans les paragraphes

précédents. La figure du haut correspond au système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon, celle du bas, au système Xe+Sn à 50 MeV par nucléon.

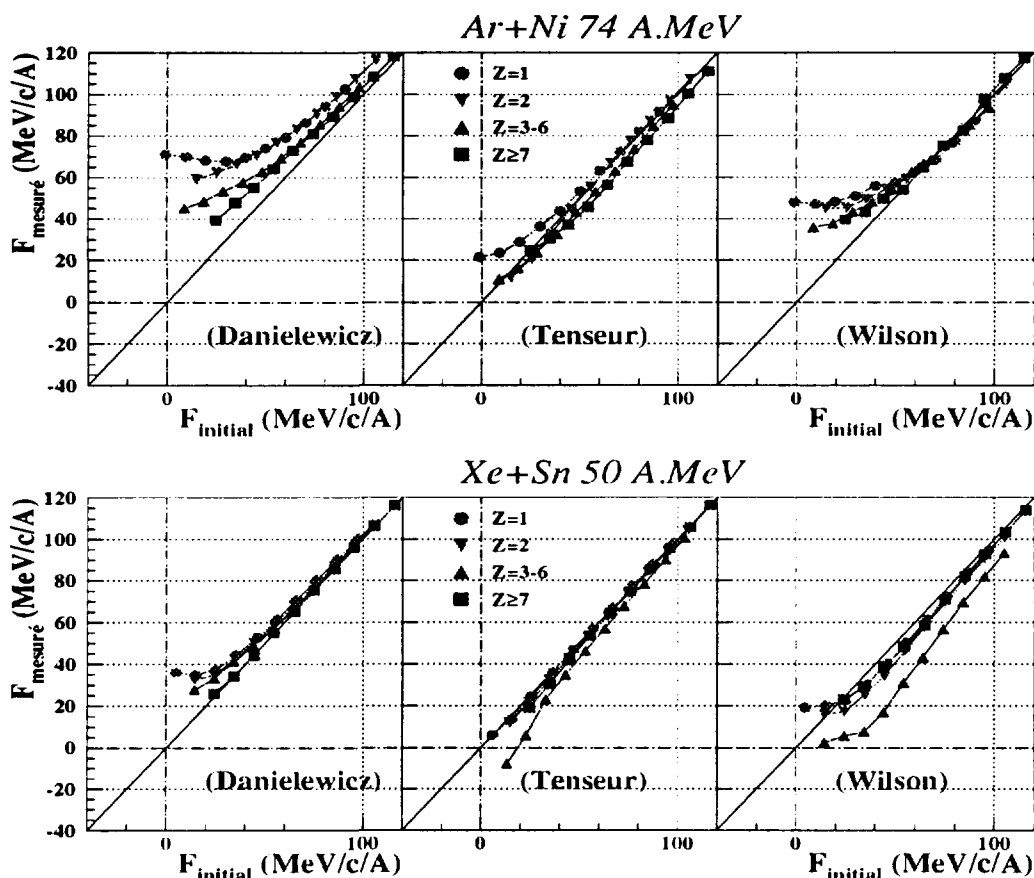


Figure VI.6: Mesure du paramètre de flot avec trois méthodes de reconstruction de plan de réaction. Le plan est reconstruit événement par événement avec la totalité des éjectiles générés dans les collisions.

Pour le système Ar+Ni, le paramètre de flot est assez bien mesuré au delà de 50 MeV/c/A. La focalisation des particules dans le plan de réaction est d'autant plus forte que l'on ajoute un moment P_T important, autrement dit que l'amplitude du flot et l'angle de rebond entre les deux partenaires sont grands. La mesure du paramètre de flot est par conséquent plus aisée. Sa mesure est par contre largement surestimée pour les faibles valeurs initiales. Ces caractéristiques sont communes aux trois méthodes avec cependant des résultats de meilleure qualité pour la méthode du tenseur.

Les résultats obtenus pour le système Xe+Sn sont plus réalistes. Les noyaux initiaux de ce système sont plus lourds. Ils s'écartent donc moins du plan de réaction quand ils émettent des particules. La détermination du plan est par conséquent moins affectée.

Sachant que tous les éjectiles sont pris en compte pour reconstruire le plan de réaction, d'où provient la surestimation des mesures observée pour les faibles valeurs de flot initial?

Cet effet étant plus important pour la méthode des moments transverses, analysons plus finement ses fondements. Dans cette méthode, on attribue un poids de même signe à toutes les particules émises à l'avant du centre de masse et un poids de signe opposé pour celles situées à l'arrière. Or nous constatons sur la figure VI.5 que tous les éjectiles émis d'un côté ou de l'autre du centre de masse n'ont pas la même origine. L'avant du centre de masse est par exemple constitué majoritairement des produits de désexcitation du quasi-projectile, mais également d'une fraction des particules émises par la quasi-cible et d'une partie des nucléons directs.

Le mélange de ces origines serait-il la cause de la surestimation observée pour les faibles valeurs de flot?

Reconstruction du plan en tenant compte de l'origine des particules

Afin de tester cette hypothèse, nous avons reconstruit le plan de réaction avec la méthode des moments transverses en tenant compte de l'origine des particules, connue dans notre simulation.

La figure VI.7 représente le paramètre de flot mesuré avec la méthode des moments transverses en fonction sa valeur initiale. La figure a) correspond à la méthode habituelle, effectuée dans les analyses expérimentales où l'origine des particules n'est pas connue. Pour la figure b), nous avons attribuée un poids positif (+1) à toutes les particules associées à la désexcitation du quasi-projectile et un poids négatif (-1) à toutes celles de la quasi-cible. Le poids associé à l'émission directe est nul. Pour la figure c), la procédure est identique pour les deux partenaires. Le poids des nucléons directs est quant à lui égale à ± 1 selon que le nucléon est émis à l'avant ou à l'arrière du centre de masse.

Quel que soit le poids attribué à l'émission directe, les mesures sont nettement améliorées lorsque l'on redistribue correctement le poids des particules provenant des deux partenaires. Les particules émises par le quasi-projectile à l'arrière du centre de masse et celles émises par la quasi-cible à l'avant sont donc reliées à la mauvaise détermination du plan de réaction. Plus exactement, leur direction d'émission est corrélée à celle du plan de réaction reconstruit, comme nous allons le voir sur deux cas simples:

Supposons tout d'abord que tous les éjectiles émis à l'avant dans le centre de masse proviennent du quasi-projectile et que tous ceux émis à l'arrière proviennent de la quasi-cible. L'émission de chaque partenaire étant symétrique par rapport au plan de réaction, la somme des moments transverses des éjectiles émis à l'avant a pour direction celle du plan de réaction. Il en est de même pour ceux émis à l'arrière du centre de masse. Dans ce cas, la direction du plan est donc bien déterminé.

En revanche, si la quasi-cible émet une particule à l'avant dans le centre de masse, alors la somme des moments transverses des éjectiles émis au dessus du centre de masse n'a plus pour direction celle du plan de réaction. De plus, cette nouvelle direction s'oriente sur celle de la particule intruse. Il en est de même pour les éjectiles émis à l'arrière du centre

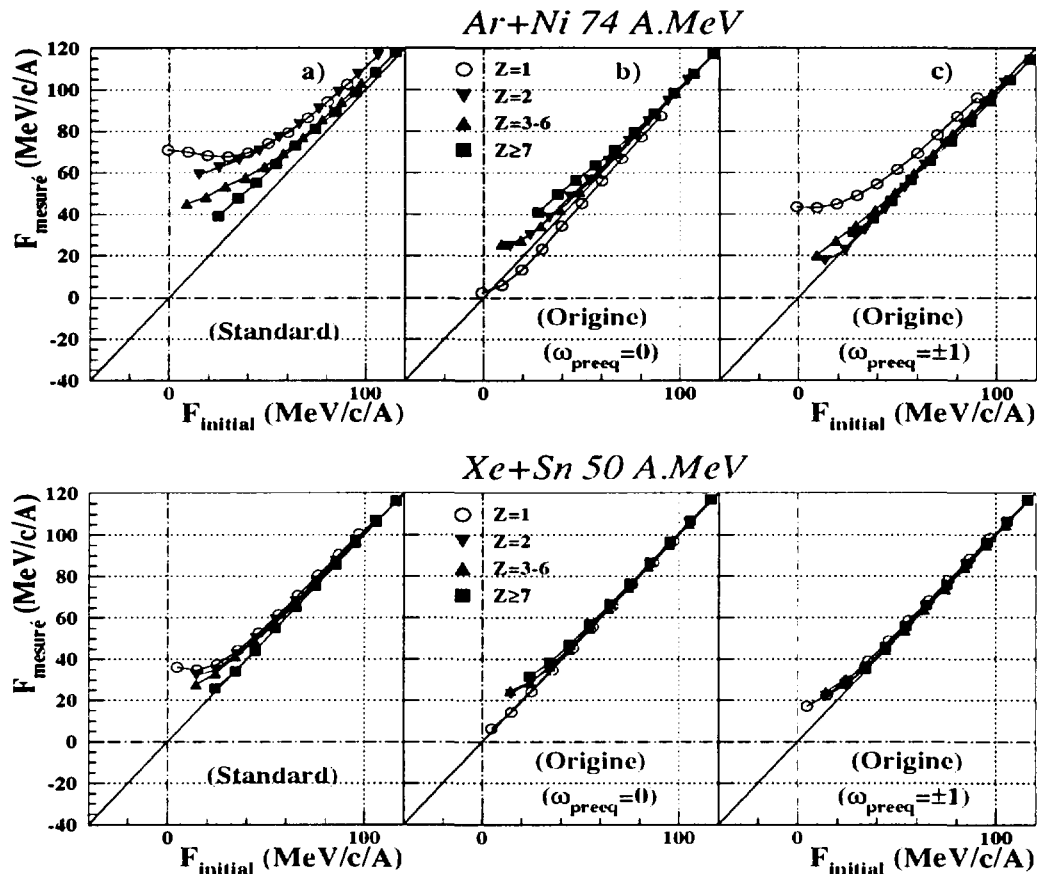


Figure VI.7: Mesure du paramètre de flot avec la méthode des moments transverses. Le plan est déterminé événement par événement avec la totalité des éjectiles générés en tenant compte de leur origine.

de masse. La conservation du moment transverse est assurée mais la direction du plan de réaction est modifiée .

Ce type d'auto-corrélation est plus important pour les particules de faibles masses. En effet, le spectre en vitesse des particules évaporées est d'autant plus large que la masse de la particule est faible. Ces particules sont donc émises en plus grand nombre de l'autre côté du centre de masse par rapport à leur noyau émetteur (Cf figure VI.5).

Ce phénomène existe également pour les nucléons directs. Ces nucléons proviennent de la zone de recouvrement et donc d'un des deux noyaux. S'ils sont émis du côté opposé de leur noyau d'origine par rapport à la vitesse du centre de masse alors le même phénomène d'auto-corrélation apparait. Nous constatons en effet, sur la partie c) de la figure VI.7, que leur prise en compte dans la détermination du plan de réaction crée une auto-corrélation qui n'existe pas si on les exclut de la reconstruction du plan.

Nous notons également qu'une auto-corrélation résiduelle persiste pour les particules

de charge supérieure ou égale à deux, même si l'on tient compte de l'origine de ces particules. Elle résulte des nucléons directs dont on ne connaît pas la provenance. Cette perte d'information ne permet pas de reconstruire correctement le plan de réaction. Celui-ci est déterminé avec les moments transverses des éjectiles. Il s'oriente donc sur les particules de plus grand moment, c'est à dire les plus lourdes, comme on peut l'observer sur les parties b) et c) de la figure VI.7.

Discussion

L'auto-corrélation est moins forte avec la méthode du tenseur qu'avec les deux autres méthodes. Le tenseur est en effet calculé avec les trois composantes en moment des éjectiles, alors que les deux autres méthodes n'utilisent que les composantes transverses des moments. Le fait de ne pas prendre en compte la composante parallèle du moment des éjectiles est une perte d'information qui introduit des effets indésirables pour la reconstruction du plan de réaction.

On peut également remarquer que l'auto-corrélation observée n'est pas en premier lieu due aux effets de nombre fini mais à la méconnaissance de l'origine des particules. En effet, si l'on connaît l'origine des particules, alors quel que soit le nombre de particules émises, la reconstruction du plan est parfaite. On peut cependant noter qu'un grand nombre d'éjectiles diminue l'auto-corrélation. Le poids relatif des moments de chaque particule est dans ce cas plus faible. Enfin, les simulations ont été effectuées avec des collisions centrales pour lesquelles le mélange des origines est important. Les résultats obtenus pour des collisions périphériques montrent en effet que l'auto-corrélation diminue avec la périphérie de la collision. Elle persiste cependant pour les nucléons directs dont on ne connaît pas la provenance. Ce dernier point est particulièrement gênant pour notre étude qui consiste précisément à déterminer le paramètre de flot de ces particules.

Les effets d'auto-corrélation observés lorsque l'on reconstruit un plan de réaction par événement résultent donc de **l'ignorance de l'origine des particules**. Il semble cependant que la méthode du tenseur soit plus performante.

c Un plan de réaction par éjectile: détection parfaite

Dans ce paragraphe, le plan de réaction est déterminé avec la totalité des éjectiles exceptée la particule d'intérêt. Afin de conserver le moment transverse, nous redistribuons une vitesse de recul à tous les éjectiles utilisés pour la reconstruction du plan. Cette vitesse est définie dans le paragraphe VI.2.a. La figure VI.8 représente les résultats obtenus avec les trois méthodes de détermination du plan.

Nous constatons que le flot mesuré est systématiquement sous-estimé quelle que soit la méthode utilisée. Pour les faibles valeurs initiales, nous observons même des valeurs de flot mesuré négatives. La vitesse de recul ajoutée permet uniquement de compenser le moment transverse de la particule exclue, mais elle est insuffisante pour retrouver la direction du plan. L'exclusion d'une particule pour soustraire l'auto-corrélation crée donc

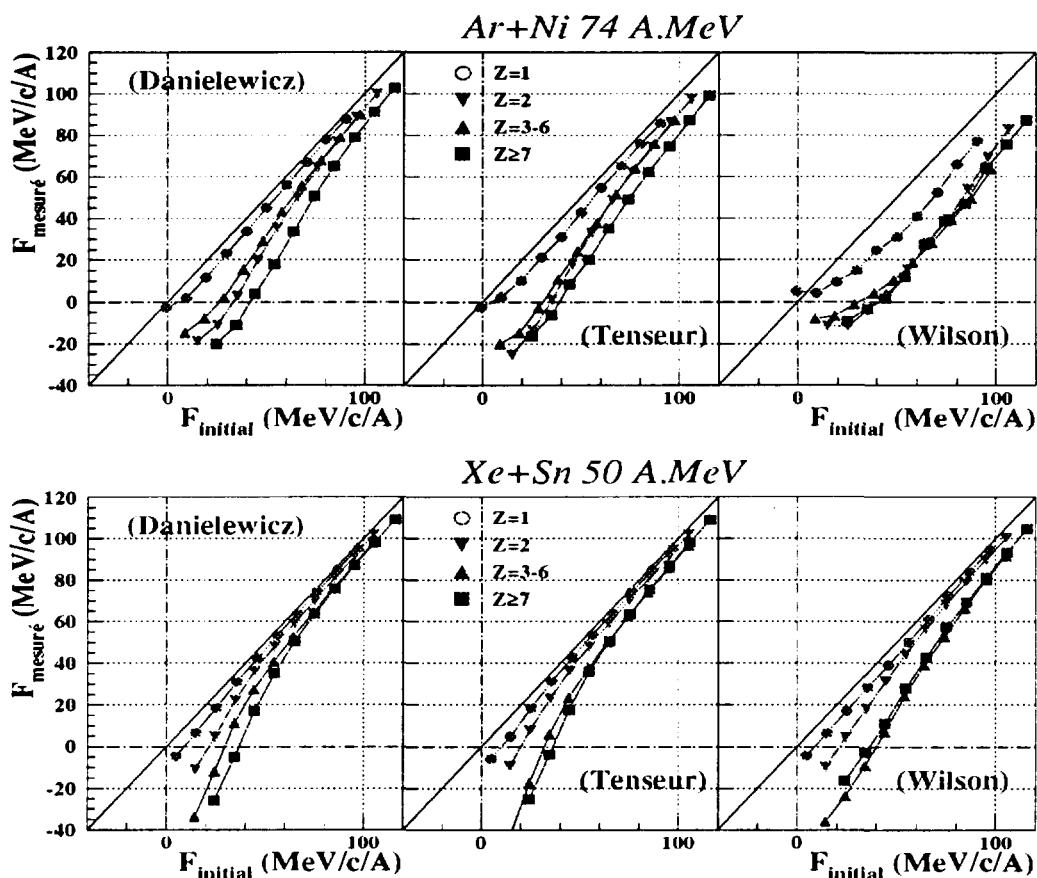


Figure VI.8: Mesure du paramètre de flot avec trois méthodes de détermination de plan de réaction. La particule étudiée est exclue de la reconstruction du plan.

une anti-corrélation. Autrement dit, la direction d'émission de la particule étudiée s'écarte artificiellement de celle du plan de réaction.

L'anti-corrélation est d'autant plus forte que la masse de la particule est élevée. Les éjectiles lourds ont un moment transverse important. La contribution de ces éjectiles pour assurer la conservation du moment transverse est donc forte. De ce fait, la direction du plan de réaction s'écarte d'autant plus de celle de l'éjectile exclu que celui-ci est lourd.

La mesure du paramètre de flot est de meilleure qualité pour les grandes valeurs initiales. Les raisons de ces meilleures performances sont identiques à celles décrites pour la détermination du plan de réaction événement par événement. Enfin, nous notons que la mesure du paramètre de flot des particules légères est plus correcte pour le système Xe+Sn que pour le système Ar+Ni. Le moment transverse de ces particules représente en effet une proportion plus faible du moment transverse total dans le cas d'un système lourd.

Le fait d'ôter une particule de la reconstruction du plan de réaction introduit une anti-corrélation. Toutes les méthodes basées sur l'exclusion d'une particule ou d'un type de

particule sous-estiment systématiquement la valeur du paramètre de flot et ceci d'autant plus que le moment de la particule exclue est important. D'une façon plus générale, nous constatons que toute perte d'information est préjudiciable pour la détermination du plan de réaction.

Examinons maintenant les conséquences de la perte de particules résultant de la détection incomplète d'INDRA.

d Effet de la détection sur la reconstruction du plan de réaction

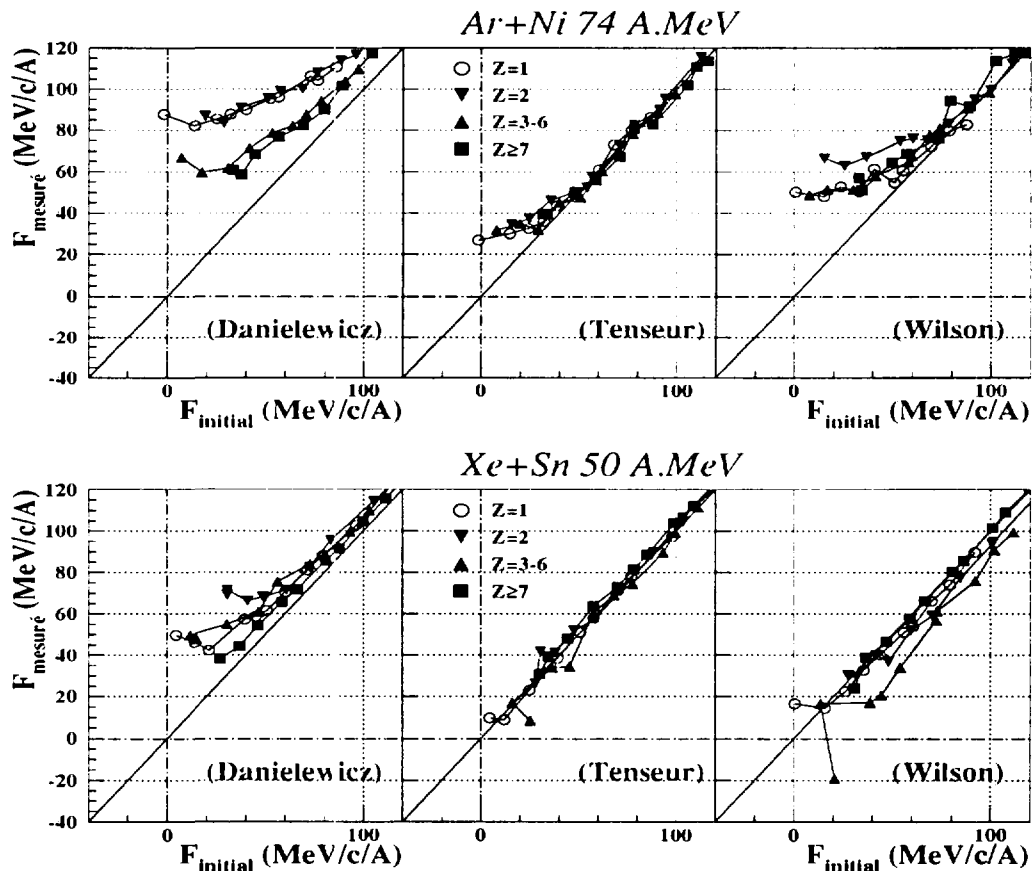


Figure VI.9: Mesure du paramètre de flot avec trois méthodes de reconstruction de plan de réaction. Les événements sont filtrés. Le plan est déterminé événement par événement.

Afin de tester l'effet de la détection, nous avons filtré nos événements avec un programme qui simule les procédures de détection et d'identification du multidétecteur INDRA. Les résultats établis avec la détermination d'un plan de réaction par événement sont exposés sur la figure VI.9, ceux obtenus pour un plan par éjectile sur la figure VI.10. Ces

figures sont à comparer respectivement avec les figures VI.6 et VI.8 obtenues avec une détection parfaite.

Dans les deux cas, l'auto-corrélation ou l'anti-corrélation sont évidemment amplifiées. Le nombre d'éjectiles détectés est en effet plus faible que le nombre d'éjectiles générés. Cette perte d'information augmente donc les erreurs sur la détermination du plan de réaction. On peut noter que cette augmentation est peu importante.

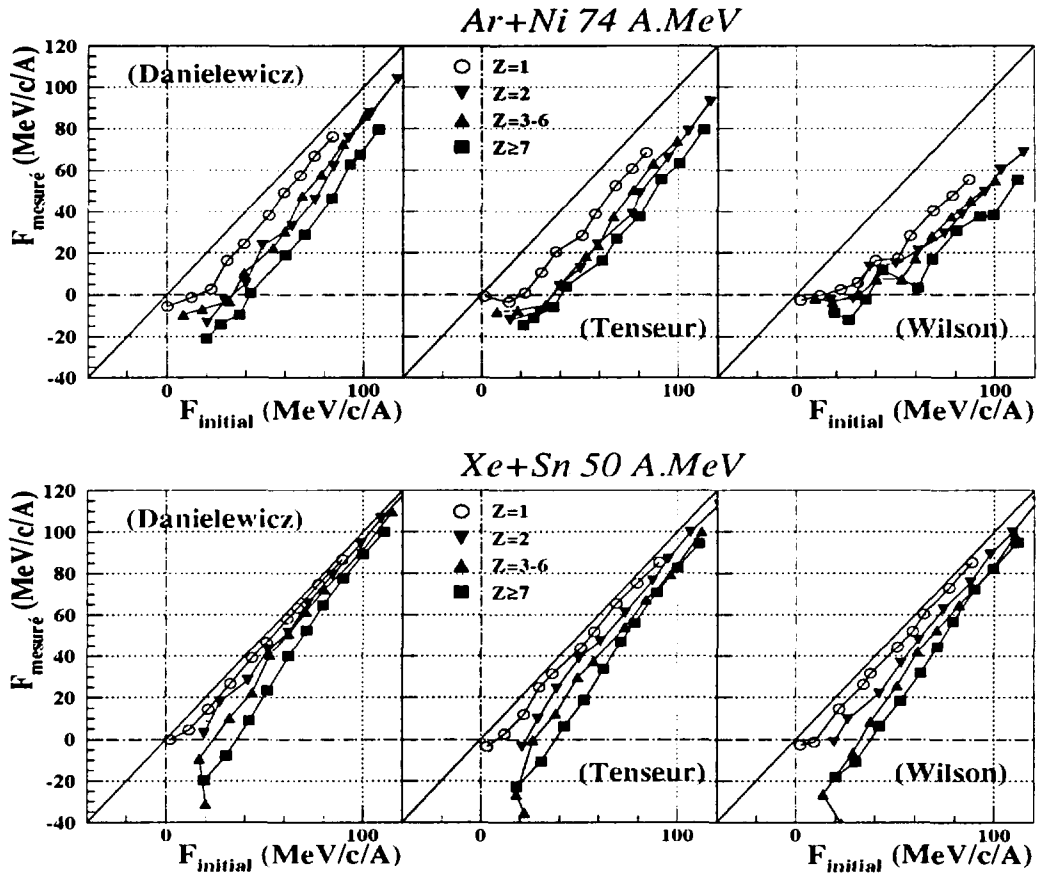


Figure VI.10: Mesure du paramètre de flot avec trois méthodes de reconstruction de plan de réaction. Un plan de réaction est déterminé par éjectile avec des événements filtrés.

Remarquons tout de même que les simulations ont été effectuées pour des collisions centrales, collisions pour lesquelles l'efficacité de détection du multidétecteur INDRA est convenable. Dans les réactions périphériques, les effets de seuils ne nous permettent pas de détecter ou d'identifier les éjectiles de faible vitesse (en particulier la quasi-cible). Il est possible que les effets de détection soient plus gênant pour la reconstruction du plan de réaction dans les collisions périphériques.

e Facteur de correction

Différentes techniques ont été proposées, notamment par Danielewicz, pour estimer et corriger l'erreur commise sur la détermination du plan de réaction [DANIELEWICZ⁸⁵, DANIELEWICZ⁸⁸]. Elle consiste à multiplier, par un facteur correctif dépendant de l'écart azimutal entre le vrai plan de réaction et le plan reconstruit, la valeur moyenne du moment des particules dans le plan de réaction.

Des études précédentes [ANGELIQUE93] sur le système Ar+Al ont cependant montré une grande dispersion des valeurs obtenues par différentes corrections. De même, les résultats établis dans la référence [CROCHET96] sur le système Au+Au montrent que pour les événements de faible multiplicité les facteurs correctifs obtenus sont surestimés.

Nous avons déjà montré la difficulté à déterminer le plan de réaction qui résulte de notre ignorance de l'origine des éjectiles. A celle-ci, s'ajoute le nombre fini de particules qui ne permet pas de décorréler les moments transverses des éjectiles entre eux. Ce dernier point, plus sensible sur les systèmes de petites tailles, ne permet pas d'utiliser les facteurs correctifs pour lesquels il faut supposer qu'il n'existe aucune corrélation entre les moments transverses des éjectiles.

Nous avons donc préféré ne pas utiliser ces facteurs correctifs et ne présenter que les résultats expérimentaux bruts. Nous tiendrons compte de l'indétermination du plan de réaction dans les calculs théoriques en utilisant exactement les mêmes techniques pour reconstruire le plan. Nous pensons que c'est la manière la plus sûre de procéder.

f Conclusion

Nous avons constaté que la mesure du paramètre de flot n'est pas indépendante des techniques utilisées pour reconstruire le plan de réaction. Cette dépendance résulte de trois facteurs: notre ignorance de l'origine des particules, le faible angle de flot des particules directes, le faible angle de rebond des deux partenaires. Les mesures en sont d'autant plus affectées que la masse du système étudié est faible. Les effets de nombre fini jouent en effet un rôle plus important pour les systèmes de petites tailles.

La procédure usuelle qui consiste à exclure la particule étudiée de la reconstruction du plan de réaction n'est pas satisfaisante. Elle introduit une perte d'information supplémentaire qui peut conduire à des paramètres de flot négatifs.

Les effets d'auto-corrélation ou d'anti-corrélation sont également reliés à la valeur absolue du moment transverse des éjectiles. Leur ampleur diffère donc selon la nature de la particule et/ou leur mécanisme de production. Cet aspect est particulièrement gênant pour les éjectiles de mi-rapidité qui possèdent un moment transverse élevé (cf figure IV.1).

Par la suite, il nous faudra donc être prudent quant aux interprétations des évolutions du paramètre de flot avec l'énergie incidente et avec le paramètre d'impact expérimental. Il est évidemment souhaitable que la sensibilité de ce paramètre par rapport aux techniques de mesure ne soit pas supérieure à celle liée aux processus physiques. Dans tous les cas, toute comparaison avec un modèle dynamique devra s'effectuer dans les mêmes conditions quant à la détermination du plan de réaction.

Les résultats obtenus avec la méthode du tenseur étant de meilleure qualité, nous utiliserons donc cette méthode pour calculer le paramètre de flot expérimental. Nous déterminerons un plan de réaction par événement et un plan par éjectile. De cette manière, nous obtiendrons des valeurs sur-estimées et sous-estimées du paramètre de flot.

Notons pour finir que les résultats obtenus dans ces simulations sont qualitatifs. En particulier, la simulation ne tient pas compte d'une émission de mi-rapidité constituée d'éjectiles autres que de nucléons. Nous avons constaté sur le système Ar+Ni que cette émission est composée de tous types d'éjectiles. Nous verrons également que l'angle de déviation global des systèmes est plus faible dans les résultats expérimentaux.

Ces deux remarques ne remettent pas en cause l'origine et les tendances observées pour les phénomènes d'auto-corrélation et d'anti-corrélation. Elles précisent juste que l'ampleur de ces phénomènes est certainement différente, par rapport aux simulations effectuées, dans les résultats expérimentaux.

3

VI.4 Effets de méthode et origines des éjectiles de mi-rapidité

a Estimation qualitative des effets de méthodes

Nous avons constaté que les effets d'auto-corrélation et d'anti-corrélation sont d'autant plus forts que la déviation globale du système est faible. Afin d'estimer le domaine de recouvrement entre les résultats obtenus avec les simulations et ceux que nous établirions dans l'expérience, comparons les angles de déviation déterminés dans les simulations et dans les expériences.

Pour ce faire, nous calculons l'ellipsoïde avec l'ensemble des particules émises dans chaque événement. L'angle que fait l'axe principal de cet ellipsoïde avec l'axe du faisceau représente la déviation globale du système dans le centre de masse. La valeur moyenne de cet angle est représenté sur la figure VI.11 en fonction du paramètre d'impact expérimental. Il a été déterminé pour les deux systèmes et pour différentes énergies incidentes. Les flèches horizontales correspondent au domaine angulaire parcouru dans les simulations.

Nous remarquons que les angles obtenus dans les données expérimentales sont inférieures à ceux utilisés dans les simulations, excepté dans les collisions centrales pour les plus faibles énergies incidentes.

Les effets d'auto-corrélation et d'anti-corrélation liés aux modes de reconstruction du plan de réaction seront donc plus importants dans les résultats expérimentaux. Il est cependant difficile d'estimer l'ampleur de ces effets.

Notons de plus que dans nos expériences la déviation globale des systèmes diminue avec l'énergie incidente. Pour un paramètre d'impact donné, les effets de méthode seront donc plus important lorsque l'énergie incidente augmente.

Nous constatons également que l'angle de déviation global des systèmes diminue quand

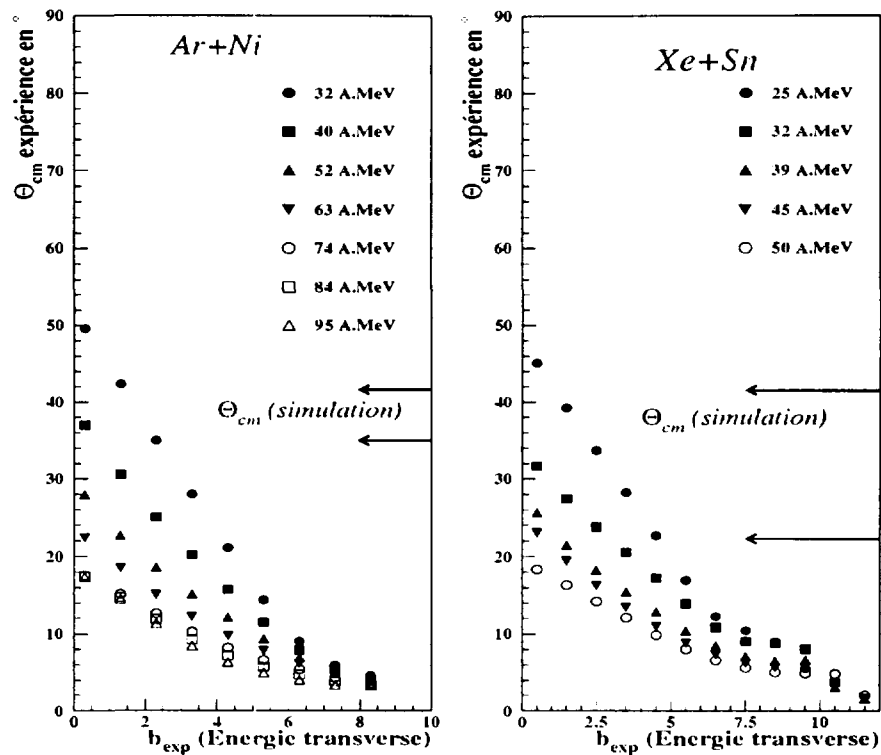


Figure VI.11: Angle moyen de l'ellipsoïde des systèmes $Ar+Ni$ et $Xe+Sn$ en fonction du paramètre d'impact expérimental. Les flèches horizontales représentent le domaine angulaire parcouru dans les simulations.

le paramètre d'impact expérimental augmente. Néanmoins, la proportion d'éjectiles émis par les deux partenaires au voisinage de la mi-rapacité est plus faible dans les collisions périphériques (les deux partenaires sont mieux séparés dans l'espace des rapidités). De plus, l'émission de mi-rapacité est quantitativement moins importante. La distinction de l'origine des éjectiles est donc plus aisée. C'est pourquoi même si l'angle de déviation global du système diminue, il est difficile d'affirmer que les effets de méthodes seront plus importants dans les collisions périphériques. De la même manière, même si l'angle de l'ellipsoïde augmente dans les collisions centrales, l'émission de mi-rapacité étant plus importante (plus de 50% de la masse initiale du système), il est difficile de conclure quant à l'importance des effets de méthodes.

Les effets de méthode seront donc plus importants dans les résultats expérimentaux que dans les simulations et ceci d'autant plus que l'énergie incidente est élevée. L'évolution de ces effets avec le paramètre d'impact est moins évidente. Il est clair que toutes comparaisons avec un modèle théorique devra s'effectuer avec la même procédure de détermination du plan de réaction.

b Origines des éjectiles dont on mesure le paramètre de flot

Un autre facteur, cette fois-ci lié aux processus physiques, ne nous permet pas de mesurer proprement le flot des éjectiles directs: le domaine de rapidité où le paramètre de flot est mesuré n'est pas uniquement constitué d'éjectiles directs.

Une fraction des éjectiles émis par les deux partenaires est en effet localisée au voisinage de la mi-rapidité. Le mélange de ces deux modes d'émission dans l'espace des rapidités a déjà été constaté dans des calculs théoriques [ONO⁺95]. Dans cette référence, les différentes amplitudes de flot latéral observées selon la nature des particules sont interprétées comme étant la résultante de mélanges, dans des proportions différentes, de ces deux modes d'émission. De la même manière, cet argument est avancé dans les résultats expérimentaux [ANGELIQUE⁺97, CROCHET96] pour expliquer l'augmentation du flot latéral avec la masse de la particule.

A l'aide des méthodes développées dans le chapitre IV, nous avons estimé les pourcentages d'éjectiles évaporés au voisinage de la mi-rapidité vis-à-vis de tous les autres mécanismes de production (émission de mi-rapidité). Pour ce faire, nous avons normalisé la multiplicité des éjectiles évaporés dans le domaine de rapidité (0.35, 0.65) concerné par la mesure du paramètre de flot par rapport à tous les éjectiles de même nature émis dans ce même domaine de rapidité.

Nous avons constaté que 10 à 20% des protons, 5 à 10% des particules alpha, des Hélium3 et des fragments de charge égale 3,4,5 proviennent de l'évaporation du quasi-projectile. Les deutons et les tritons évaporés constituent respectivement 0 à 5% et 0 à 1% des deutons et des tritons compris dans le domaine de rapidités relatives considéré. Ces particules sont donc les plus à même de caractériser, vis-à-vis de l'évaporation, le flot de particules de mi-rapidité.

Notons que ces pourcentages évoluent peu avec le paramètre d'impact expérimental. Cette constance découle de deux effets. Les multiplicités de particules évaporées au voisinage de la mi-rapidité augmentent certes avec la centralité de la collision mais de la même manière, l'émission de mi-rapidité est plus importante dans les collisions centrales. Le rapport de ces deux émissions conduit donc à des pourcentages relativement constants sur tout le domaine de paramètre d'impact.

Remarquons pour finir que les processus directs ne sont pas les seuls phénomènes plausibles pour justifier l'origine des éjectiles associés à l'émission de mi-rapidité. Les éjectiles localisés entre les deux partenaires peuvent également provenir de la désexcitation d'une source ou de la fission dynamique d'un des deux partenaires. Ces deux phénomènes conduisent respectivement à l'observation de paramètres de flot nuls (pour la source de mi-rapidité) et de paramètres de flot correspondant au rebond des deux partenaires (pour la fission dynamique des deux partenaires).

Les valeurs de paramètre de flot obtenues reflètent la contribution respective de tous ces mécanismes. L'évolution du paramètre de flot selon la nature de l'éjectile devrait donc apporter une contrainte supplémentaire pour les modèles théoriques vis-à-vis de tous ces mécanismes de production.

En conclusion, les deutons et les tritons sont certainement les particules qui conservent

l'information la plus directement reliée à la zone d'interaction pour le système Ar+Ni. L'étude de leur flot latéral se révèle donc prometteuse quant aux objectifs fixés pour les analyses d'écoulements collectifs.

VI.5 Résultats expérimentaux

Nous avons tout d'abord vérifié que la réponse du multi-détecteur INDRA n'affecte pas la reconstruction du plan de réaction. Pour ce faire, nous calculons les deux composantes en moment dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau de chaque éjectile. Nous déterminons ensuite la valeur moyenne de chaque composante en fonction de la rapidité relative des éjectiles sans aucune sélection sur les événements traités. Ce test permet de vérifier que la symétrie azimutale du détecteur est respectée quelle que soit la nature de la particule et sa rapidité.

Nous avons constaté que la valeur moyenne de ces composantes est globalement nulle à ± 2 MeV/c près quelle soit la nature de la particule, sa rapidité et l'énergie incidente. Le multi-détecteur INDRA n'introduit donc aucune déviation systématique sur la détermination du plan de réaction.

Le plan de réaction est déterminé soit à l'aide de la méthode de l'ellipsoïde, soit à l'aide de la méthode des moments transverses. Dans tous les cas, nous déterminerons un plan de réaction par événement et un plan de réaction par éjectile.

a Distribution de $\langle P_y/A \rangle$ des éjectiles

La figure VI.12 représente la valeur moyenne de la composante hors plan de réaction du moment transverse de chaque éjectile pour le système Ar+Ni. Cette figure est établie pour les collisions centrales à 74 A.MeV. Un plan de réaction est déterminé par éjectile à l'aide de la méthode de l'ellipsoïde.

La valeur moyenne de la composante hors du plan de réaction est globalement nulle quelle que soit la nature de l'éjectile examinée. Cette figure nous permet de vérifier que les plans de réaction obtenus sont bien des plans de symétrie dans l'espace des moments. Cette condition est nécessaire pour attester la validité des plans de réaction déterminés mais elle n'est en aucun cas suffisante pour certifier que les plans obtenus sont proches du plan de réaction initial.

b Distribution de $\langle P_x/A \rangle$ des éjectiles

Les figures VI.13, VI.14, VI.15 et VI.16 représentent, pour différents éjectiles, la valeur moyenne des moments transverses par nucléon projetés dans le plan de réaction en fonction de leur rapidité relative. Ces distributions ont été déterminées pour quatre gammes de paramètre d'impact et pour les systèmes Ar+Ni à 74 A.MeV (VI.13, VI.14) et Xe+Sn à 50 A.MeV (VI.15, VI.16). Les points noirs correspondent au cas où un plan de réaction est

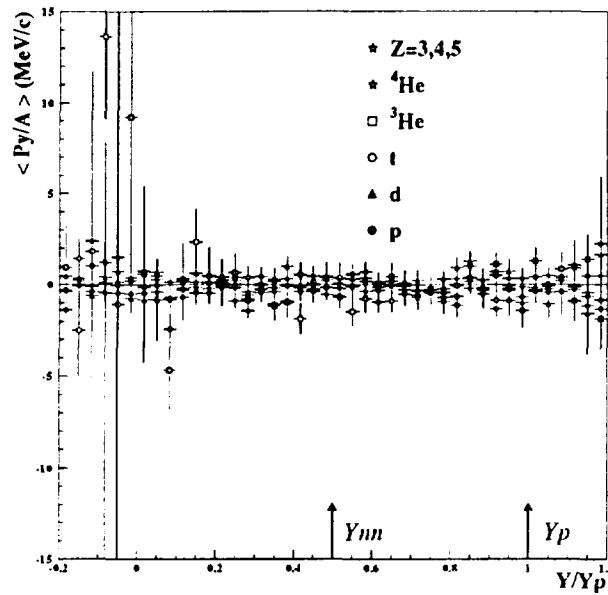


Figure VI.12: Valeur moyenne de la composante hors plan de réaction (P_y/A) de différents éjectiles en fonction de leur rapidité relative pour le système $Ar+Ni$ à $74 A.MeV$.

déterminé par événement, les losanges blancs, au cas où un plan de réaction est reconstruit par éjectile. Dans les deux cas, le plan de réaction est déterminé avec l'ellipsoïde.

Dans cette analyse, nous étudierons le flot latéral des particules légères (p , d , t , 3He , 4He) et des fragments ($Z=3,4,5$ et $Z \geq 6$). Cette systématique nous permettra de mieux appréhender les mécanismes à l'origine du flot latéral et les effets liés aux méthodes de reconstruction du plan de réaction.

La forme typique en "S" des distributions de $\langle P_x/A \rangle$ est observée quelle que soit la nature de la particule quand on détermine un plan de réaction par événement. Elle est beaucoup moins marquée avec un plan de réaction par éjectile. On constate même qu'elle est parfois inversée par rapport à celle déterminée avec un plan de réaction par événement. Nous commenterons plus en détail cette observation dans les paragraphes suivants.

Notons de plus que, quelque soit la nature de l'éjectile, les deux courbes représentant les deux modes de reconstruction du plan de réaction se coupent toujours à la rapidité du centre de masse. Or cette rapidité correspond à la rapidité du centre de l'ellipsoïde. Cette propriété semble donc directement liée à la méthode utilisée pour déterminer le plan de réaction. Remarquons pour finir que ces distributions se décalent vers les composantes négatives lorsque le paramètre d'impact augmente.

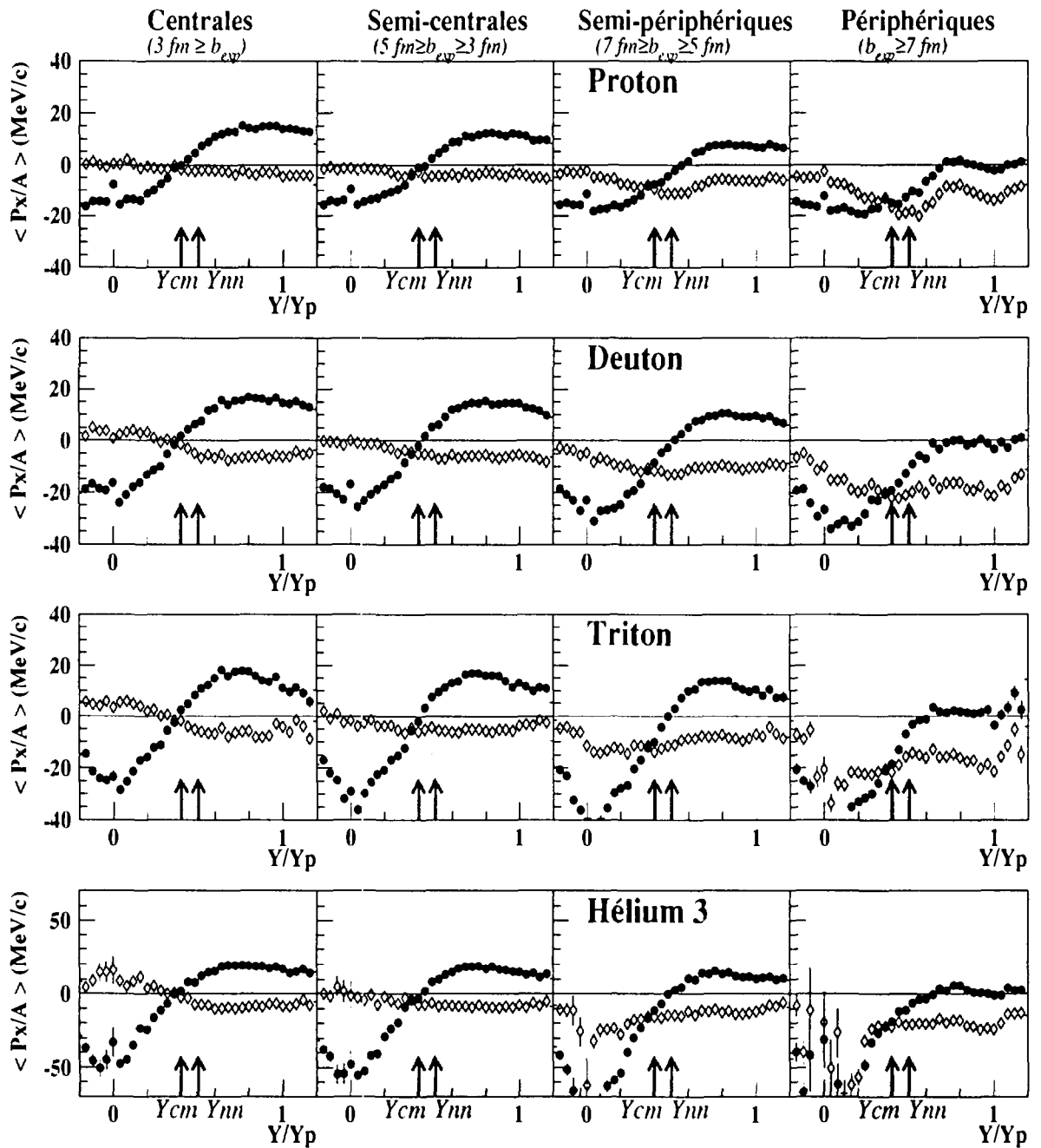


Figure VI.13: Valeur moyenne de la composante dans le plan de réaction (P_x/A) de différents éjectiles en fonction de leur rapidité relative pour le système Ar+Ni à 74 A.MeV. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement, les losanges blancs, avec un plan de réaction par éjectile. Dans les deux cas, le plan de réaction est déterminé avec l'ellipsoïde.

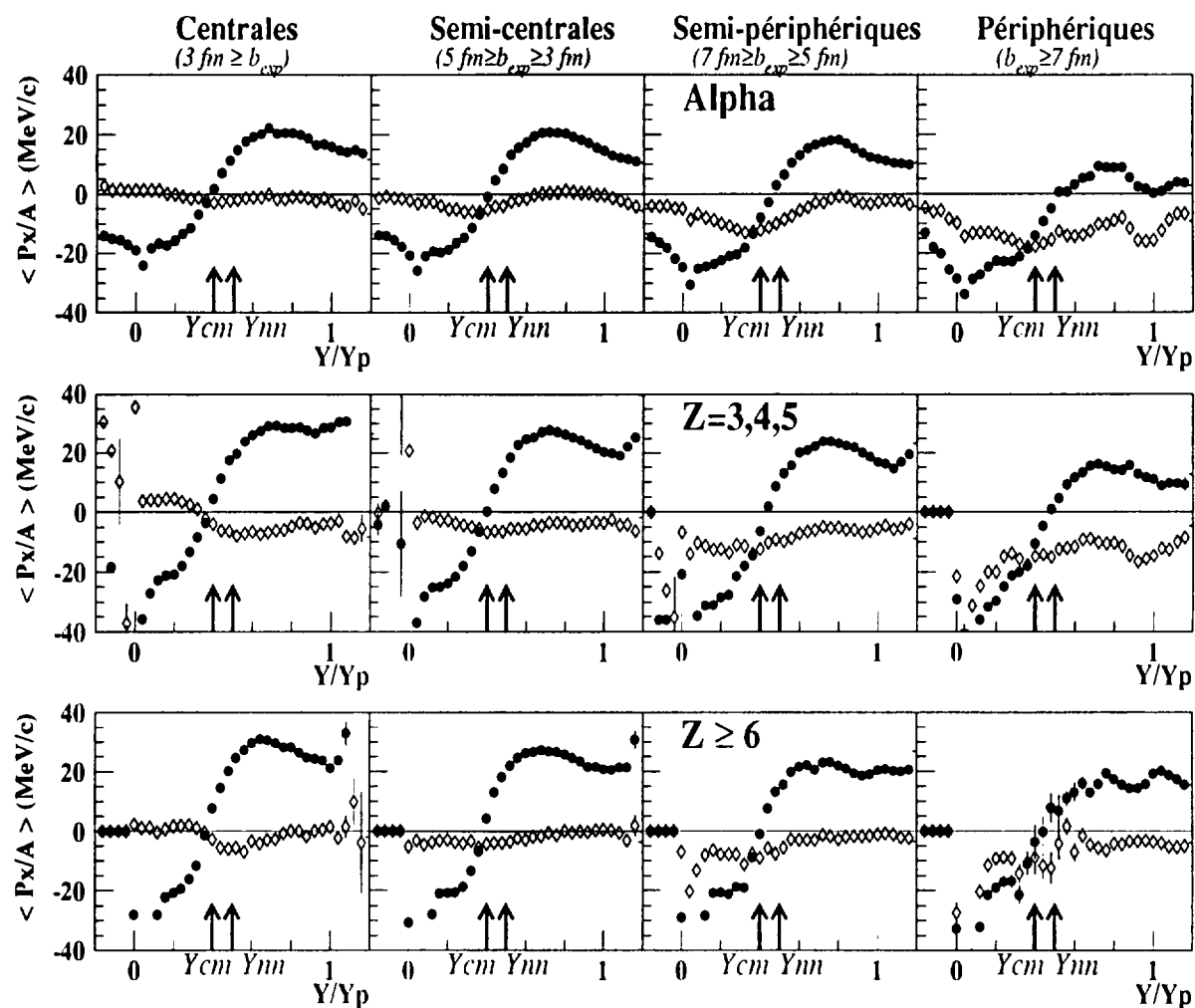


Figure VI.14: Valeur moyenne de la composante dans le plan de réaction (P_x/A) de différents éjectiles en fonction de leur rapidité relative pour le système Ar+Ni à 74 A.MeV. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement, les losanges blancs, avec un plan de réaction par éjectile. Dans les deux cas, le plan de réaction est déterminé avec l'ellipsoïde.

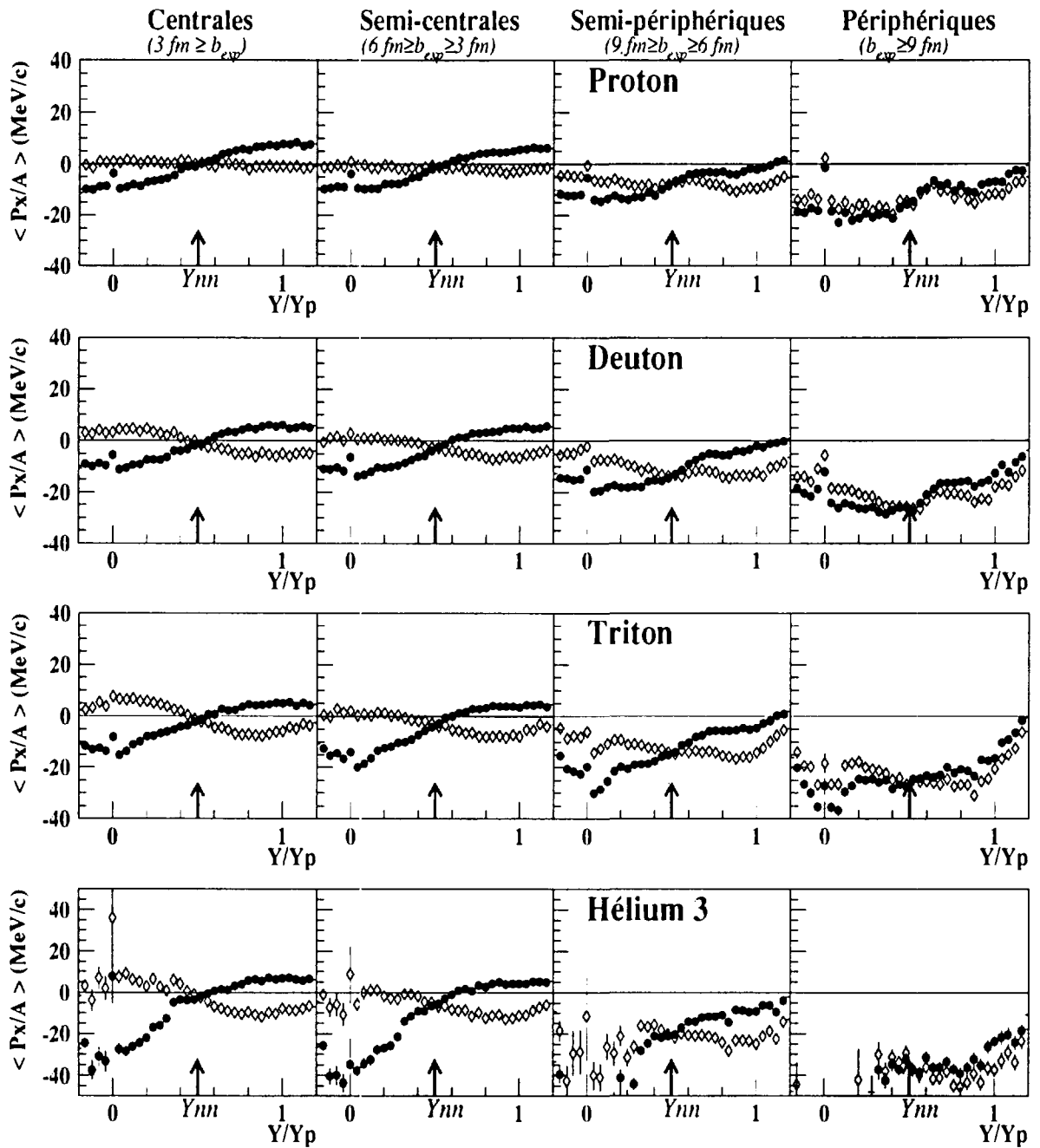


Figure VI.15: Valeur moyenne de la composante dans le plan de réaction (P_x/A) de différents éjectiles en fonction de leur rapidité relative et pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement, les losanges blancs, avec un plan de réaction par éjectile. Dans les deux cas, le plan de réaction est déterminé avec l'ellipsoïde.

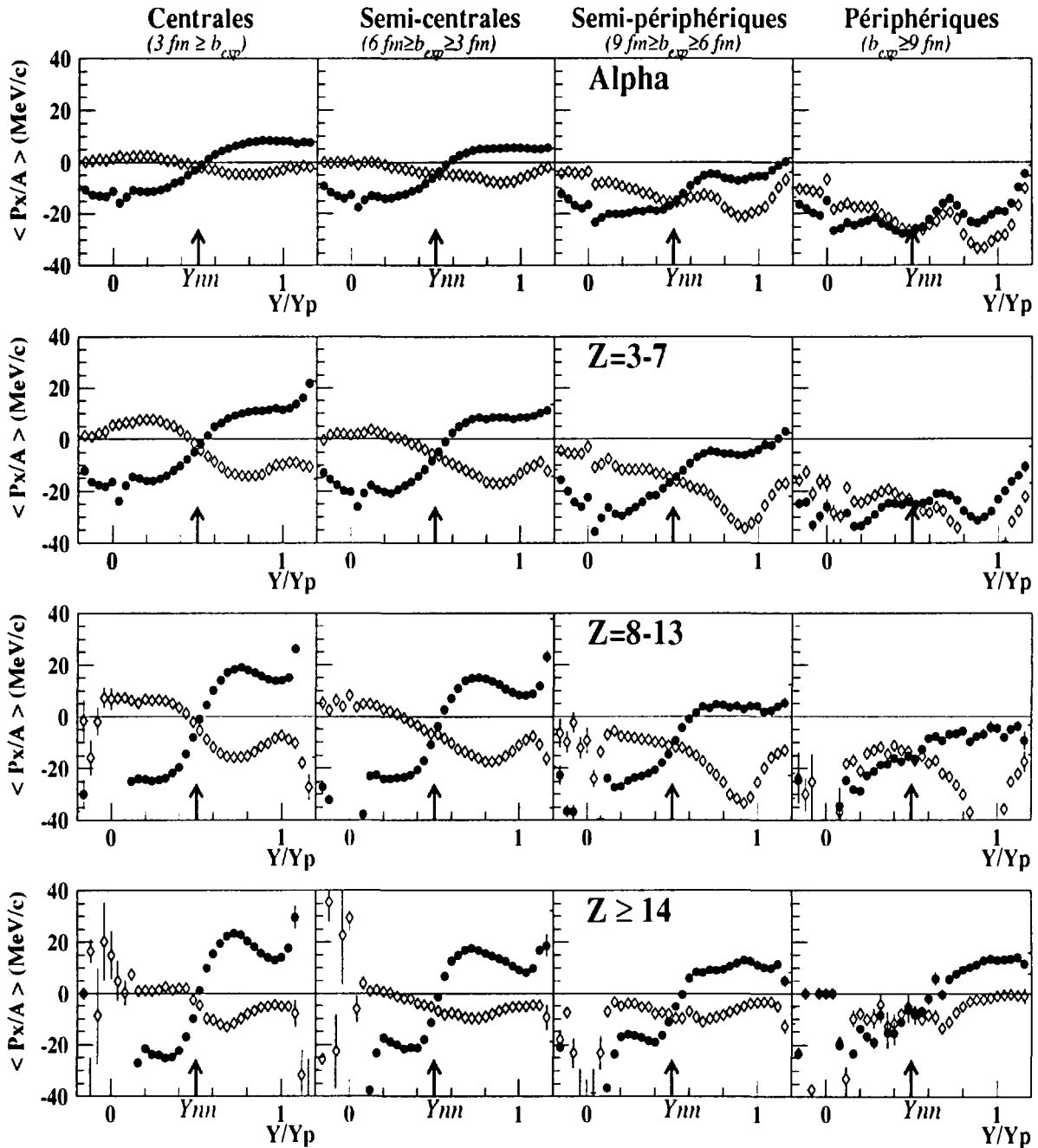


Figure VI.16: Valeur moyenne de la composante dans le plan de réaction (P_x/A) de différents éjectiles en fonction de leur rapidité relative et pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement, les losanges blancs, avec un plan de réaction par éjectile. Dans les deux cas, le plan de réaction est déterminé avec l'ellipsoïde.

c Evolution du paramètre de flot avec le paramètre d'impact expérimental

Les figures VI.17, VI.18, VI.19 et VI.20 représentent les évolutions du paramètre de flot avec le paramètre d'impact expérimental pour différents éjectiles. Elles ont été déterminées à 32, 52, 74 et 95 A.MeV pour le système Ar+Ni et à 25, 39, 45 et 50 A.MeV pour le système Xe+Sn. Les points noirs représentent le cas où un plan de réaction a été déterminé par événement, les losanges blancs le cas où un plan de réaction a été reconstruit par éjectile avec la méthode de l'ellipsoïde. Nous avons également ajouté les résultats obtenus avec la méthode des moments transverses avec un plan par éjectile (étoiles noires).

Rappelons qu'une partie des événements de fusion a été ôtée dans les événements analysés à l'aide de la procédure décrite dans le paragraphe III.3.d. Nous ôtons ainsi les noyaux de fusion qui contribuent à diminuer le flot (émission isotrope au voisinage de la rapidité du centre de masse). Nous avons effectivement constaté que la soustraction de ces événements augmente le paramètre de flot des collisions les plus centrales de 5 à 10 MeV/c pour les plus faibles énergies incidentes.

Les paramètres de flot obtenus avec un plan de réaction par événement sont toujours supérieurs à ceux déterminés avec un plan de réaction par éjectile. Ainsi que nous l'avons observé dans les simulations effectuées dans le paragraphe VI.3, nous obtenons une estimation supérieure et inférieure du paramètre de flot avec ces deux modes de reconstruction du plan de réaction. Notons cependant que les paramètres de flot obtenus avec un plan de réaction par événement ne s'annulent pratiquement jamais et que ceux déterminés avec un plan de réaction par éjectile sont parfois négatifs. Nous reviendrons sur ce point dans la suite de la discussion.

D'une manière générale, nous tenterons dans un premier temps de faire ressortir ce qui nous paraît résulter des modes de reconstruction du plan de réaction, puis nous commenterons les différentes évolutions observées en fonction des résultats déjà établis dans les analyses précédentes.

Effets de méthode

Nous remarquons que les écarts entre les paramètres de flot délivrés par les deux modes de reconstruction du plan de réaction sont d'autant plus grands que l'énergie incidente est élevée et que la masse de l'éjectile est grande. Notons de plus que ces écarts sont plus importants dans les collisions centrales (exceptée à 32 A.MeV pour le système Ar+Ni et à 25 A.MeV pour le système Xe+Sn).

Ces observations sont identiques pour les deux systèmes. Elles évoluent de façon systématique avec la masse de la particule et l'énergie incidente. Ces évolutions semblent donc refléter les effets d'auto-corrélation et d'anti-corrélation dus aux deux modes de reconstruction de plan de réaction. Rappelons que ces effets sont d'autant plus importants que l'angle de déviation du système étudié est faible (énergie incidente élevée) et que le moment transverse de la particule étudiée est grand (masse de la particule élevée).

Enfin, notons que les paramètres de flot mesurés avec la détermination d'un plan de

réaction par événement évoluent plus faiblement avec le paramètre d'impact que ceux déterminés avec un plan de réaction par éjectile. La sensibilité de la mesure du paramètre de flot avec ce mode de reconstruction du plan de réaction semble donc plus faible que celle obtenue avec un plan de réaction par éjectile.

Au vu de ces observations, il est difficile d'estimer la sensibilité des paramètres de flot mesurés vis-à-vis des processus physiques à l'origine des écoulements collectifs. Analysons cependant plus finement les résultats obtenus avec un plan de réaction par éjectile. Ce mode de reconstruction du plan de réaction est en effet communément utilisé dans les analyses de flot latéral. Nous pourrions ainsi comparer nos résultats avec les études précédentes.

Corrélations physiques

Les paramètres de flot obtenus en reconstruisant le plan de réaction avec la méthode de l'ellipsoïde ou avec la méthode des moments transverses sont globalement similaires, tout au moins dans leur évolution.

Nous remarquons que, mises à part les plus faibles énergies incidentes, les paramètres de flot augmentent avec le paramètre d'impact. Pour le système Ar+Ni, ils sont en général maximum pour les collisions semi-périphériques et diminuent dans les collisions très périphériques. C'est typiquement l'allure en forme de cloche attendue [ANGELIQUE⁺97, PAK 1)⁺96]. Notons cependant que les paramètres de flot obtenues dans les collisions centrales sont généralement négatifs à partir de 74 A.MeV.

Pour le système Xe+Sn, les évolutions sont moins marquées. Les paramètres de flot des éjectiles légers (p,d,t, ³He) sont pratiquement constants sur toute la gamme de paramètre d'impact. Du fait des seuils d'identification, les valeurs obtenues pour les hélium 3 sont à considérer avec précautions. Les paramètres de flot obtenus pour les éjectiles de masse supérieure à quatre sont généralement négatifs et augmentent avec le paramètre d'impact expérimental.

Nous n'observons pas d'augmentation systématique du paramètre de flot avec la masse de l'éjectile examiné. Notons cependant que les paramètres de flot déterminés pour les particules alpha sont supérieurs à ceux établis pour les protons pour le système Ar+Ni. Cette caractéristique est en accord avec les résultats déjà établis pour des systèmes légers [ANGELIQUE⁺97, PAK 1)⁺96].

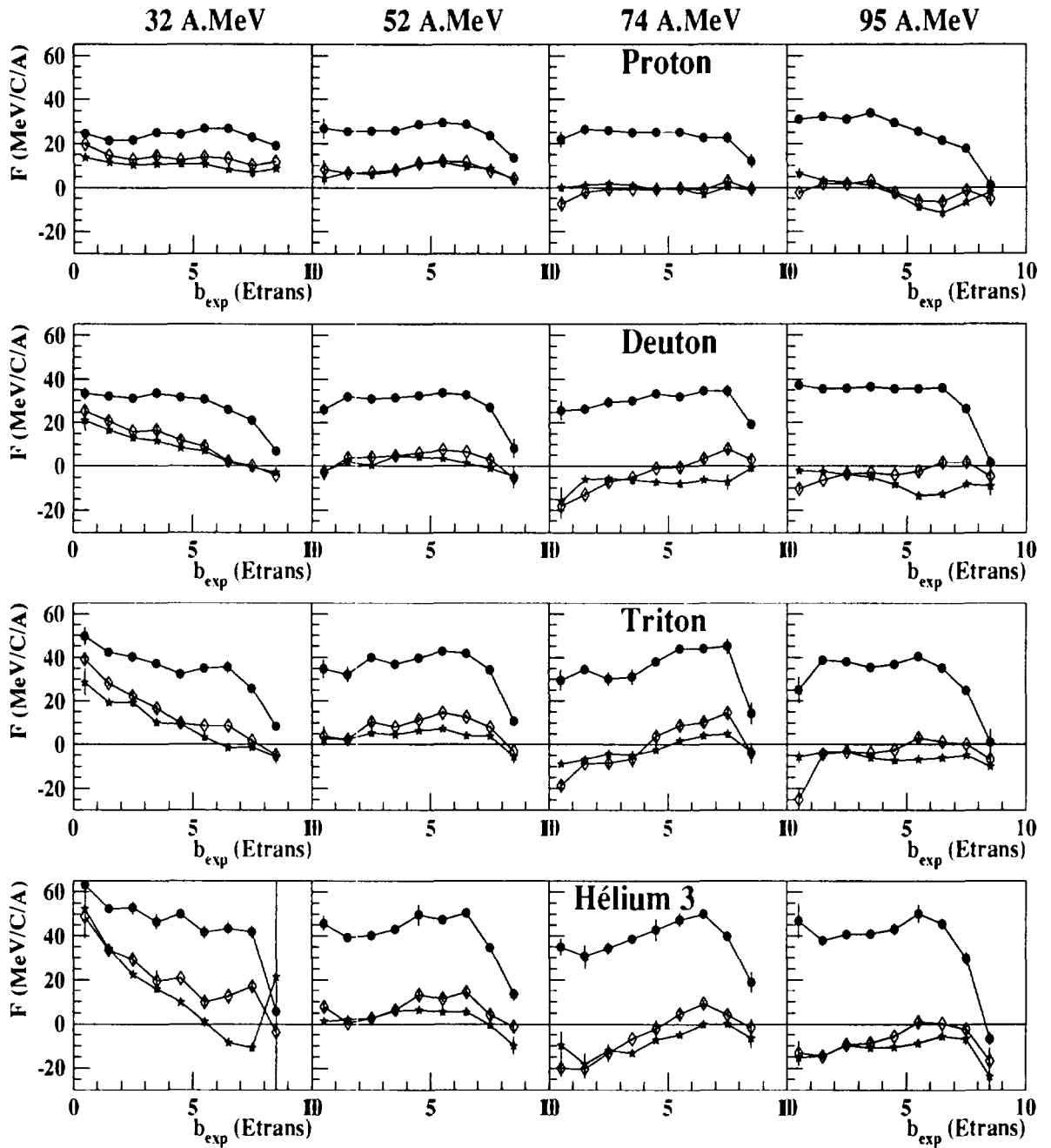


Figure VI.17: Evolution du paramètre de flot avec le paramètre d'impact expérimental pour les éjectiles p , d , t et ${}^3\text{He}$. Cette figure a été établie pour le système $\text{Ar}+\text{Ni}$ pour quatre énergies incidentes: 32, 52, 74 et 95 A.MeV. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement (ellipsoïde), les losanges blancs (ellipsoïde) et les étoiles noires (moments transverses), avec un plan de réaction par éjectile.

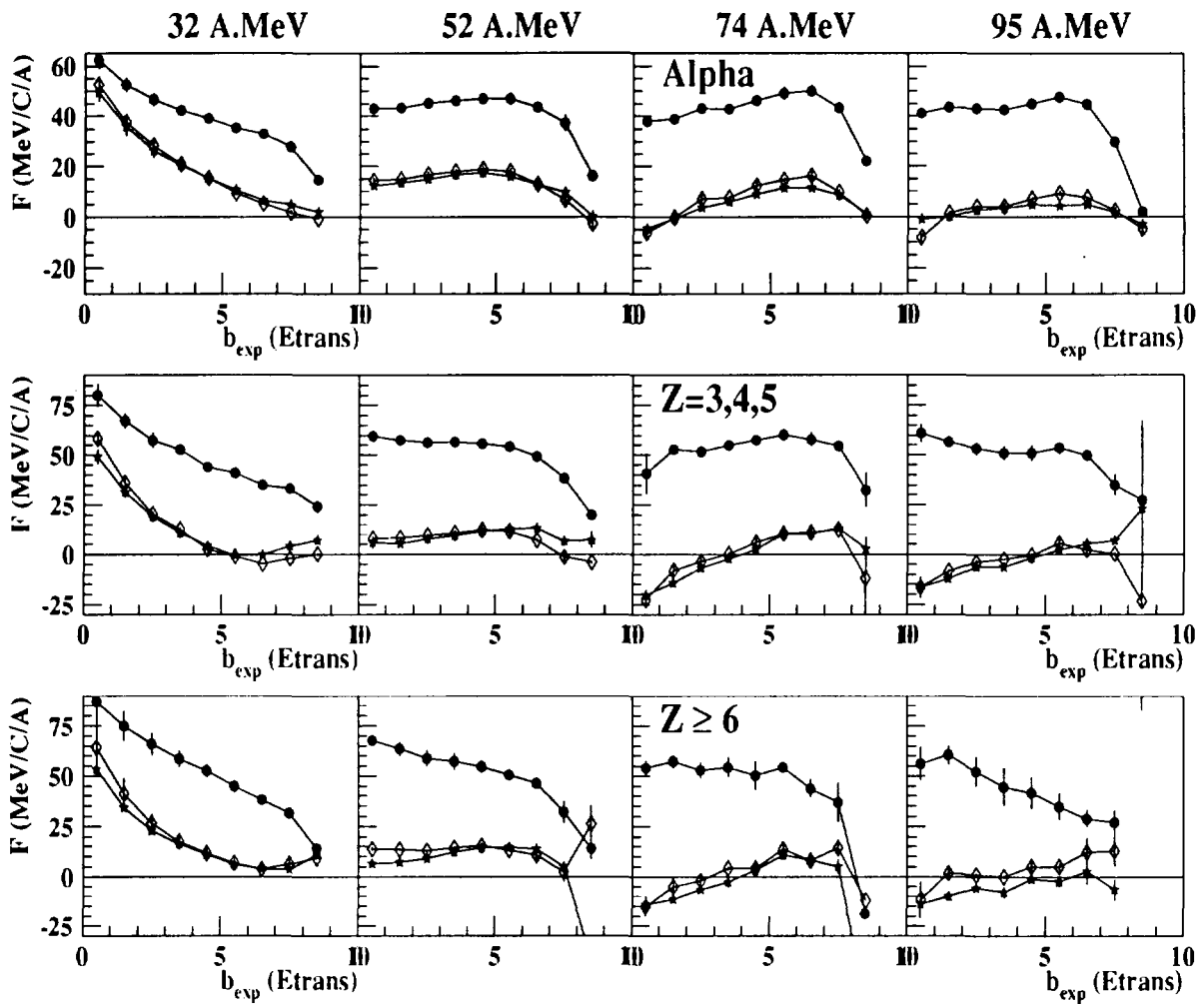


Figure VI.18: Evolution du paramètre de flot avec le paramètre d'impact expérimental pour les éjectiles ${}^4\text{He}$, $Z=3,4,5$ et $Z \geq 6$. Cette figure a été établie pour le système $\text{Ar}+\text{Ni}$ pour quatre énergies incidentes: 32, 52, 74 et 95 A.MeV. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement (ellipsoïde), les losanges blancs (ellipsoïde) et les étoiles noires (moments transverses), avec un plan de réaction par éjectile.

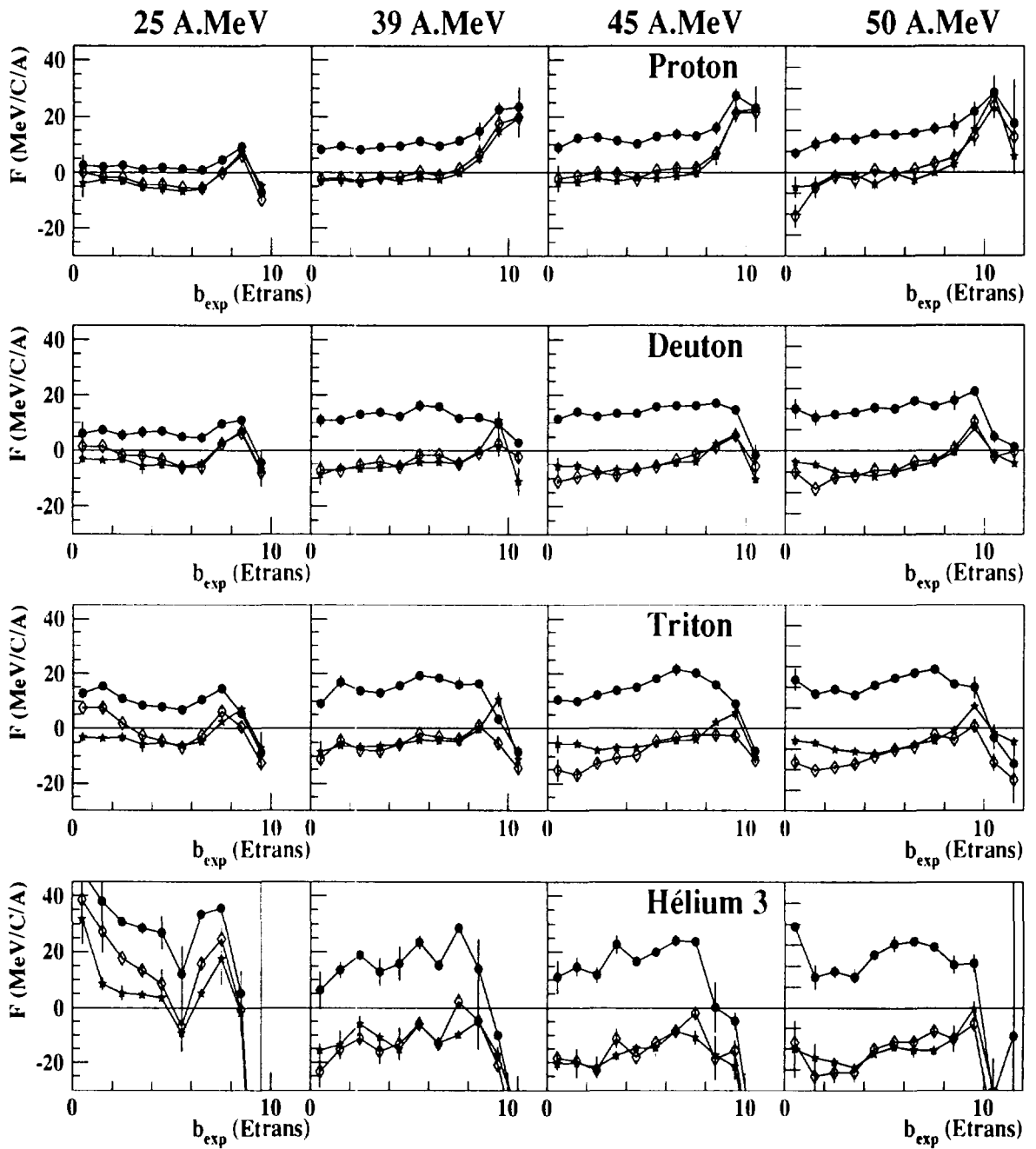


Figure VI.19: Evolution du paramètre de flot avec le paramètre d'impact expérimental pour les éjectiles p , d , t et ${}^3\text{He}$. Cette figure a été établie pour le système $\text{Xe}+\text{Sn}$ pour quatre énergies incidentes: 25, 39, 45 et 50 A.MeV. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement (ellipsoïde), les losanges blancs (ellipsoïde) et les étoiles noires (moments transverses), avec un plan de réaction par éjectile.

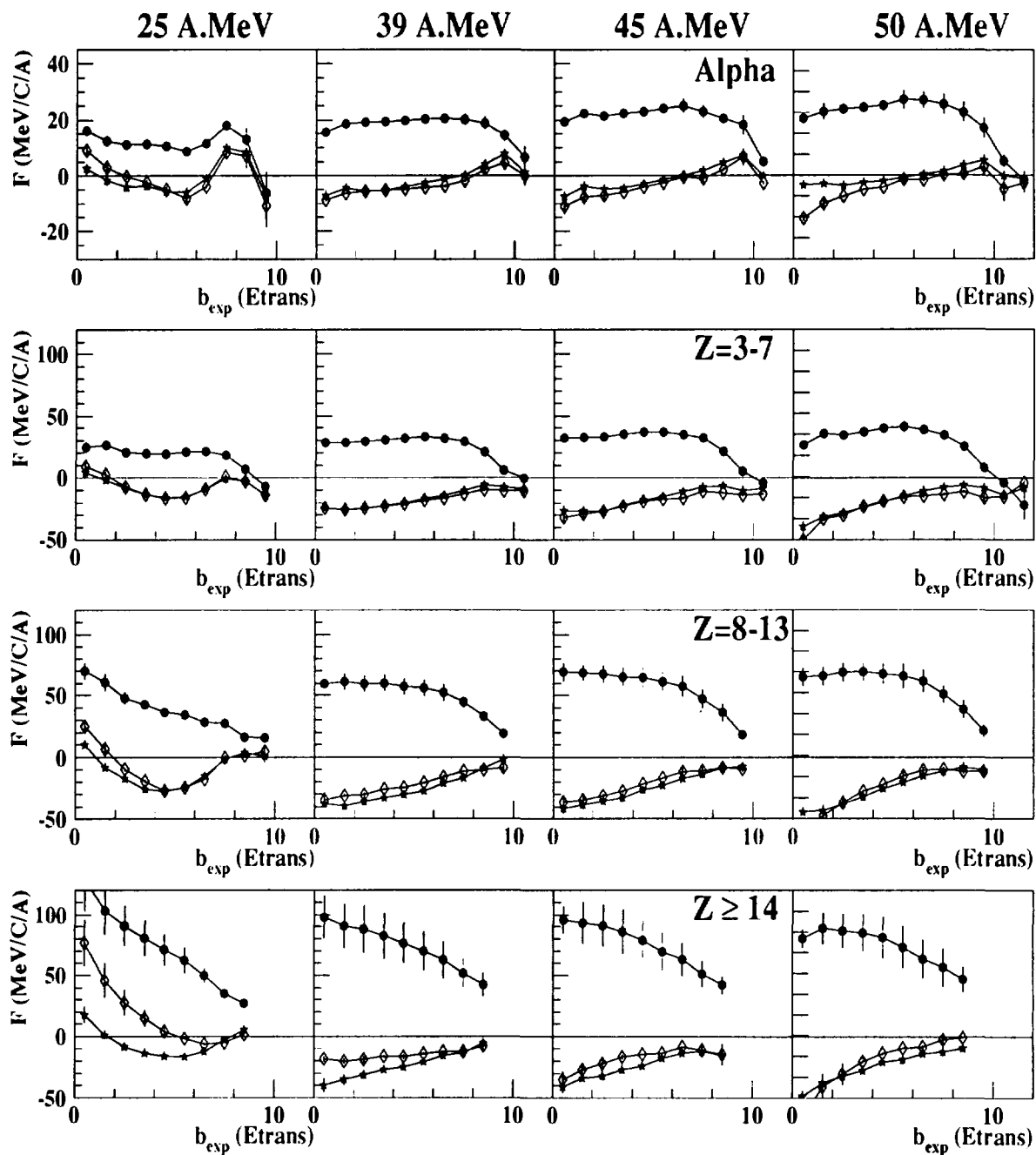


Figure VI.20: Evolution du paramètre de flot avec le paramètre d'impact expérimental pour les éjectiles ${}^4\text{He}$, $Z=3-7$, $Z=8-13$ et $Z \geq 14$. Cette figure a été établie pour le système $\text{Xe}+\text{Sn}$ pour quatre énergies incidentes: 25, 39, 45 et 50 A.MeV. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement (ellipsoïde), les losanges blancs (ellipsoïde) et les étoiles noires (moments transverses), avec un plan de réaction par éjectile.

Afin d'aller plus en avant dans la discussion, analysons l'influence de l'énergie incidente sur ce paramètre. L'intérêt de représenter le paramètre de flot latéral en fonction de l'énergie incidente réside dans l'extraction de l'énergie d'inversion. D'après la systématique déjà établie dans les références [WESTFALL⁺93, MOTA⁺92], la gamme d'énergie incidente utilisée pour le système Ar+Ni est suffisante pour extraire cette énergie d'inversion dans les collisions les plus centrales. Pour le système Xe+Sn, l'énergie incidente maximum est légèrement inférieure à la valeur attendue dans les collisions les plus centrales.

d Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente

Les figures VI.21, VI.22, VI.23 et VI.24 représentent les évolutions du paramètre de flot avec l'énergie incidente. Elles ont été établies pour quatre gammes de paramètre d'impact et pour les systèmes Ar+Ni et Xe+Sn. Notons que ces analyses ont également été effectuées pour chaque tranche en paramètre d'impact. Les observations sont identiques.

Effets des méthodes

Nous constatons de nouveau que les écarts entre les résultats délivrés par les deux modes de reconstruction du plan de réaction augmentent avec l'énergie incidente et la masse de l'éjectile. Mises à part les faibles énergies incidentes, ces écarts sont plus importants dans les collisions centrales.

Les paramètres de flot obtenus avec un plan de réaction par événement sont pratiquement constants sur toute la gamme d'énergie incidente pour le système Ar+Ni et en légère augmentation avec l'énergie incidente pour le système Xe+Sn. Ils ne s'annulent pratiquement jamais. Ces deux caractéristiques résultent des effets d'auto-corrélation qui d'une part conduisent à une surestimation du paramètre de flot mesuré et d'autre part détériorent la sensibilité des mesures. La figure VI.6 montre clairement que différentes valeurs de flot initial (<40 MeV/c/A) conduisent à la même valeur de flot mesuré. Dans ces conditions, il est évidemment impossible de déterminer une énergie d'inversion avec ce mode de reconstruction du plan de réaction.

Corrélations physiques

Avec un plan de réaction par éjectile, la dépendance à l'énergie incidente est plus marquée qu'avec un plan de réaction par événement. Les évolutions obtenues avec les deux méthodes de reconstruction du plan de réaction (méthodes de l'ellipsoïde et des moments transverses) sont équivalentes.

Pour le système Ar+Ni, les évolutions des paramètres de flot avec l'énergie incidente sont bien marquées. Nous constatons que, mise à part les protons et les particules alpha, les paramètres de flot mesurés sont négatifs dans les collisions centrales à partir de 63 MeV par nucléon.

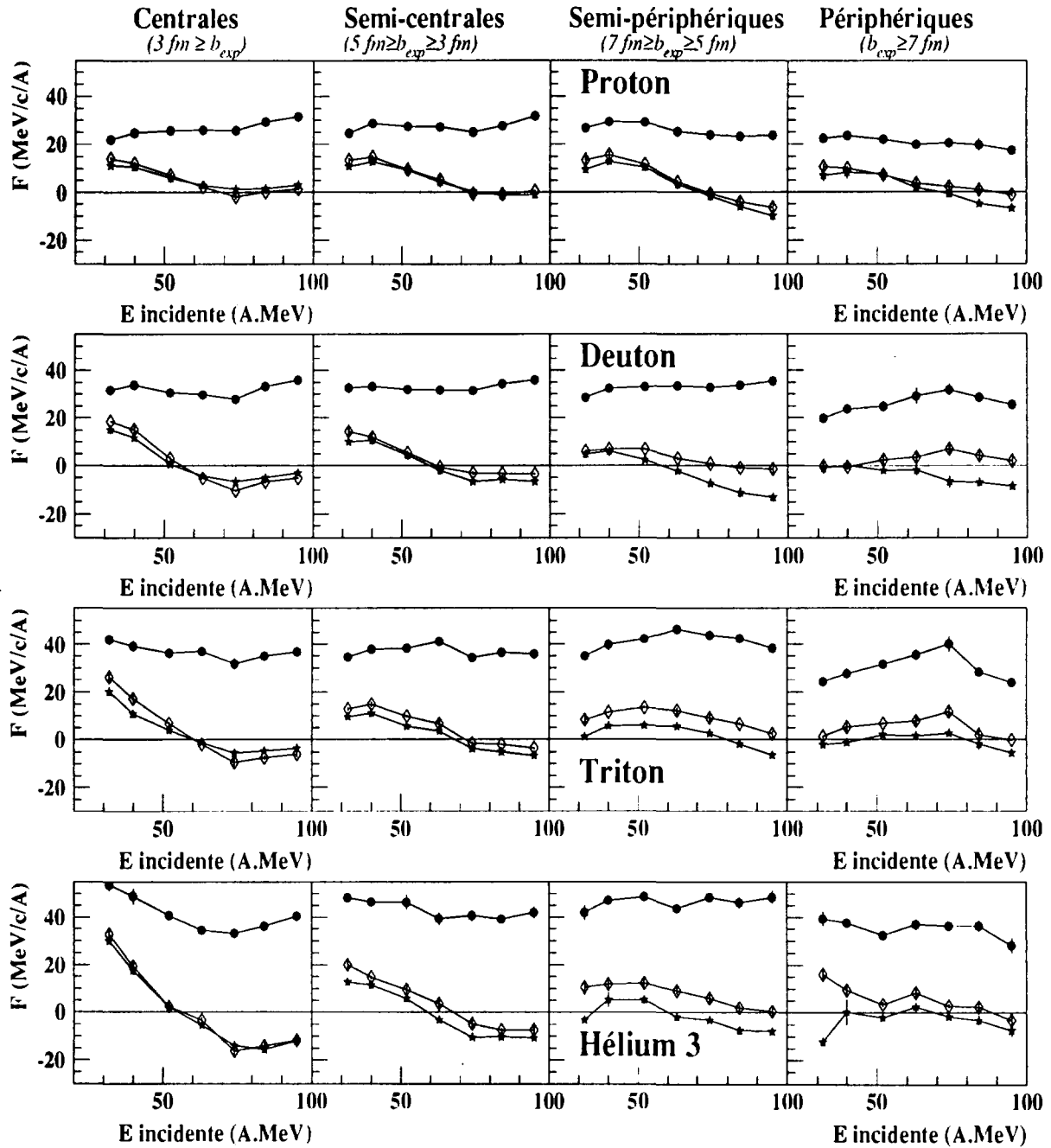


Figure VI.21: Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente pour les éjectiles p , d , t et ${}^3\text{He}$. Cette figure a été établie pour le système $\text{Ar}+\text{Ni}$ pour quatre gammes de paramètre d'impact. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement (ellipsoïde), les losanges blancs (ellipsoïde) et les étoiles noires (moments transverses), avec un plan de réaction par éjectile.

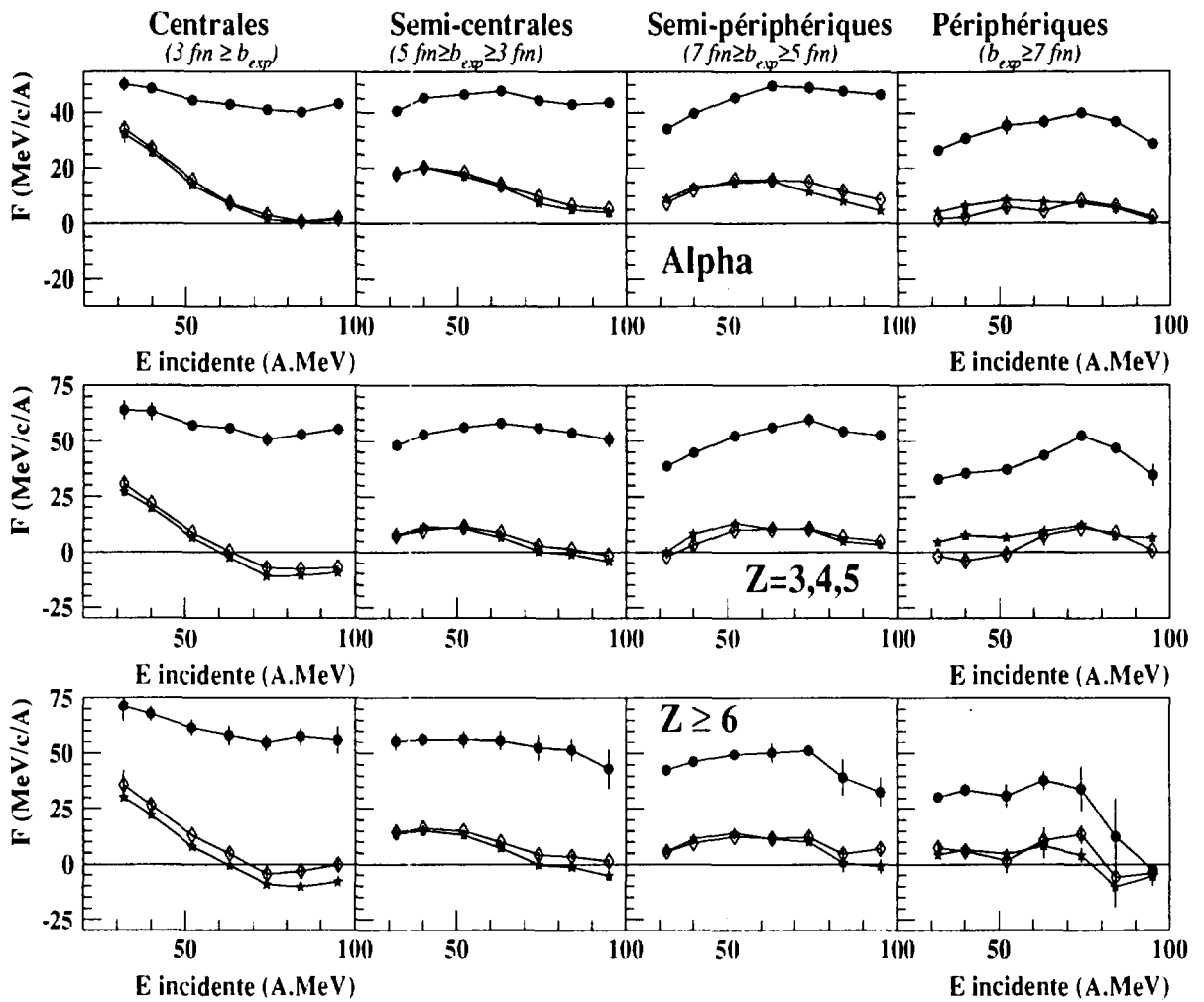


Figure VI.22: Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente pour les éjectiles ^4He , $Z=3,4,5$ et $Z \geq 6$. Cette figure a été établie pour le système Ar+Ni pour quatre gammes de paramètre d'impact. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement (ellipsoïde), les losanges blancs (ellipsoïde) et les étoiles noires (moments transverses), avec un plan de réaction par éjectile.

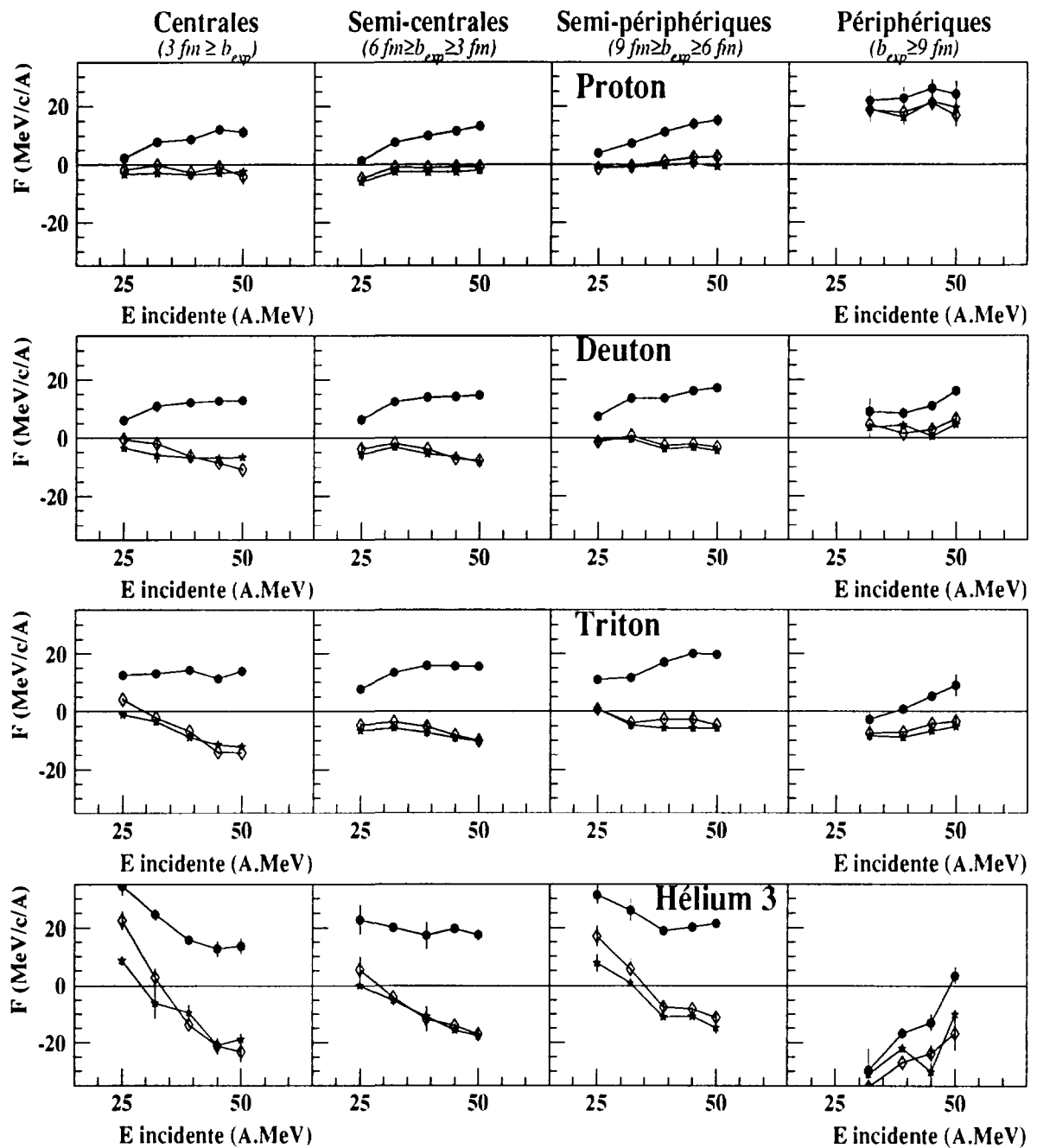


Figure VI.23: Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente pour les éjectiles p , d , t et ${}^3\text{He}$. Cette figure a été établie pour le système $\text{Xe}+\text{Sn}$ pour quatre gammes de paramètre d'impact. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement (ellipsoïde), les losanges blancs (ellipsoïde) et les étoiles noires (moments transverses), avec un plan de réaction par éjectile.

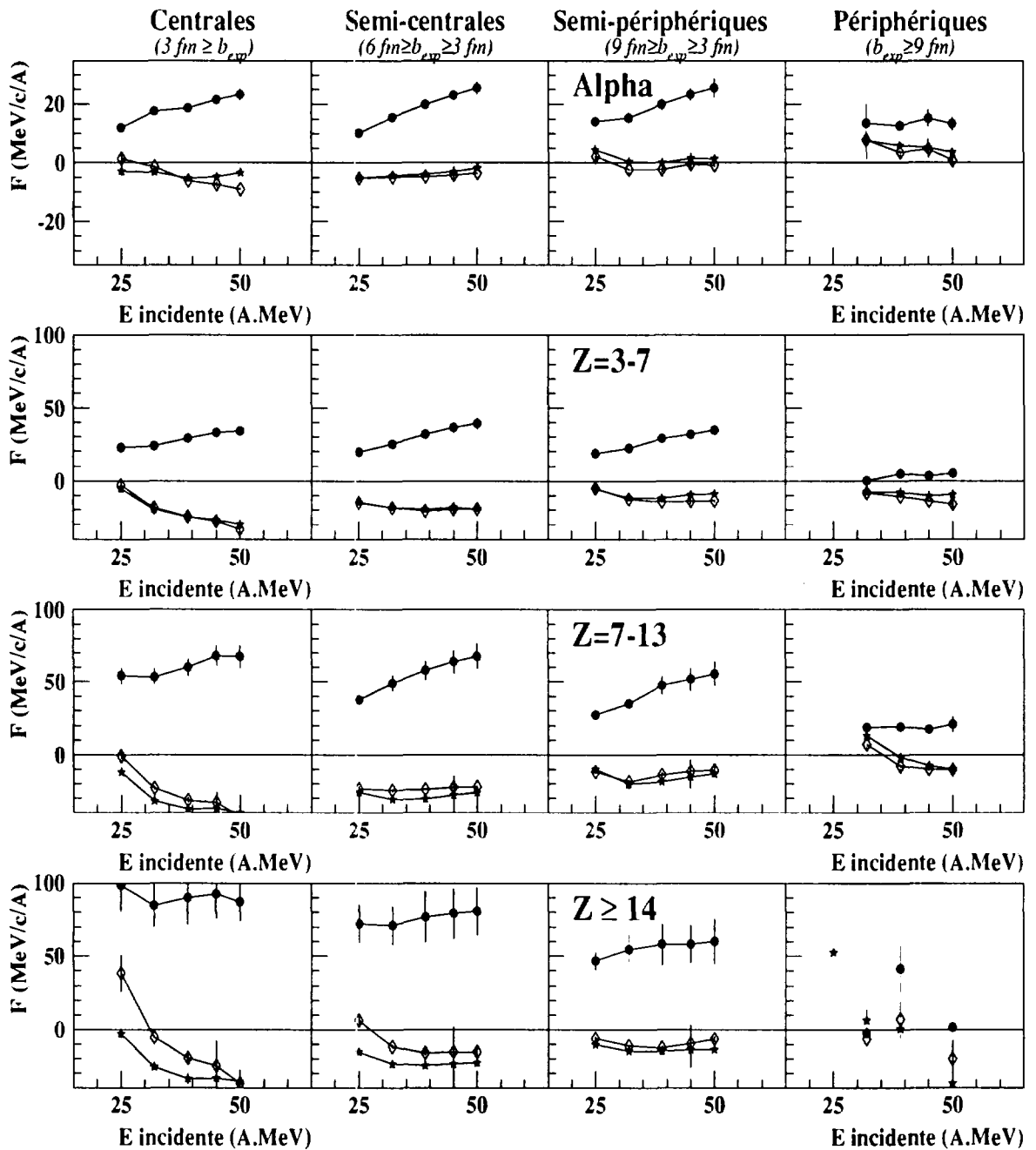


Figure VI.24: Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente pour les éjectiles ${}^4\text{He}$, $Z=3-7$, $Z=8-13$ et $Z \geq 14$. Cette figure a été établie pour le système $\text{Xe}+\text{Sn}$ pour quatre gammes de paramètre d'impact. Les points noirs représentent les paramètres de flot latéral obtenus avec un plan de réaction par événement (ellipsoïde), les losanges blancs (ellipsoïde) et les étoiles noires (moments transverses), avec un plan de réaction par éjectile.

Pour le système Xe+Sn, les paramètres de flot sont pratiquement toujours négatifs et ceci quelle que soit la nature de la particule. Nous reviendrons sur ce point dans la discussion finale. Les dépendances à l'énergie incidente sont beaucoup moins prononcées. Dans les collisions centrales, les paramètres de flot diminuent avec l'énergie incidente, excepté pour les protons. Pour tous les autres paramètres d'impact, les paramètres de flot n'évoluent pas avec l'énergie incidente. Notons qu'il n'est pas possible de déterminer l'énergie d'inversion du système Xe+Sn quel que soit la nature de l'éjectile sans utiliser des paramètres de flot négatifs.

Nous allons néanmoins tenter de déterminer l'énergie d'inversion quand cela se révèle possible. Nous verrons ainsi si les travaux que nous avons effectué sont cohérents avec les études antérieures. Nous discuterons par la suite de la validité des résultats obtenus et de leur sensibilité vis-à-vis des effets de méthodes.

Extraction de l'énergie d'inversion

Pour le système Ar+Ni, nous constatons que seules les collisions centrales semblent posséder une composante que l'on peut associer aux aspects répulsifs auxquels est sensible le flot latéral. Nous observons en effet une légère remontée du paramètre de flot pour les énergies incidentes les plus élevées et ceci quel que soit la nature de l'éjectile. Pour le système Xe+Sn, la gamme d'énergies disponibles est insuffisante pour observer cette remontée (l'énergie incidente est toujours inférieure à l'énergie d'inversion). Il n'est donc pas possible d'extraire les énergies d'inversion associées à chaque type de particule. Nous nous limiterons à la détermination de l'énergie d'inversion des collisions centrales du système Ar+Ni.

La figure VI.25 représente la procédure utilisée pour extraire l'énergie d'inversion. La dépendance du paramètre de flot à l'énergie incidente est ajustée à l'aide d'une fonction parabolique. L'énergie incidente pour laquelle cette fonction est minimum est associée à l'énergie d'inversion [KROFCHECK⁺91].

Le tableau VI.1 représente les énergies d'inversion obtenues pour chaque éjectile déterminées pour les collisions centrales du système Ar+Ni.

	Proton	Deuton	Triton	Hélium 3	Alpha	Z=3,4,5	Z ≥ 6
E inversion (MeV)	82 ± 8	79 ± 4.	85 ± 5	82 ± 5	86 ± 6	88 ± 7	84 ± 9

Table VI.1: Energies d'inversion associées à chaque type d'éjectile pour le système Ar+Ni dans les collisions centrales. Les barres d'erreur représentent les imprécisions de l'ajustement effectué.

Nous remarquons que, compte tenu des barres d'erreur, les énergies d'inversion obtenues avec des paramètres de flot toujours positifs (pour les protons et les particules alpha) sont comparables à celles obtenues avec des paramètres de flot négatifs (pour les d, t, ³He, Z=3,4,5 et Z ≥ 6). L'énergie d'inversion ne semble donc pas dépendre du signe des paramètres de flot mesurés à son voisinage et de la nature de l'éjectile. Ce dernier

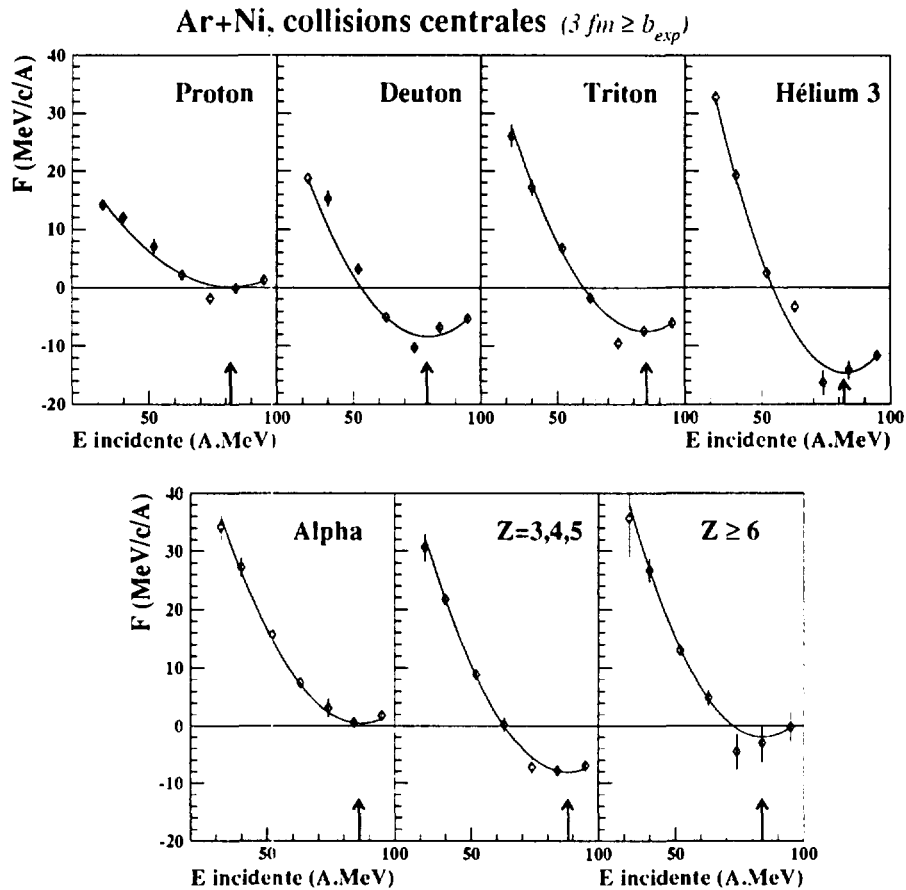


Figure VI.25: Procédure d'extraction de l'énergie d'inversion pour les collisions centrales du système $Ar+Ni$.

point est en désaccord avec les prédictions du modèle théorique AMD ("Antisymmetrized Molecular dynamics") [ONO⁺95] où l'on observe une augmentation de l'ordre de 20 MeV entre l'énergie d'inversion des protons et celle des particules alpha.

En revanche, les valeurs obtenues sont en accord avec les études antérieures. La valeur d'énergie d'inversion obtenue est en accord avec les systématiques établies dans les références [MOTA⁺92, WESTFALL⁺93] dans les collisions centrales.

Les analyses menées à MSU sur des systèmes de masse voisine, $^{40}Ar + ^{51}V$ [OGILVIE⁺90, KROFCHECK⁺91] et $^{40}Ar + ^{45}Sc$ [WESTFALL⁺93, PAK 1)⁺96], montrent que les énergies d'inversion obtenues sont indépendantes de la nature de la particule (p, d, t, Z=2, Z=3). Elles sont égales à 85 ± 10 MeV pour le système $^{40}Ar + ^{51}V$ [KROFCHECK⁺91] et à 85 ± 6 MeV [PAK 1)⁺96] pour le système $^{40}Ar + ^{45}Sc$ dans les réactions centrales. Les valeurs obtenues sur le système $^{36}Ar + ^{58}Ni$ sont donc en accord avec celles établies à MSU.

Remarquons également que les énergies d'inversion obtenues sur les systèmes $^{40}Ar + ^{45}Sc$ et $^{40}Ar + ^{51}V$ ont été déterminées à l'aide de la méthode de Wilson pour la reconstruction

du plan de réaction. La sélection des réactions centrales a été effectuée soit avec l'énergie ou le moment transverse total ($^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$) soit avec la somme des charges de mi-rapidité ($^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V}$). L'énergie d'inversion semble donc être une variable robuste vis-à-vis des méthodes de reconstruction du plan de réaction et des variables globales utilisées pour sélectionner la centralité des collisions.

Notons pour finir que les évolutions du paramètre de flot avec l'énergie incidente, observée dans les collisions semi-centrales et semi-périphériques pour le système Ar+Ni, semblent en accord avec l'obtention d'énergies d'inversion plus élevées. Cette augmentation de l'énergie d'inversion avec le paramètre d'impact est compatible avec les mesures déjà effectuées [PAK 3]⁺⁹⁶, BUTA⁺⁹⁵, HE⁺⁹⁶].

Discussion

Nous avons constaté que pour les deux systèmes, la détermination d'un plan de réaction par événement est un mode de reconstruction du plan inadaptée pour étudier les évolutions du paramètre de flot avec le paramètre d'impact ou l'énergie incidente. Les effets d'auto-corrélation détériorent la sensibilité des mesures [DANIELEWICZ⁺⁸⁵].

L'utilisation de facteurs correctifs (cf paragraphe VI.3.e) ne nous apparaissait pas probante pour les petits systèmes. Elle est de toute manière interdite pour les paramètres de flot négatifs.

Le système Ar+Ni avec un plan par éjectile

La détermination d'un plan de réaction par éjectile conduit à l'observation de paramètres de flot négatifs. Nous obtenons cependant avec ce mode de reconstruction du plan de réaction des énergies d'inversion cohérentes avec les systématiques déjà établies, du moins pour le système Ar+Ni. En premier abord, il apparaît donc que ce mode (l'exclusion de l'éjectile étudié) de reconstruction du plan de réaction n'affectent pas l'évolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente pour le système Ar+Ni.

Dans un second temps, les simulations effectuées dans le paragraphe VI.3 nous ont montré que l'exclusion de l'éjectile étudié conduit à l'obtention d'une valeur sous-estimée (voire négative) du paramètre de flot réel. La valeur absolue du paramètre de flot est donc quant à elle affectée par le mode de reconstruction du plan de réaction. Dans ces conditions, quelle est l'origine des paramètres de flot négatifs ? Deux interprétations sont possibles: soit les paramètres de flot négatifs ne résultent que des effets d'anti-corrélation créée par l'exclusion de l'éjectile étudié, soit ils sont reliés à un processus physique.

Il est difficile de trancher entre ces deux hypothèses. Nous ne connaissons pas précisément les mécanismes de production des éjectiles de mi-rapidité et les taux de production associés. Et surtout, nous ne savons pas si les effets d'anti-corrélation sont indépendants des différents mécanismes de production des éjectiles de mi-rapidité. Il est donc difficile de déterminer de combien est sous-estimé la valeur réelle du paramètre de flot selon la nature des éjectiles examinés.

Remarquons tout de même que les effets d'anti-corrélation et donc la sous-estimation du paramètre de flot sont plus importants pour les éjectiles de grand moment transverse. Les fragments ont les moments transverses les plus élevés. La valeur négative de leur paramètre de flot est donc au moins en partie imputable à l'exclusion des ces éjectiles dans la détermination du plan de réaction. Pour les particules légères, il est plus difficile de conclure. Les particules alpha de mi-rapidité ont un moment transverse moyen du même ordre de grandeur que celui des deutons et des tritons. Leur paramètre de flot n'est pas pour autant négatif.

Nous ne pouvons donc pas exclure toutes interprétations physiques quant à l'origine de ces paramètres de flot négatifs tout au moins pour les particules légères.

Interprétations physiques des paramètres de flot négatifs

Rappelons tout d'abord qu'expérimentalement la mesure de pentes positives signifie que les éjectiles de mi-rapidité sont émis du même côté que le projectile à la fin de la réaction, celle de pentes négatives que les éjectiles de mi-rapidité sont émis du côté opposé au quasi-projectile dans le plan de réaction. L'observation de paramètres de flot positifs ou négatifs signe donc deux directions d'émission opposées dans le plan de réaction.

Si les éjectiles de mi-rapidité sont émis au tout début de la collision par processus directs, alors l'écran créé par la présence de chaque partenaire à cet instant de la réaction contraint la direction d'émission des éjectiles. Cette direction est alors opposée à la direction finale des deux partenaires. Nous avons représenté schématiquement cette émission sur la figure VI.26.

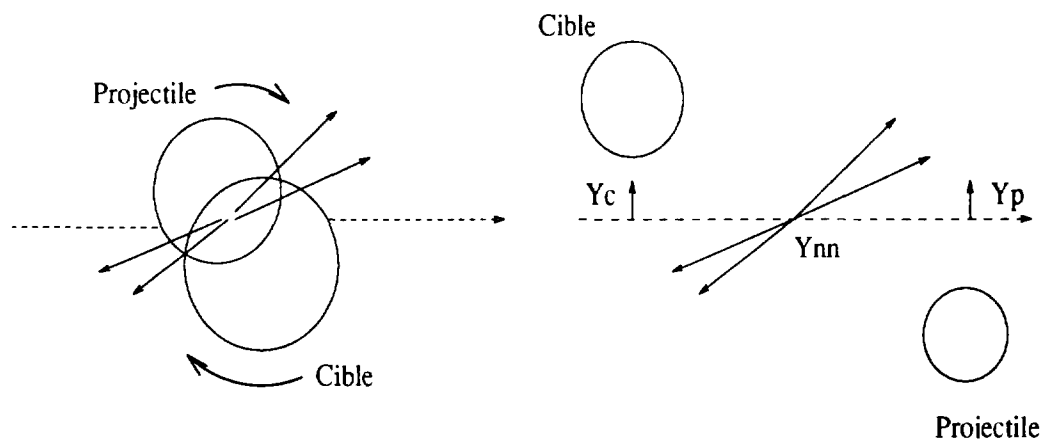


Figure VI.26: Direction moyenne de l'émission directe dans le plan de réaction contrainte par l'effet d'ombre créé par la présence des deux partenaires à cet instant de la collision.

Les deutons, les tritons et les Hélium 3 proviennent en grande partie de l'émission de mi-rapidité. Les pentes négatives observées pour ces éjectiles signifieraient donc

qu'ils sont essentiellement émis par processus direct dans la direction opposée à celle du quasi-projectile.

Les paramètres de flot des protons et des particules alpha sont généralement positifs. De manière générale, cela signifie qu'ils sont émis du même côté que les deux partenaires à la fin de la réaction. Nous avons observé que les pentes des spectres en énergie cinétique de ces deux éjectiles sont plus faibles que celles des deutons, des tritons et des Hélium 3. Cette propriété montre qu'il existe pour ces deux éjectiles une composante de basse énergie plus importante. Cette composante pourrait provenir de la désexcitation des deux partenaires. Ce qui expliquerait les paramètres de flot positifs pour ces deux éjectiles.

Pour les fragments, il est difficile d'imaginer qu'ils soient majoritairement formés par processus direct ou par coalescence de nucléons directs à mi-rapidité. Les pentes négatives de ces fragments ne résulteraient donc que des effets d'anti-corrélation.

Notons que cette interprétation présente l'inconvénient de faire appelle à deux phénomènes différents pour expliquer la valeur négative des paramètres de flot obtenus pour les deutons, les tritons, les Hélium 3 et celle observée pour les fragments. De plus, nous constatons que l'allure générale des évolutions des paramètres de flot avec l'énergie incidente ou le paramètre d'impact est pratiquement similaire pour tous les éjectiles. Cette observation suggère que les mécanismes à l'origine du flot latéral évoluent de façon identique quelle que soit la nature de l'éjectile. L'observation de pentes négatives ne résulterait donc que des effets de méthodes.

Le système Xe+Sn avec un plan par éjectile

Rappelons tout d'abord que la majorité des analyses expérimentales de flot latéral réalisées aux énergies intermédiaires ont été effectuées sur des systèmes légers. Pour les systèmes plus lourds, ($^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ [ZHANG⁺90], $^{139}\text{La}+^{139}\text{La}$, $^{93}\text{Nb}+^{93}\text{Nb}$ [KROFCHECK⁺92] et $^{84}\text{Kr}+^{93}\text{Nb}$ [WESTFALL⁺93], les résultats obtenus ont été établis uniquement pour les collisions les plus centrales et pour des énergies incidentes supérieures aux énergies d'inversion attendues. C'est donc la première fois qu'une analyse expérimentale et systématique est réalisée sur un système lourd ($^{129}\text{Xe}+^{119}\text{Sn}$) pour des énergies incidentes inférieures à l'énergie d'inversion.

Nous avons constaté que les paramètres de flot mesurés sont généralement négatifs et ceci d'autant plus que l'énergie incidente est élevée, que la masse de l'éjectile examiné est élevé et que la collision est centrale. Les évolutions du paramètre de flot avec l'énergie incidente sont peu prononcées mise à part dans les collisions centrales. Par rapport au système Ar+Ni, deux facteurs semblent montrer que les effets d'anti-corrélation créés par l'exclusion de l'éjectile étudié sont plus importants pour ce système. D'une part, l'angle de déviation global de ce système est plus faible que celui du système Ar+Ni (cf figure VI.11). D'autre part, les analyses sont menées pour de plus faibles énergies incidentes. Or les différentes sources d'émission (quasi-projectile, quasi-cible et émission de mi-rapidité) sont d'autant moins bien séparées dans l'espace des rapidités que l'énergie incidente est faible. Ces deux facteurs contribuent à la mauvaise détermination du plan de réaction et par conséquent à l'obtention de paramètres de flot négatifs.

Il faudrait néanmoins disposer d'énergies incidentes plus élevées pour vérifier que la

détermination de l'énergie d'inversion de ce système n'est pas affectée par les effets d'anti-corrélation. La campagne d'expériences qui sera menée à GSI avec, entre autres, le système Xe+Sn devrait permettre de déterminer cette énergie d'inversion.

e Conclusion

Aux énergies intermédiaires, l'exclusion de l'éjectile d'intérêt dans la reconstruction du plan de réaction introduit des effets d'anti-corrélation qui se traduisent par la sous-estimation des paramètres de flot mesurés. Ces effets sont d'autant plus importants que l'angle de rebond des deux partenaires et l'angle de flot sont faibles. La faible séparation dans l'espace des rapidités des différentes sources d'émission et donc les difficultés à identifier l'origine des éjectiles affecte également la reconstruction du plan de réaction. Les effets d'anti-corrélation sont par conséquent plus importants pour les faibles énergies incidentes et dans les collisions centrales.

La détermination de l'énergie d'inversion pour le système Ar+Ni est néanmoins en accord avec les systématiques établies. Il semble donc que, même si la valeur des paramètres de flot est sous-estimée dans les mesures expérimentales, son évolution avec l'énergie incidente reste corrélée avec les processus physiques dont il résulte.

Pour le système Xe+Sn, les énergies disponibles au GANIL ne sont pas suffisantes pour obtenir des valeurs de paramètres de flot de part et d'autre de l'énergie d'inversion. Les expériences qui se réaliseront avec ce système à GSI devraient permettre d'établir avec précision cette énergie d'inversion et ainsi de vérifier que sa détermination n'est pas affectée par l'exclusion des éjectiles étudiés.

Les valeurs de paramètres de flot obtenus sont quant à elles clairement affectées par les effets d'anti-corrélation et ceci d'autant plus que le moment de l'éjectile examiné est élevé. Dans ces conditions, il paraît difficile d'extraire de manière quantitative des informations sur les mécanismes de production des éjectiles de mi-rapidité en comparant la valeur des paramètres de flot obtenus selon la nature des éjectiles.

Notons néanmoins qu'il est remarquable de constater que les évolutions des paramètres de flot avec l'énergie incidente sont pratiquement similaires quelle que soit la nature de l'éjectile étudié (en particulier pour le système Ar+Ni). Est-ce-là dire que l'ensemble des éjectiles situés à mi-rapidité sont produits par un mécanisme prépondérant? Les évolutions similaires observées avec l'énergie incidente seraient le reflet de l'évolution de ce mécanisme avec l'énergie incidente? Si un tel mécanisme existe il doit non seulement expliquer la production de protons mais également celle de fragments de charge supérieure à 5. Seule une étude théorique avec un modèle capable de reproduire les différents taux de production des éjectiles de mi-rapidité ainsi que leurs propriétés énergétiques et cinématiques peut apporter une réponse claire.

Confrontation des mesures expérimentales avec des prédictions théoriques ?

Deux types de modèles microscopiques sont à l'heure actuelle couramment utilisés pour décrire les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Les premiers sont basés

sur l'équation Landau-Vlasov et décrivent l'évolution de la fonction de distribution à un corps. Mise à part quelques travaux récents [ZHANG⁺95, BASRAK⁺95], la formation des fragments n'est pas explicitement incluse dans ces modèles.

Afin d'effectuer une analyse systématique en fonction de la nature de l'éjectile, nous avons préféré utilisé les modèles de dynamique moléculaire quantique (QMD). Dans ces modèles, la réaction est constituée d'un ensemble de collisions binaires de nucléons qui ont lieu sous l'influence d'un potentiel d'interaction total [AICHELIN91]. La formation des fragments est assurée à la fin de la réaction par un critère de coalescence.

Nous avons alors simulé les collisions Ar+Ni avec une force dépendant du moment conduisant à une équation d'état douce ($K_\infty = 220 \text{ MeV}$).

Dans un premier temps, nous avons examiné la nature des éjectiles produits dans ces collisions. La figure VI.27 représente la masse de ces éjectiles en fonction de leur charge. Il apparaît que des fragments très exotiques sont produits. Il semble que la création de ces fragments soit reliée au critère de coalescence. Pour remédier à ces difficultés, il est possible d'utiliser une procédure qui détermine une charge effective pour chaque éjectile. Cependant dans ce cas, la charge totale n'est plus conservée et les tritons, qui sont dans nos données les particules les plus corrélées à l'émission de mi-rapacité, sont éliminés par cette procédure dans la simulation.

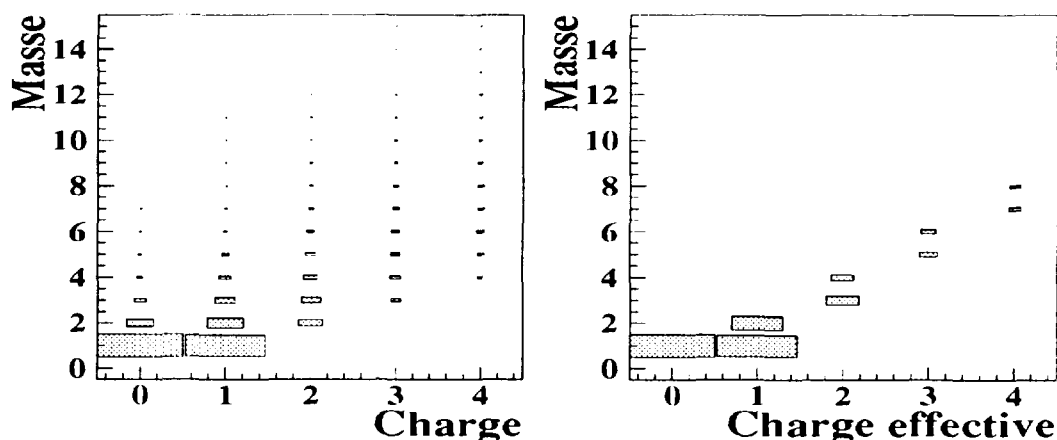


Figure VI.27: Nature des éjectiles produits dans les simulations QMD pour les collisions Ar+Ni à 84 A.MeV.

Il nous est donc apparu prématuré d'effectuer une comparaison systématique en fonction de la nature des éjectiles. L'étude de la production des fragments ou des particules légères dans les calculs théoriques est à notre avis une étude en soi qui dépasse le cadre de ce travail. Elle semble cependant primordiale, au vu des résultats expérimentaux, si l'on tient à caractériser les mécanismes de production des éjectiles de mi-rapacité et en particulier la dépendance des écoulements collectifs à la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu.

Chapitre VII

CONCLUSION

Ce travail a consisté en l'étude de l'écoulement de matière nucléaire pour le système $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ de 32 à 95 A.MeV et pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ de 25 à 50 A.MeV. L'accent a été mis sur les propriétés de l'émission de mi-rapacité du système Ar+Ni.

Cette étude a été effectuée avec le multidétecteur INDRA. Ses qualités de détection et d'identification ont permis de réaliser une étude systématique en fonction de la nature des éjectiles, de la centralité de la collision et de l'énergie incidente.

Nous avons confirmé qu'il existe, pour des énergies comprises entre 50 et 100 A.MeV, une émission localisée au voisinage de la mi-rapacité différente de la désexcitation des deux partenaires. L'identification des isotopes des particules légères s'est révélée particulièrement précieuse. Par rapport aux expériences précédentes, ce degré de liberté supplémentaire (la nature des éjectiles légers) nous a permis d'analyser en détail les propriétés de l'émission de mi-rapacité. Deux méthodes permettant de séparer les différents sources d'émission ont ainsi pu être élaborées.

La masse associée à cette émission semble peu dépendante de l'énergie incidente. Elle est en revanche gouvernée par la géométrie de la collision. Cette propriété est en accord avec toutes les interprétations qui placent l'origine de cette émission dans la zone de recouvrement des deux noyaux initiaux. Nous avons constaté de plus que l'énergie par nucléon emportée par cette émission est d'une part indépendante du paramètre d'impact et d'autre part toujours supérieure à celle qui est dissipée dans le quasi-projectile. Ces caractéristiques sont en accord avec deux mécanismes possibles quant à l'origine de cette émission: elle peut résulter de processus directs (certainement dominants dans les collisions périphériques où la zone de recouvrement est de petite taille) ou de la désexcitation d'une source localisée à mi-rapacité. Dans ce dernier cas, cette source peut représenter la transition entre le phénomène de col observé pour des énergies de l'ordre de 25 à 45 A.MeV et la zone participante des hautes énergies.

Il est apparu que les tritons, les deutons et les hélium 3 sont dans l'ordre les particules

les plus directement reliées à cette émission.

Remarquons pour finir que la mise en évidence de cette émission n'est pas sans rapport avec l'étude des noyaux chauds que sont la quasi-cible et plus généralement le quasi-projectile. Sa présence peut affecter sérieusement les procédures de reconstruction de ces noyaux ainsi que la reconnaissance de leur produit d'émission et ceci d'autant plus que la collision est centrale.

Nous avons par la suite effectué une analyse systématique du flot latéral en fonction de la nature des éjectiles, de la centralité de la collision et de l'énergie incidente.

Dans un premier temps, nous avons examiné à l'aide de simulations l'influence des modes de reconstruction du plan de réaction (un plan de réaction par événement ou un plan de réaction par éjectile). Cette analyse a été effectuée avec trois méthodes de reconstruction du plan de réaction: la méthode du tenseur des moments, la méthode des moments transverses et la méthode des corrélations azimutales. Dans tous les cas, un seul plan par événement conduit à sur-estimer fortement la valeur du paramètre de flot. Inversement, l'exclusion de l'éjectile étudié dans la détermination du plan de réaction introduit des effets d'anti-corrélation qui se traduisent par une sous-estimation systématique du paramètre de flot. Cette sous-estimation peut même conduire à l'observation de paramètres de flot négatifs.

Nous avons ensuite déterminé l'évolution des paramètres de flot expérimentaux pour le système $Xe+Sn$ et le système $Ar+Ni$ en fonction du paramètre d'impact expérimental et de l'énergie incidente. De manière générale, les paramètres de flot obtenus pour le système $Xe+Sn$ sont négatifs quels que soit la nature de l'éjectile, l'énergie incidente et le paramètre d'impact. Ce qui semble signifier que les paramètres de flot réels sont faibles. En effet, l'énergie d'inversion de ce système est estimée au voisinage de 50 MeV. Pour le système $Ar+Ni$, nous avons obtenu des paramètres de flot négatifs pour les plus grandes énergies incidentes. Néanmoins, pour ce système, il a été possible d'extraire une énergie d'inversion. Cette énergie est en accord avec les systématiques déjà établies.

Nous avons également constaté que l'énergie d'inversion est indépendante de la nature des éjectiles. Ce dernier point contredit les estimations théoriques basées sur le modèle de dynamique moléculaire antisymétrisée. Il indique de plus que les mécanismes de production des différents éjectiles de mi-rapidité semblent similaires.

Enfin, nous avons constaté que les effets d'anti-corrélation affectaient la mesure des paramètres de flot dans des proportions difficilement estimables selon la nature des éjectiles. La valeur des paramètres de flot obtenus pour chaque type d'éjectile ne nous permet donc pas d'accéder de façon non ambiguë aux ingrédients de l'interaction. En particulier, la plus grande sensibilité des fragments de masse intermédiaire aux phénomènes collectifs, observé à haute énergie, est masquée aux énergies intermédiaires par les effets de méthode. On peut alors se demander si la détermination de l'énergie d'inversion peut être effectuée de manière suffisamment précise pour contraindre les prédictions théoriques et en particulier pour obtenir une valeur "non discutable" de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. Dans tous les cas, il faut être capable de déconvoluer les effets de méthode des processus physiques à l'origine du flot latéral.

Toute comparaison avec un modèle théorique doit donc s'effectuer dans les mêmes conditions quant à la détermination du plan de réaction. Il semble de plus nécessaire de contraindre les prédictions théoriques avec d'autres variables si l'on veut obtenir une estimation suffisamment précise de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu.

Des calculs effectués dans la référence [PEILERT⁺89] montre que la multiplicité totale et la masse de l'émission localisée à mi-rapidité sont sensibles à la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. Il serait intéressant de confronter les multiplicités totales et les masses obtenues dans le chapitre V avec les prédictions d'un modèle microscopique. Dans un premier temps, cette confrontation aurait l'avantage de ne pas nécessiter de la connaissance des mécanismes de production des éjectiles de mi-rapidité ainsi que de leur taux de production respectifs. Dans un second temps, les multiplicités de chaque type d'éjectile et la composition de cette émission devront être confrontés avec ces calculs théoriques. Ce dernier point impose l'existence de particules composites dans le modèle utilisé.

La confrontation de ces différentes variables devrait permettre d'estimer plus précisément la valeur de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. Notons pour finir que cette confrontation devra s'effectuer avec la même procédure que celle qui a été utilisée expérimentalement; ce qui implique que le modèle utilisé génère des événements qui peuvent être traités comme les événements expérimentaux. C'est à notre avis la manière la plus sûre d'extraire des informations quantitatives et précises de ces confrontations.

Table des figures

I.1	Diagramme de phases de la matière nucléaire dans le plan température-densité	7
II.1	Vue d'ensemble et coupe longitudinale du multi-détecteur INDRA	13
II.2	Coupe générale d'un télescope d'une couronne avant d'INDRA	14
II.3	Matrice d'identification: signal Silicium grand gain en fonction de la composante rapide du signal ICs	16
III.1	Charge totale et multiplicité en fonction de la quantité de mouvement parallèle totale à 32 et 74 MeV par nucléon pour le système Ar+Ni	27
III.2	Distribution de multiplicité de tous les événements et des événements bien mesurés pour le système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon	28
III.3	Charge des plus gros fragments à l'avant et l'arrière du centre de masse en fonction de leur vitesse dans le laboratoire	29
III.4	Energie cinétique par nucléon du quasi-projectile en fonction de son angle de déviation dans le repère du centre de masse à 74 MeV par nucléon	32
III.5	Corrélation entre l'énergie transverse totale et le paramètre d'impact, simulée avec le modèle QMD, pour le système Ar+Ni à 74 et 95 MeV par nucléon	34
III.6	Distribution en énergie transverse pour les événements bien mesurés et tous les événements	35
III.7	Evolution avec l'énergie incidente des bornes inférieures des deux premières tranches en énergie transverse pour le système Ar+Ni	37
III.8	Distribution de rapidité relative dans le laboratoire de différents éjectiles pour le système Ar+Ni	40
III.9	Section efficace invariante des particules alpha et des fragments de charge supérieure ou égale à six pour les collisions centrales de 32 à 74 MeV par nucléon	42
III.10	Distribution de rapidité relative dans le laboratoire de différents éjectiles pour le système Xe+Sn	44
IV.1	Distributions de rapidité déterminées dans le laboratoire et valeur moyenne en énergie transverse des protons, des deutons et des tritons pour le système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon	48

IV.2 Distributions de rapidité déterminées dans le laboratoire et valeur moyenne en énergie transverse des Hélium 3, des particules alpha et des fragments de charge égale à 3,4 ou 5 pour le système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon . . .	49
IV.3 Comparaison des données expérimentales avec une simulation de collisions purement binaires	53
V.1 Principales étapes effectuées avec la méthode E pour l'estimation de la composante de mi-rapidité	58
V.2 Principales étapes effectuées avec la méthode M pour l'estimation de la composante de mi-rapidité	59
V.3 Pourcentages de tritons appartenant à l'émission de mi-rapidité déterminés par la méthode E	60
V.4 Représentation de la composante de mi-rapidité pour le système Ar+Ni à 74 MeV par nucléon	61
V.5 Masses mesurées au dessus de la mi-rapidité pour les systèmes Ar+Ni et Ar+KCl à 52 et 74 MeV par nucléon	65
V.6 Masses de la composante de mi-rapidité et de la composante évaporative calculées à l'aide des deux méthodes à 52, 74 et 95 MeV par nucléon	66
V.7 Masses de la composante de mi-rapidité et de la composante évaporative calculées à l'aide des deux méthodes à 74 et 95 MeV par nucléon. Le paramètre d'impact est estimé à l'aide des propriétés cinématiques du quasi-projectile	67
V.8 Evolution de la masse moyenne de l'émission de mi-rapidité en fonction de l'énergie incidente et du paramètre d'impact expérimental	69
V.9 Pourcentages d'appartenance de chaque produit de réaction à l'émission de mi-rapidité	70
V.10 Multiplicités moyennes de particules appartenant à l'émission de mi-rapidité	72
V.11 Multiplicités moyennes de particules appartenant à la désexcitation du quasi-projectile	73
V.12 Compositions de l'émission de mi-rapidité établies pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon)	75
V.13 Compositions de la désexcitation du quasi-projectile établies pour trois énergies incidentes (52, 74 et 95 MeV par nucléon)	76
V.14 Valeur moyenne en énergie transverse des produits de mi-rapidité	78
V.15 Valeur moyenne en énergie transverse des éjectiles de mi-rapidité en fonction de l'énergie incidente	79
V.16 Valeur moyenne en énergie transverse de différents éjectiles de mi-rapidité en fonction de la charge totale détectée à mi-rapidité pour les systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ et $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à 95 MeV par nucléon	80
V.17 Evolutions des paramètres de pente en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile établies à 52, 74 et 95 MeV par nucléon à partir des spectres en énergie cinétique des éjectiles de mi-rapidité	81

V.18 Evolutions des températures, déterminées à l'aide des rapports de taux de production de différentes paires d'isotopes, en fonction de l'énergie transverse totale à 52, 74 et 95 MeV par nucléon	82
VI.1 Représentation schématique des écoulements collectifs dans le plan de réaction et hors du plan de réaction	88
VI.2 Représentation schématique de l'écoulement collectif dans le plan de réaction en fonction de l'énergie incidente	92
VI.3 Valeur moyenne dans le plan de réaction du moment transverse par nucléon d'un type d'éjectile donné en fonction de sa rapidité relative	95
VI.4 Trois cas de figure, représentés dans le plan xOy, caractérisant la problématique de la détermination du plan de réaction	98
VI.5 Distributions de rapidité de différents éjectiles délivrées par la simulation	99
VI.6 Mesure du paramètre de flot avec trois méthodes de reconstruction de plan de réaction. Le plan est reconstruit événement par événement avec la totalité des éjectiles générés dans les collisions	101
VI.7 Mesure du paramètre de flot avec la méthode des moments transverses. Le plan est déterminé événement par événement avec la totalité des éjectiles générés en tenant compte de leur origine	103
VI.8 Mesure du paramètre de flot avec trois méthodes de détermination de plan de réaction. La particule étudiée est exclue de la reconstruction du plan	105
VI.9 Mesure du paramètre de flot avec trois méthodes de reconstruction de plan de réaction. Les événements sont filtrés. Le plan est déterminé événement par événement	106
VI.10 Mesure du paramètre de flot avec trois méthodes de reconstruction de plan de réaction. Un plan de réaction est déterminé par éjectile avec des événements filtrés	107
VI.11 Angle moyen de l'ellipsoïde des systèmes Ar+Ni et Xe+Sn en fonction du paramètre d'impact expérimental. Les flèches horizontales représentent le domaine angulaire parcouru dans les simulations	110
VI.12 Valeur moyenne de la composante hors plan de réaction (P_y/A) de différents éjectiles en fonction de leur rapidité relative pour le système Ar+Ni à 74 A.MeV	113
VI.13 Valeur moyenne de la composante dans le plan de réaction (P_x/A) de différents éjectiles pour le système Ar+Ni à 74 A.MeV	114
VI.14 Valeur moyenne de la composante dans le plan de réaction (P_x/A) de différents éjectiles pour le système Ar+Ni à 74 A.MeV	115
VI.15 Valeur moyenne de la composante dans le plan de réaction (P_x/A) de différents éjectiles pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV	116
VI.16 Valeur moyenne de la composante dans le plan de réaction (P_x/A) de différents éjectiles pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV	117
VI.17 Evolution du paramètre de flot des p, d, t et 3He avec le paramètre d'impact expérimental pour le système Ar+Ni	120

VI.18 Evolution du paramètre de flot des 4He , $Z=3,4,5$ et $Z \geq 6$ avec le paramètre d'impact expérimental pour le système Ar+Ni	121
VI.19 Evolution du paramètre de flot des p, d, t, 3He avec le paramètre d'impact expérimental pour le système Xe+Sn	122
VI.20 Evolution du paramètre de flot des 4He , $Z=3-7$, $Z=8-13$ et $Z \geq 14$ avec le paramètre d'impact expérimental pour le système Xe+Sn	123
VI.21 Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente pour les éjectiles p, d, t et 3He pour le système Ar+Ni	125
VI.22 Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente pour les éjectiles 4He , $Z=3,4,5$ et $Z \geq 6$ pour le système Ar+Ni	126
VI.23 Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente pour les éjectiles p, d, t et 3He pour le système Xe+Sn	127
VI.24 Evolution du paramètre de flot avec l'énergie incidente pour les éjectiles 4He , $Z=3-7$, $Z=8-13$ et $Z \geq 14$ pour le système Xe+Sn	128
VI.25 Procédure d'extraction de l'énergie d'inversion pour les collisions centrales du système Ar+Ni	130
VI.26 Direction moyenne de l'émission directe dans le plan de réaction contrainte par l'effet d'ombre créé par la présence des deux partenaires à cet instant de la collision	132
VI.27 Nature des éjectiles produits dans les simulations QMD pour les collisions Ar+Ni à 84 A.MeV	135

Liste des tableaux

II.1	Configuration géométrique d'INDRA	12
II.2	Épaisseurs des ICs(Tl) et énergies maximales des isotopes de l'Hydrogène et de l'Hélium	17
II.3	Caractéristiques cinématiques du système Ar+Ni	23
II.4	Caractéristiques cinématiques du système Xe+Sn	24
II.5	Caractéristiques géométriques des systèmes Ar+Ni et Xe+Sn	24
III.1	Pourcentage d'événements bien mesurés pour le système Ar+Ni	30
III.2	Pourcentage d'événements bien mesurés pour le système Xe+Sn	30
VI.1	Energies d'inversion associées à chaque type d'éjectile pour le système Ar+Ni dans les collisions centrales. Les barres d'erreur représentent les imprécisions de l'ajustement effectué.	129

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

Bibliographie

- [AICHELIN91] J. AICHELIN
"Quantum" molecular dynamics; a dynamical microscopic
n-body approach to investigate fragment formation and the
nuclear equation of state in heavy ion collisions
Physical Report, volume 202, pages 233-, 1991
- [ALBERGO85] S. ALBERGO
Nuovo Cimento A
volume 89, pages 1, 1985
- [ANGELIQUE93] J.C. ANGELIQUE
*Etude expérimentale de l'écoulement latéral dans les collisions Ar+Al
jusqu'à 95 MeV par nucléon*
Mémoire, Université de Caen, 1993
- [ANGELIQUE+97] J.C. ANGELIQUE and al.
Directed collective flow and azimuthal distributions in
Ar+Al collisions from 55 to 95 A.MeV
Nuclear Physics A, volume 614, pages 261-288, 1997
- [APHECETCHE94] L. APHECETCHE
Réponse du multidétecteur INDRA aux mesures de flot
Rapport de stage, LPC Caen, 1994
- [BASRAK+95] Z. BASRAK, P. EUDES, P. ABGRALL, F. HADDAD, and F. SEBILLE
Rapport Interne Subatech, Nantes
volume 13, 1995
- [BENLLIURE95] J. BENLLIURE
*Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation du pro-
jectile dans la réaction Xe+Sn à 50 A.MeV*
Mémoire, Université de Valencia, 1995
- [BERTSCH+87] G.F. BERTSCH, W.G LYNCH, and M.B. TSANG
Transverse momentum distributions in intermediate-energy

- heavy-ion collisions**
Physics Letters B, volume 189(4), pages 384–387, 1987
- [BLAIZOT⁺95] J.P. BLAIZOT, J.F. BERGER, J. DECHARGE, and M. GIROD
Microscopic and macroscopic determinations of nuclear compressibility
Nuclear Physics A, volume 591, pages 435–457, 1995
- [BORDERIE⁺96] B. BORDERIE, D. DURAND, F. GULMINELLI, M. PARLOG, M.F. RIVET, L. TASSAN-GOT, and la collaboration INDRA¹
Kinematical properties and composition of vaporizing sources: is the thermodynamical equilibrium achieved
Physics Letters B, volume 388, pages 224–228, 1996
- [BUTA⁺95] A. BUTA and al.
Azimuthal correlation functions and the energy of vanishing flow in nucleus-nucleus collisions
Nuclear Physics A, volume 584, pages 397–412, 1995
- [COLONNA⁺95] M. COLONNA, M. Di TORO, A. GUARNERA, V. LATORA, A. SMERZI, and Z. JIQUAN
Neck instabilities in deep inelastic collisions at medium energies
Nuclear Physics A, volume 583, pages 525–530, 1995
- [CROCHET96] P. CROCHET
Effets collectifs dans les collisions semi-centrales Au(100-800A.MeV)+Au
 Mémoire, Université Louis Pasteur Strasbourg, 1996
- [CUGNON⁺83] J. CUGNON and D. L'HOTE
Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collisions
Nuclear Physics A, volume 397, pages 519–543, 1983
- [CUSSOL⁺93] D. CUSSOL and al.
Charged-particle calorimetry of Ar+Al reactions from 36 to

1. Les membres de la collaboration INDRA sont actuellement: G. Auger, M. Assenard, Ch.O. Bacri, J. Benlliure, E. Bisquer, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, Ph. Buchet, J.L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, E. De Filippo, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, P. Ecomard, Ph. Eudes, E. Gallichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, S. Germain, D. Gourio, D. Guinet, F. Gulminelli, R. Laforest, P. Lautesse, J.L. Laville, L. Lebreton, J.F. Lecolley, A. Le Fèvre, T. Lefort, R. Legrain, O. Lopez, M. Louvel, J. Lukasik, N. Marie, V. Métivier, A.D. Nguyen L. Nalpas, A. Ouatzerga, M. Parlog, J. Péter, E. Plagnol, O. Politi, A. Rahmani, T. Reposeur, M.F. Rivet, E. Rosato, F. Saint-Laurent, M. Squalli, J.C. Steckmeyer, M. Stern, B. Tamain, L. Tassan-Got, E. Vient, C. Volant, J.P. Wieleczko.

- 65 A.MeV**
Nuclear Physics A, volume 561, pages 298–316, 1993
- [DANIELEWICZ⁺85] P. DANIELEWICZ and G. ODYNEC
Transverse momentum analysis of collective motion in relativistic nuclear collisions
Physics Letters, volume 157 B, pages 146–150, 1985
- [DANIELEWICZ⁺88] P. DANIELEWICZ, H. STRÖBELE, G. ODYNEC, and al.
Collective motion in nucleus-nucleus collisions at 800 A.MeV
Physical Review C, volume 38(1), pages 120–134, 1988
- [DEMOULINS89] M. DEMOULINS
Etude de l'écoulement collectif dans les collisions centrales noyau-noyau à quelques centaines de MeV par nucléon
Mémoire, Université de Paris-sud, 1989
- [DEMOULINS⁺90] M. DEMOULINS, D. L'HÔTE, and al.
Measurement of a baryon azimuthal emission pattern in Ne+(NaF, Nb, Pb) collisions at 800 A.MeV
Physics Letters, volume 241 B, pages 476–480, 1990
- [DOSS⁺86] K.G.R. DOSS and al.
Nuclear collective flow as a function of projectile energy and mass
Physical Review Letters, volume 57(7), pages 302–305, 1986
- [DURAND92] D. DURAND
An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain
Nuclear Physics A, volume 541, pages 266–294, 1992
- [ECOMARD95] P. ECOMARD
Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4π INDRA
Mémoire, Université de Caen, 1995
- [FOX⁺88] D. FOX and al.
Angular correlations near the fermi energy
Physical Review C, volume 38(1), 1988
- [GUSTAFSSON⁺84] H.A. GUSTAFSSON and al.
Collective flow observed in relativistic nuclear collisions
Physical Review Letters, volume 52(18), pages 1590–1593, 1984

- [GUTBROD⁺89] H.H. GUTBROD and al.
A new component of collective flow in relativistic heavy-ion collisions
Physics Letters, volume 216 B, pages 267, 1989
- [GUTBROD⁺90] H.H. GUTBROD and al.
Squeeze-out of nuclear matter as a function of projectile energy and mass
Physical Review C, volume 42(2), pages 640–651, 1990
- [HADDAD⁺95] F. HADDAD, F. SEBILLE, M. FARINE, V. de la MOTA, P. SCHUCK, and B. JOUAULT
Effects of Gogny-type interactions on the nuclear flow
Physical Review C, volume 52(4), pages 2013–2020, 1995
- [HARTNACK⁺89] C. HARTNACK and al.
Quantum Molecular Dynamics: a microscopic model from unilac to cern energies
Nuclear Physics A, volume 495, pages 303c–320c, 1989
- [HE⁺96] Z.Y. HE and al.
Disappearance of flow and in-medium nucleon-nucleon cross section for Zn+Al collisions at intermediate energies
Nuclear Physics A, volume 598, pages 248–262, 1996
- [KERAMBRUN93] A. KERAMBRUN
Etude de la formation et de la désexcitation des noyaux chauds produits dans les collisions Zn+Ti entre 35 et 79 A.MeV
Mémoire, Université de Caen, 1993
- [KROFCHECK⁺89] D. KROFCHECK and al.
Disappearance of flow in heavy-ion collisions
Physical Review Letters, volume 63(19), pages 2028–2031, 1989
- [KROFCHECK⁺91] D. KROFCHECK and al.
Observation of a minimum in collective flow for Ar+V collisions
Physical Review C, volume 43(1), pages 350–352, 1991
- [KROFCHECK⁺92] D. KROFCHECK and al.
Disappearance of flow as a probe of the nuclear equation of state
Physical Review C, volume 46(4), pages 1416–1424, 1992
- [LAFOREST95] R. LAFOREST
Tascc Workshop, Chalk River, Canada, 1995

- [LECOLLEY+95] J.F. LECOLLEY, L. STUTTGE, and al.
Neck formation and decay in Pb+Au collisions at 29 A.MeV
Physics Letters B, volume 354, pages 202–207, 1995
- [LEFORT+78] M. LEFORT and C. NGÔ
Annales de Physique Française
volume 3, pages 5, 1978
- [LI+96] B. LI, Z. REN, C.M. KO, and S.J. YENNELLO
Isospin dependence of collective flow in heavy-ion collisions at intermediate energies
Physical Review Letters, volume 76(24), pages 4492–4495, 1996
- [LUKASIK+97] J. LUKASIK, J. BENLLIURE, V. METIVIER E. PLAGNOL, B. Tamain, and al.
Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral and semicentral collisions of Xe+Sn at 50 A.MeV
Physical Review C, volume 55(4), pages 1906–1916, 1997
- [MA+97] Y.G. MA, A. SIWEK, J. PETER, F. GULMINELLI, R. DAYRAS, L. NALPAS, B. TAMAIN, and E. VIENT
Surveying the nuclear curve
Physics Letters B, volume 390, pages 41–48, 1997
- [MARIE+97] N. MARIE, R. LAFOREST, R. BOUGAULT, J.P. WIELECZKO, D. DURAND, Ch.O. BACRI, J.F. LECOLLEY, and F. SAINT-LAURENT
A hot expanding source in 50 A.MeV central reaction
Physics Letters B, volume 391, pages 15–21, 1997
- [MESLIN95] C. MESLIN
Etude de la fragmentation nucléaire pour les systèmes Xe+Au et Xe+Ag à 44 A.MeV, production et décroissance de noyaux chauds
Mémoire, Université de Caen, 1995
- [METIVIER95] V. METIVIER
Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 A.MeV: apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA
Mémoire, Université de Caen, 1995
- [MOLITORIS+85] J.J. MOLITORIS and H. STOCKER
Stopping power, equilibration, and collective flow in the reaction Ar+Pb and Nb+Nb - a theoretical analysis
Physics Letters, volume 162B(1,2,3), pages 47–54, 1985

- [MORETTO75] L.G. MORETTO
Nuclear Physics A, volume 247, pages 211, 1975
- [MOTA+92] V. MOTA, F. SEBILLE, M. MARINE, B. REMAUD, and P. SCHUCK
Analysis of the transverse momentum collective motion in heavy-ion collisions below 100 A.MeV
Physical Review C, volume 46(2), pages 677–686, 1992
- [OGILVIE+89] C.A. OGILVIE and al.
Transverse collective motion in intermediate-energy heavy-ion collisions
Physical Review C, volume 40(6), pages 2592–2599, 1989
- [OGILVIE+90] C.A. OGILVIE and al.
Disappearance of flow and its relevance to nuclear matter physics
Physical Review C, volume 42(1), pages R10–R14, 1990
- [OHNISHI+91] A. OHNISHI, T. MARUYANA, and H. HORIUCHI
Effective nuclear force dependence of collective flow
Comm. at nucleus-nucleus collisions IV. Kanazawa, 1991
- [ONO+95] A. ONO and H. HORIUCHI
Flow of nucleons and fragments in Ar+Al collisions studied with AMD
Physical Review C, volume 51, pages 299, 1995
- [OUATIZERGA95] A. OUATIZERGA
Vaporisation du système Ar+Ni étudié avec le multidétecteur 4π INDRA
Mémoire, IPN d'Orsay, 1995
- [PAK 1)+96] R. PAK 1) and al.
Momentum dependance of the nuclear mean field from peripheral heavy-ion collisions
Physical Review C, volume 54(5), pages 2457–2462, 1996
- [PAK+97] R. PAK and al.
Isospin dependence of collective transverse flow in nuclear collisions
Physical Review Letters, volume 78(6), pages 1022–1025, 1997
- [PAK 2)+96] R. PAK 2) and al.
Radial flow in Ar+Sc reactions at E=35-115 A.MeV
Physical Review C, volume 54(4), pages 1681–1687, 1996

- [PAK 3)+96] R. PAK 3) and al.
Impact parameter dependence of the disappearance of transverse flow in nuclear collisions
Physical Review C, volume 53(4), pages R1469–R1472, 1996
- [PEILERT+89] G. PEILERT, H. STOCKER, W. GREINER, A. ROSENHAUER, A. BOHNET, and J. AICHELIN
Multifragmentation, fragment flow, and the nuclear equation of state
Physical Review C, volume 39(4), pages 1402–1419, 1989
- [PETER 1) +90] J. PETER 1) , D. CUSSOL, and al.
Global variables and impact parameter determination in nucleus-nucleus collisions below 100 A.MeV
Nuclear Physics A, volume 519, pages 611–630, 1990
- [PETER+95] J. PETER, S.C. JEONG, and al.
Binary dissipative processes and formation of hot nuclei in Ar+Al reactions from 55 to 95 A.MeV
Nuclear Physics A, volume 593, pages 95–123, 1995
- [PETER 2) +90] J. PETER 2) , J.P. SULLIVAN, D. CUSSOL, and al.
Strong impact parameter dependence of pre-equilibrium particle emission in nucleus-nucleus reactions at intermediate energies
Physics Letters B, volume 237, pages 187–191, 1990
- [POCHODZALLA+95] J. POCHODZALLA, T. MÖHLENKAMP, T. RUBEHN, A. SCHÜTTAUF, A. WÖRNER, E. ZUDE, and al.
Probing the nuclear liquid-gas transition
Physical Review Letters, volume 75, pages 1040–1043, 1995
- [POPESCU+94] R. POPESCU and al.
From in-plane to out-of-plane enhancement of the directed flow in Zn+Ni collisions between 35 and 79 A.MeV
Physics Letters B, volume 331, pages 285–289, 1994
- [POPESCU95] R. POPESCU
Etude des composantes de l'écoulement collectif de matière dans les collisions Zn sur Ni de 35 à 79 A.MeV
Mémoire, Université de Caen, 1995
- [POUTHAS+95] J. POUTHAS, B. BORDERIE, R. DAYRAS, E. PLAGNOL, M.F. RIVET, F. SAINT-LAURENT, J.C. STECKMEYER, and al.
INDRA, a 4π charged product detection array at GANIL
Nuclear Instruments and methods, volume A357, pages 418, 1995

- [POUTHAS⁺96] J. POUTHAS and al.
The electronics for the INDRA 4π detection array
Nuclear Instruments and methods, volume A369, pages 222, 1996
- [RIVET⁺96] M.F. RIVET, A. CHBIHI, B. BORDERIE, P. EUDES, M. PARLOG,
L. TASSAN-GOT, and al.
Vaporization events from binary dissipative collisions
Physics Letters B, volume 388, pages 219–223, 1996
- [ROY96] C. ROY
Phénomènes collectifs dans les réactions Au(150-400A.MeV) + Au à très faibles paramètres d'impact
Mémoire, Université Louis Pasteur Strasbourg, 1996
- [SCHEID⁺74] W. SCHEID, H. MÜLLER, and W. GREINER
Nuclear shock waves in heavy-ion collisions
Physical Review Letters, volume 32(13), pages 741–745, 1974
- [SHEN⁺93] W.Q. SHEN, J. PETER, and al.
Components of collective flow and azimuthal distributions in Ar+Al and Ar+Ni collisions below 85 A.MeV
Nuclear Physics A, volume 551, pages 333–348, 1993
- [STECKMEYER⁺96] J.C. STECKMEYER, A. KERAMBRUN, and al.
Properties of very hot nuclei formed in Zn+Ti collisions at intermediate energies
Physical Review Letters, volume 76(26), 1996
- [STÖCKER⁺80] H. STÖCKER, J.A. MARUHN, and W. GREINER
Collective sideward flow of nuclear matter in violent high-energy heavy-ion collisions
Physical Review Letters, volume 44(11), pages 725–728, 1980
- [STUTTGE⁺92] L. STUTTGE and al.
Energy damping and intermediate-velocity fragment emission in peripheral Kr+Au collisions at 43 A.MeV
Nuclear Physics A, volume 539, pages 511–526, 1992
- [SULLIVAN⁺90] J.P. SULLIVAN, J. PETER, and D. CUSSOL
Disappearance of flow as a function of impact parameter and energy in nucleus-nucleus collisions
Physics Letters B, volume 249(1), pages 8–12, 1990
- [SURAUD⁺89] E. SURAUD, C. GREROIRE, and B. TAMAIN
Prog. Nucl. Part. Phys.
volume 23, pages 357, 1989

- [TAMAIN⁺96] B. TAMAIN and D. DURAND
Multifragmentation of nuclei
Cours donnés à l'école des Houches, 1996
- [THIPHAGNE87] A. THIPHAGNE
Etude de l'émission des fragments quasi-projectiles produits dans des réactions induites par des ions Ar à 60 A.MeV
Mémoire, Université de Caen, 1987
- [TSANG⁺86] M.B. TSANG, R.M. RONNIGEN, and al.
Deflection of nonequilibrium light particles by the nuclear mean field
Physical Review Letters, volume 57(5), pages 559–562, 1986
- [WESTFALL⁺93] G.D. WESTFALL and al.
Mass dependence of the disappearance of flow in nuclear collisions
Physical Review Letters, volume 71(13), pages 1986–1989, 1993
- [WILSON⁺92] W.K. WILSON, R. LACEY, C.A. OGILVIE, and G.D. WESTFALL
Reaction plane determination using azimuthal correlations
Physical Review C, volume 45(2), pages 738–746, 1992
- [XU91] H.M. XU
Disappearance of flow in intermediate energy nucleus-nucleus collisions
Physical Review Letters, volume 67(20), pages 2769–2772, 1991
- [ZHANG⁺90] W.M. ZHANG and al.
Onset of flow of charged fragments in Au+Au collisions
Physical Review C, volume 42(2), pages R491–494, 1990
- [ZHANG⁺95] J. ZHANG and C. GALE
Fragment flow and the nuclear of state
Physical Review C, volume 51, pages 1425–, 1995

Résumé:

Le travail réalisé dans ce mémoire consiste en l'étude des éjectiles qui ne proviennent pas de la désexcitation statistique des noyaux projectile et cible. L'expérience qui sert de support à ce travail s'est déroulée au GANIL à l'aide du multidétecteur INDRA sur deux systèmes: $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ et $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$. Une caractérisation complète (masse, composition, multiplicités et propriétés énergétiques) de l'émission de mi-rapacité est effectuée pour le système $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ de 52 à 95 A.MeV. La quantité de matière associée à cette émission semble indépendante de l'énergie incidente et directement reliée à la centralité de la collision. L'énergie par nucléon disponible pour la production des éjectiles de mi-rapacité semble quant à elle indépendante du paramètre d'impact. Une étude systématique de l'écoulement de matière nucléaire dans le plan de réaction est ensuite réalisée. Il est établi que les techniques standards de reconstruction du plan de réaction ne permettent pas de mesurer sans ambiguïté les valeurs de flot latéral aux énergies intermédiaires. L'énergie d'inversion du système Ar+Ni est néanmoins extraite dans les collisions centrales. Elle est indépendante de la nature des éjectiles. Sa valeur, ajoutée aux autres caractéristiques de l'émission de mi-rapacité, devraient permettre de contraindre, par comparaison avec des calculs théoriques, la valeur de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire.

Abstract:

The work carried out in this thesis relates to the study of the products which are not emitted by the statistical desexcitation of the projectile and target. The experiment on which this work is based on was performed at GANIL with the detector INDRA on two systems: $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ and $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$. A whole characterisation (mass, composition, multiplicities and energetic properties) of mid-rapidity emission has been done for the system $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ between 52 and 95 A.MeV. The amount of matter associated to this emission seems to be independent of the incident energy and directly linked with the centrality of the collision. The available energy per nucleon for the production of mid-rapidity products seems to be insensitive to the impact parameter. A systematic study of the nuclear matter in-plane flow has also been carried out. It has been established that the usual methods for reaction plane determination don't allow one to measure accurately the value of flow parameter at intermediate energies. Nevertheless the inversion energy of the system $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ can be calculated for central collisions. This energy is independent on the nature of the products. Its value and the features of the mid-rapidity emission should allow one to extract in-medium nucleon-nucleon cross section by comparison with theoretical results.

Mots clés

Collisions (physique nucléaire)
Interactions d'ions lourds
Détecteurs de rayonnement
Equation d'état
Méthodes expérimentales

Key words

Collisions (nuclear physic)
Heavy ions interactions
Radiation detectors
Equation of state
Experimental methods