

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 11 Octobre 2001

par

Bertrand Bouriquet

pour l'obtention du

Doctorat de l'université de Caen

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 30 Mars 1992)

Sujet :

Relaxation en forme et multifragmentation nucléaire

Composition du jury

Directeur de thèse : Jean-Pierre Wieleczko

Rapporteurs : Pierre Désesquelles
Willibrord Reisdorf

Examineurs : Bernard Borderie
Jean François Lecolley
Jean Péter
Willibrord Reisdorf
Jean-Pierre Wieleczko

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 11 Octobre 2001

par

Bertrand Bouriquet

pour l'obtention du

Doctorat de l'université de Caen

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 30 Mars 1992)

Sujet :

Relaxation en forme et multifragmentation nucléaire

Composition du jury

Directeur de thèse : Jean-Pierre Wieleczko

Rapporteurs : Pierre Désesquelles
Willibrord Reisdorf

Examineurs : Bernard Borderie
Jean François Lecolley
Jean Péter
Willibrord Reisdorf
Jean-Pierre Wieleczko

Remerciements

Trois ans se sont déjà écoulés depuis que je suis arrivé à Caen dans le but de réaliser ma thèse. Trois années pleines de travail, de rencontres, de discussions, d'expériences accumulées et surtout de bons souvenirs. C'est un réel plaisir pour moi de pouvoir remercier toutes les personnes qui ont marqué cette période. Le plus dur va être de les citer tous et de les remercier à hauteur de ce qu'ils m'ont apporté.

D'abord je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur Daniel Guerreau qui était directeur du GANIL lorsque j'ai débuté ma Thèse et qui m'a accueilli dans son laboratoire. Je remercie aussi son successeur Monsieur Dominique Goutte pour le soutien qu'il m'a apporté à la fois pour me permettre de réaliser ma thèse dans les meilleures conditions et pour l'obtention d'un contrat de post-doctorat au Japon. Je remercie aussi l'ensemble des physiciens et du personnel du GANIL pour leur amabilité. Je tiens à remercier plus particulièrement certaines personnes avec lesquelles j'ai plus interagi: Madame Armelle Latour, Madame Christine Lemaitre, et Madame Nicole Aubry pour leur gentillesse et leur efficacité à régler les divers soucis administratifs auxquels j'ai pu être confronté; Messieurs Daniel Vaillant, Luc Legeard et Jean Gautier pour la patience et la promptitude qu'ils mettaient à résoudre les divers problèmes d'informatique que j'ai pu leur soumettre. Je remercie aussi Madame Monique Bex pour sa gentillesse. Enfin un remerciement spécial à Mr David Boilley pour les nombreuses réponses qu'il a bien voulu apporter aux nombreuses questions que j'ai pu lui poser sur mon futur séjour au Japon.

Je tiens ensuite à exprimer ma gratitude aux membres de mon jury. Monsieur Jean-François Lecolley qui a bien voulu être le président de mon jury. Monsieur Willibrord Reisdorf d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse et qui est venu de GSI pour ma soutenance. Monsieur Pierre Désesquelles qui a accepté de faire un rapport sur ma thèse. Monsieur Jean Péter qui a bien voulu abandonner très momentanément ses travaux sur les super-lourds pour se replonger dans la physique de multifragmentation. Monsieur Bernard Borderie pour toutes les connaissances qu'il a pu m'apporter tant du point de vue de la physique des noyaux chauds que sur les propriétés et les performances du détecteur INDRA.

Je tiens également à remercier tous les membres de la collaboration INDRA aussi bien les physiciens que les techniciens. Une pensée un peu plus particulière pour les personnes du GANIL que je côtoyais quotidiennement. Monsieur Abdou Chbihi pour sa constante bonne humeur et les nombreuses questions qu'il pose sur les travaux que l'on réalise. Monsieur John Frankland pour sa gentillesse et son célèbre flegme britannique dont il ne se départit jamais, et qui lui sert à aborder les problèmes avec une certaine sérénité.

Je remercie Madame Francesca Gulminelli et Monsieur Philippe Chomaz pour m'avoir invité au colloque de ECT* à Trento sur la physique des systèmes finis. Colloque au cours duquel j'ai réalisé que j'allais définitivement dévier vers la physique théorique (En supposant que le chemin de cette déviation n'ait pas déjà été pris depuis longtemps ...) et qui m'a permis de découvrir une région magnifique de l'Italie. Je tiens aussi à remercier Monsieur Philippe Chomaz pour l'attention qu'il m'a prêté lorsque je me suis intéressé aux transitions de phases dans les systèmes finis et les problèmes de définition de l'entropie. Merci d'avoir regardé avec attention et bienveillance les publications de Monsieur Tsallis.

Avant de remercier tous mes camarades thésards et amis, je remercie la personne

qui a été la plus importante dans mon travail durant ces trois dernières années mon “chef” Jean-Pierre Wieleczko. Je crois que je n’aurais pu trouver un meilleur directeur de Thèse. Il a toujours été d’une très grande disponibilité pour moi, suivant mon travail avec une très grande attention et avec un esprit critique aiguisé, mais toujours constructif. Il essayait ainsi de m’éviter les digressions qui conduisent à des voies sans issue. Il m’a dispensé avec beaucoup de conviction et de motivation ses nombreuses connaissances dans de vastes domaines de la physique nucléaire me permettant d’avoir une vision de la physique nucléaire plus globale que le seul domaine des noyaux chauds. Toutes ces discussions m’ont donné envie de continuer la physique nucléaire mais dans une autre branche, c’est aussi un peu grâce à lui que je vais partir en post-doctorat pour faire de la théorie sur les super-lourds. J’ai aussi particulièrement apprécié la confiance qu’il a eue en moi à deux titres en particulier: en premier lieu il a accepté de me prendre comme étudiant en thèse alors qu’il ne me connaissait pas et qu’il n’avait comme information sur moi que quelques lettres de recommandation; ensuite lorsque j’ai commencé à faire des analyses “exotiques” avec des réseaux de neurones, en dépit de l’impasse à laquelle ces travaux auraient pu conduire et du risque pour la réalisation de ma thèse, il m’a soutenu et a orienté au mieux mon travail. Enfin, je dois le remercier pour la patience dont il a fait preuve pour la relecture de ma thèse.

Maintenant il est temps de remercier tous ceux que j’ai côtoyé et qui ont plus ou moins rempli ma vie durant ces trois dernières années et bien avant pour certains. Les premiers à remercier sont Sylvie H. et Olivier M. (comment citer l’un sans l’autre) qui dès les premiers jours de mon arrivée au GANIL, moi petit Auvergnat perdu dans le Calvados, ont contribué à m’intégrer dans la communauté des thésards du GANIL et dont la gentillesse et l’amitié ont toujours été réconfortantes pour moi tout au cours de ces trois années. Merci à Christelle S. pour la découverte de la Normandie en long en large et en travers, sa gentillesse, et le soutien moral qu’elle m’a apporté lorsque je rédigeais ma Thèse. Îi mulțumesc Adinei B. pentru răbdarea și amabilitatea ei și pentru lecțiile de română și Iolande M. pentru suportul moral și prietenia de care a dat dovadă. Merci à Alain L. pour les nombreuses discussions que j’ai pu avoir avec lui. Merci à Maria L.J. pour sa gentillesse, le petit bout de soleil d’Espagne qu’elle mettait dans la salle des consoles. Merci à Ketel T. pour sa gentillesse et la qualité de son accueil lorsque je suis allé à GSI. Je tiens aussi à remercier toute la joyeuse équipe qui a contribué à me changer du quotidien, dans le désordre: Le poussin stellaire, Jacques N. (je devrais prendre quelques cours de Go avant de partir), Benoit G., Le Gib, Stéphane B. (le prince du rangement), Josquin M. (L’EPO était parfaitement nécessaire dans le cadre de la relecture de ma thèse...), Carmen E. (Merci pour ta patience ...), Lydie G., Ettore B., Pierre C., Véronique D.F., Frédérique L.P., Alexis M., Vincent R..

Et puis il y a tous les thésards, vieux routards ou petits bleus, que je croise avec plaisir dans les couloirs des labos ou dans les conférences et dont l’échange de quelques mots avec eux est toujours agréable: Nathalie B., Marc L., Karim B., Anne-Sophie L., Anne de V., Cédric S., Frank L., Linda A., Frédéric S., Nicolas Le N., Frank B., Mihai S., Gaetano L., Cozmin T.

Enfin, je voudrais remercier mes amis, ceux qui me “subissent” depuis plus de dix ans, et il y a des moments où subir est bien le mot. Alors je tiens à les remercier entre autres, car la liste de ce que je leur dois est trop longue, pour m’avoir toujours soutenu et pour

tous les conseils toujours bienveillants qu'il m'ont prodigué, néanmoins chacun d'entre eux ayant ces spécificités que je ne peux ignorer, je tiens à leur adresser un petit mot à chacun d'eux. Merci David pour tes laconiques mails me disant d'arrêter de "gogoliser" et ton immortel enthousiasme. Merci François pour tes pertinents conseils, qui n'ont pas porté leurs fruits certes, mais qui étaient emprunts de plein de sagesse. Merci Olivier, pour la correction de ma Thèse (ce n'était pas une mince affaire), sinon ne te fais pas trop de soucis deux heures du matin au Japon ça fait 18 h en France ... rassurant n'est-ce pas?

Finalement je voudrais remercier tous les membres de ma famille qui m'ont soutenu tout au long de mes études.

À mes parents.

Table des matières

Introduction	11
1 À la recherche de l'EdEN	15
1.1 L'EdEN	15
1.1.1 Les phases de la matière nucléaire	15
1.1.2 L'EdEN	17
1.1.3 Que savons nous sur L'EdEN?	18
1.2 Les collisions d'ions lourds	19
1.2.1 Les énergies de bombardement relativistes	20
1.2.2 Les basses énergies de bombardement	22
1.2.3 Les modes de désexcitation	24
1.3 Le régime des énergies intermédiaires	25
1.3.1 Les spécificités de ce régime	25
1.3.2 Les collisions sans arrêt complet	27
1.3.3 Les collisions avec arrêt complet	28
1.3.4 Les derniers développements	30
1.4 Le degré de liberté de forme	33
2 Moyen expérimental: le détecteur INDRA	35
2.1 Description du multidétecteur INDRA	37
2.1.1 Les phoswiches	38
2.1.2 Les chambres à ionisation	39
2.1.3 Les détecteurs silicium 300 μm	40
2.1.4 Les scintillateurs à iodure de césium CsI(T).	41
2.1.5 Les télescopes "étalons" Si(80 μm)-Si(Li).	41
2.2 Identification et calibration.	42
2.2.1 Identification	42

2.2.2	Les codes d'identification	44
2.2.3	Étalonnage en énergie.	45
2.3	La cohérence et l'identification des neutrons	47
2.3.1	Qu'est ce que la cohérence?	47
2.3.2	Algorithme de la cohérence	49
2.3.3	Les neutrons	51
2.4	La qualité d'identification dans INDRA	53
3	Inventaire des outils d'analyse	55
3.1	Le modèle SMM	56
3.1.1	Les fondements de SMM	56
3.1.2	Expansion collective et déformation	57
3.2	Analyse tensorielle.	58
3.2.1	Généralités	58
3.2.2	Forme de l'événement et vecteurs propres du tenseur.	62
3.2.3	Forme de l'événement et valeurs propres du tenseur	69
3.2.4	Conclusion	73
3.3	Dépendance angulaire des $\langle E_{cin} \rangle$	74
3.4	Distributions angulaires des fragments	77
3.5	Résumé	80
4	Signatures expérimentales de la déformation dans la multifragmenta-	83
tion		
4.1	Terminologie et contexte.	83
4.2	Sélection avec l'angle de flot	85
4.2.1	Quelques caractéristiques des événements complets	86
4.2.2	Comparaisons avec les prédictions du modèle statistique.	90
4.2.3	Résumé et conclusions	103
4.3	Sélection au moyen de l'angle d'émission du plus gros fragment détecté. . .	104
4.3.1	Hypothèse d'une configuration déformée.	106
4.3.2	Hypothèse d'une configuration en rotation.	107
4.4	Les sélections en multiplicité totale de particules chargées.	109
4.4.1	Sélection avec la coupure $M_{tot} \geq 20$	111
4.4.2	Sélection avec une coupure à $M_{tot} \geq 28$	116
4.5	Étude systématique en fonction de l'énergie de bombardement.	119

4.6	Un premier bilan	123
4.7	Quelle suite?	125
5	La technique des cartes auto-organisées de Kohonen	129
5.1	Les méthodes de réduction de la dimension d'un ensemble de données. . .	132
5.2	Définition générale et historique des méthodes neuronales.	133
5.2.1	Qu'est ce qu'un neurone?	133
5.2.2	La programmation neuronale.	135
5.2.3	L'évolution des concepts au cours du temps.	136
5.3	Les cartes auto-organisées.	136
5.3.1	Généralités sur cartes auto-organisées.	137
5.3.2	Le modèle mathématique des cartes auto-organisées.	138
5.4	Paramètres d'entrée de la méthode.	140
5.4.1	Les dimensions.	140
5.4.2	La forme du voisinage.	140
5.4.3	Le rayon du voisinage.	141
5.4.4	Le taux d'apprentissage.	141
5.4.5	La durée de l'apprentissage.	142
5.4.6	Code de calcul.	142
5.5	Propriétés et exemples.	142
5.5.1	Illustration de la convergence.	143
5.5.2	Illustration de la continuité.	147
5.5.3	Image des données dans un réseau de neurone.	150
5.5.4	Illustration des capacités de classement.	153
5.6	Bilan des propriétés de la méthode.	156
6	Traitement des données au moyen des cartes auto-organisées	157
6.1	Paramètres de la carte auto-organisée	157
6.1.1	Les prescriptions	157
6.1.2	Définition de l'espace à analyser	158
6.1.3	Paramètre d'apprentissage de la carte	159
6.2	Principales caractéristiques des cartes auto-organisées	160
6.3	Première application.	164
6.3.1	La zone "périphérique"	164
6.3.2	La zone "dissipative"	167

6.3.3	Bilan de la première application	170
6.4	Deuxième application	172
6.4.1	Propriétés globales des zones “fragmentation” et “binaire”	174
6.4.2	Variables statiques	177
6.4.3	Distribution angulaire et énergie cinétique	181
6.5	Choix de classement et terminologie	186
6.5.1	Définition de l’ensemble des classes	187
6.5.2	Distribution de multiplicité totale	188
6.6	Les événements complets	191
7	Analyse des collisions de multifragmentation	199
7.1	Homogénéité de l’échantillon de multifragmentation	199
7.2	Caractéristiques de l’émission des fragments.	202
7.2.1	Analyse en forme des événements	202
7.2.2	Distribution de charge	204
7.2.3	Énergie cinétique des fragments	206
7.3	Comparaison des données de multifragmentation à un modèle statistique .	209
7.3.1	Comparaison des variables statiques	209
7.3.2	Observables angulaires et énergétiques	212
7.4	Synthèse de l’analyse	217
	Conclusion	219
	Bibliographie	225

Introduction

Un des objectifs majeurs de la physique nucléaire est d'étudier les réponses du noyau à des perturbations extrêmes de densité, pression, température, enrichissement ou appauvrissement neutronique, moment angulaire. Un des buts actuelles de ces recherches expérimentales et théoriques est d'établir l'équation d'état nucléaire (EdEN) qui relie entre elles des grandeurs thermodynamiques (densité, pression, température,...) et qui permet de préciser l'organisation du noyau dans ses différentes phases.

Pour atteindre cet objectif, les collisions nucléaires constituent la technique privilégiée. En effet, elles peuvent être fortement dissipatives et elles permettent de faire varier l'amplitude et la nature des perturbations, en fonction de l'énergie de bombardement, de la taille et du rapport isotopique des réactants, ou du paramètre d'impact.

De nombreuses études expérimentales ont permis d'observer trois modes principaux de désintégration : un régime d'évaporation, caractérisé par un état final comprenant un gros résidu et des particules légères ; un régime de vaporisation complète où l'état final ne comprend que des isotopes d'hydrogène ou d'hélium ; un régime de fragmentation caractérisé par une production abondante de fragments de tailles diverses ainsi que de particules légères. Par analogie avec les fluides macroscopiques, on associe les fragments à la phase liquide et les hydrogènes et héliums à la phase gazeuse. La fragmentation signifierait le comportement du système nucléaire à haute température et à basse densité : ce processus ferait le lien entre les deux phases précitées, il apparaîtrait donc une zone de coexistence liquide-gaz.

Cependant, l'interprétation des résultats en terme de propriétés statiques, comme celles résumées dans l'EdEN, n'a de sens que si la source qui se désintègre est bien caractérisée. De ce fait, il est essentiel d'obtenir une caractérisation précise des sources d'émission et de leur degré d'équilibration, et d'avoir une bonne compréhension de la dynamique qui conduit à la formation de la source. En fait, des travaux expérimentaux ont montré que la fragmentation nucléaire [CON85, BOU88, MAR95, LEC96, RIV98] n'est pas reliée de manière univoque à la désintégration d'un noyau chaud à basse densité, et des brisures mécaniques [BOC98, BOC00, NOR01] conduisent également à une production abondante de fragments. Un choix approprié de collisions est nécessaire.

Dans ce contexte, les collisions centrales d'ions lourds à des énergies intermédiaires offrent plusieurs avantages. C'est en effet via ces collisions que l'on peut étudier des systèmes de tailles les plus élevées, la taille étant l'un des paramètres importants de cette physique. D'autre part le complexe nucléaire produit peut subir un cycle de compression-expansion qui le conduit dans une région à faible densité. Enfin, on peut penser que ces collisions sont sans doute plus simples à analyser et à modéliser que celles où le quasi-

projectile et la quasi-cible se désintègrent sous leur influence mutuelle de leur champs coulombiens. Cependant, l'énergie de bombardement requise pour observer le mécanisme de fragmentation dans les collisions les plus centrales conduit à des temps de réaction très courts, et il n'est pas évident qu'un équilibre total soit atteint même pour des collisions à fort recouvrement. Pour ce type de réaction, les effets dynamiques et le degré de thermalisation peuvent être contrôlés efficacement en mesurant précisément les distributions angulaires et énergétiques des produits de fragmentation. Une stratégie possible se décomposerait en trois étapes. Tout d'abord la mise en œuvre d'outils de sélection puissants afin d'isoler l'échantillon d'intérêt. Ensuite une évaluation des observables angulaires, de forme, énergétiques et de partition de charge. Finalement la confrontation des prédictions d'un modèle supposant l'équilibre avec les propriétés de l'échantillon expérimental.

Le meilleur moyen pour la réalisation de telles études, est sans contestation un détecteur 4π performant : seuil de détection le plus bas possible, grande dynamique en énergie pour une large gamme de produits chargés, très bonne granularité.

Ce travail rapporte sur le degré d'équilibration dans les collisions centrales de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon. En choisissant cette réaction, l'énergie totale disponible par constituant est environ égale à l'énergie de liaison nucléaire. Le cycle de compression-expansion que le système subit, conduit à une énergie d'expansion faible. Cela minimise un couplage éventuel entre les degrés de liberté gouvernant l'expansion et ceux gouvernant la fragmentation du système.

Le dispositif utilisé pour cette étude est le détecteur INDRA installé auprès de l'accélérateur GANIL. Les performances du détecteur ont permis une analyse détaillée des distributions angulaires, cinématiques, et en tailles des fragments pour les collisions les plus violentes.

Dans un premier temps, la classification de la centralité des événements a été effectuée avec trois observables monodimensionnelles de sélection. L'échantillon de collisions centrales obtenu avec les trois procédures de sélection est compatible avec un scénario de source thermalisée présentant un allongement selon l'axe du faisceau. Néanmoins, l'analyse précise des échantillons obtenus laisse un certain nombre de questions en suspens. D'une part les liens entre les variables de sélection et les observables servant à l'analyse conduisent dans certain cas à des ambiguïtés dans l'interprétation des résultats. D'autre part les échantillons supposés contenir uniquement des événements de source unique sont contaminés par des événements issus d'autres mécanismes de réaction.

La sélection d'un échantillon représentatif jouant un rôle majeur dans les analyses et les conclusions que l'on peut tirer sur les propriétés de la matière nucléaire, nous avons choisi de poursuivre des investigations pour améliorer la qualité et la pertinence de la sélection, et donc la qualité de nos conclusions.

Nous avons, pour la première fois, utilisé une méthode multidimensionnelle de classement des événements basée sur les cartes auto-organisées de Kohonen. Cette méthode opère un classement en fonction du degré de complétude, de l'anisotropie des distributions angulaires, et de la relaxation en énergie. Cette méthode donne un éclairage nouveau sur les mécanismes en présence dans les collisions les plus centrales. Les processus de fragmentation mis en évidence sont globalement très différents les uns des autres. Néanmoins, les fluctuations présentent dans les mécanismes de fragmentation conduisent à de forts

recouvrements des distributions d’observables. Cela rend délicat la séparation nette de ces processus au moyen d’une unique variable. Les événements de multifragmentation ainsi sélectionnés sont confrontés aux prédictions d’une version du modèle de multifragmentation statistique SMM qui suppose une forme allongée du volume de freeze-out et une énergie collective modérée. Les propriétés expérimentales des distributions de charge et des observables cinématiques sont quantitativement reproduites par ce modèle statistique. L’énergie d’excitation thermique (la taille) de la source de matière étudiée représente 70% (83%) de l’énergie disponible (du nombre total de nucléons).

L’organisation de ce manuscrit est la suivante.

Dans le premier chapitre, nous faisons un survol de la physique des collisions d’ions lourds en nous référant à des aspects liés à notre problématique, et en rappelant certains résultats expérimentaux dont ce travail est la continuité.

Une description du dispositif expérimental INDRA est ensuite donnée dans le second chapitre.

Le troisième chapitre est consacré à une présentation des outils adaptés à notre travail, ainsi que les observables pertinentes pour signer les effets de déformation dans le cadre d’une désintégration statistique simultanée.

Le cinquième chapitre présente la méthode des cartes auto-organisées de Kohonen (SOM) basée sur des réseaux de neurones non supervisés.

Le sixième chapitre traite de l’application de la méthode des cartes auto-organisées à la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon, et le dernier chapitre est consacré à l’analyse d’un échantillon de collisions, sélectionnées avec la méthode des cartes auto-organisées, compatible avec un scénario de freeze-out déformé, indiquant un degré important d’équilibration dans le processus de multifragmentation dans les collisions centrales.

Le résumé et la conclusion suivent.

Chapitre 1

À la recherche de l'EdEN

Au cœur de l'atome se trouve le noyau. Cet objet est lui même constitué de neutrons et de protons. Eux mêmes sont constitués de quarks, retenus entre eux par des gluons. La cohésion interne de ces noyaux est assurée par les interactions entre constituants. Les nucléons s'ordonnent dans un champ de force qu'ils créent eux-mêmes. Les approches phénoménologiques ont souvent considéré ce noyau comme une goutte de liquide et la présence de composantes à courte et à longue portée dans l'interaction ont permis de faire l'analogie entre le noyau et un fluide macroscopique de van der Waals. Dans notre environnement quotidien, cette goutte est relativement stable. Mais que se passe-t-il si on la comprime et qu'on la porte à des températures extrêmes? C'est pour répondre à cette question que l'on veut déterminer l'Equation d'Etat Nucléaire (l'EdEN). Ces états qui peuvent nous sembler assez peu communs sont en fait assez répandus dans l'univers, comme par exemple dans l'explosion d'une supernova ou dans le cœur des étoiles à neutrons. L'ensemble des réponses à ces perturbations se résume dans l'Équation d'État Nucléaire.

1.1 L'EdEN

La comparaison de la matière nucléaire à une goutte de liquide va bien au delà de la simple image. Des modèles théoriques de "goutte liquide" ont tiré parti de cette similitude. Ces modèles permettent de décrire avec une très bonne précision les propriétés du noyau dans son état fondamental. Un des résultats les plus marquants est la reproduction des énergies de liaison des noyaux au moyen de la formule phénoménologique de Bethe-Weizsäcker [WEI35], que l'on peut voir comme une équation d'état à température nulle reliant une grandeur extensive (la taille A) à une grandeur caractéristique (l'énergie de liaison ΔE).

1.1.1 Les phases de la matière nucléaire

La comparaison entre une goutte de liquide et le noyau peut se poursuivre encore un peu plus loin. On peut essayer de définir l'EdEN. Cette équation permet de décrire l'état et l'évolution du système en fonction des contraintes qu'il subit. De plus, tout comme

pour les fluides, elle permet de déterminer les transitions de phases comme le passage de l'état liquide à l'état gazeux.

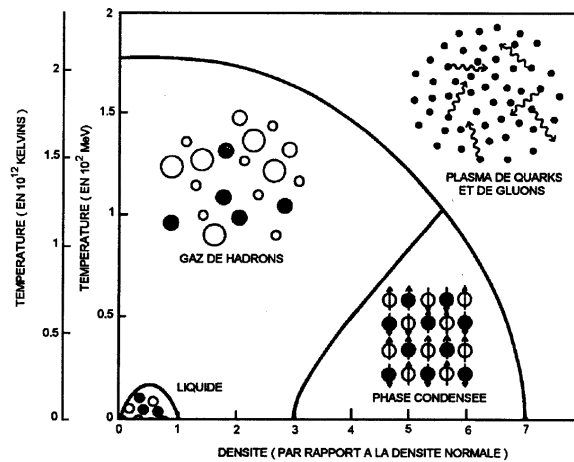


FIG. 1.1 – Schéma du diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température-densité. Tiré de la référence [GRE87]

Diverses phases peuvent être définies dans le plan température-densité. Ce plan pour la matière nucléaire est schématisé sur la figure 1.1 Dans ce diagramme on peut dénombrer quatre phases:

- Une phase liquide à des densités et des températures où les noyaux sont proches de leur état fondamental ou faiblement excité. C'est l'état du noyau dans les atomes qui nous entourent. La description de cette phase comme un liquide est bien établie.
- Une phase gazeuse, qui est un gaz de hadrons, lorsque la température est plus élevée que celle de l'état fondamental.
- Une phase solide qui correspond à de la matière froide à haute densité. Cette phase constituerait le cœur des étoiles à neutrons.
- Une phase plasma, obtenue pour des densités et des température extrêmes. Dans cet état, il y aurait un déconfinement des quarks et des gluons (sous-constituants des hadrons). Pour cette raison, cette phase est souvent nommée plasma de quarks et de gluons.

L'observation de ces quatre phases et le passage d'un état à un autre constituent un sujet d'études indispensable pour comprendre au mieux le comportement de la matière nucléaire. Les deux transitions que l'on peut espérer étudier en laboratoire sont les suivantes :

- La transition entre la matière nucléaire stable et le plasma de quarks et de gluons. Elle est étudiée au CERN, à Genève et les premières indications de l'existence d'une telle transition ont été apportées au début de l'année 2000.
- La transition entre le noyau stable et le gaz de nucléons. Une telle étude se poursuit auprès des accélérateurs comme le GANIL. De même, un faisceau de preuves tend à confirmer son existence.

C'est à cette seconde transition que se rattachent les travaux présentés dans ce manuscrit.

1.1.2 L'EdEN

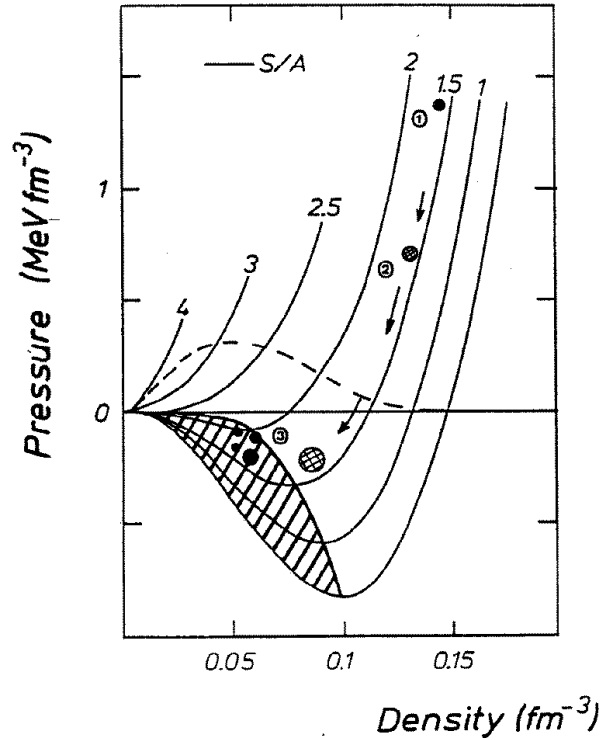


FIG. 1.2 – Évolution des isentropes dans un plan pression-densité pour la matière nucléaire infinie. Tiré de la référence [SUR90].

L'équation d'état est une fonction qui relie les variables décrivant le système. La loi des gaz parfaits et l'équation de van der Waals constituent des équations d'état pour des fluides.

Les théories qui décrivent l'équation d'état de la matière nucléaire ont surtout des bases phénoménologiques. Elle font le lien entre l'interaction nucléon-nucléon et les variables thermodynamiques. La détermination de l'équation d'état se fait sur la base des forces effectives ajustées pour reproduire au mieux les propriétés du noyau à température nulle. De manière générale, l'interaction nucléon-nucléon possède un terme répulsif ($\leq 0.5 fm$) à courte portée et attractif à longue portée ($\geq 0.8 fm$). Une fonction de potentiel remplissant de telles conditions est un potentiel de Lennard-Jones. Ces propriétés spécifiques conduisent à des équations d'état similaires à celle de van der Waals. D'autres potentiels d'interaction plus élaborés prenant en compte d'autres propriétés de la matière nucléaire peuvent être utilisés comme par exemple les potentiels de Skyrme.

Une équation d'état de la matière nucléaire est, par exemple, une relation entre la pression et la densité pour diverses isentropes (la figure 1.2 en est une schématisation

qualitative). Sur ce diagramme deux régions sont remarquables. La zone hachurée correspond à la région spinodale. Cette zone est une région de basse densité où les fluctuations de densité sont amplifiées conduisant le système à former des agrégats de nucléons. La ligne en pointillés représente la ligne de coexistence liquide-gaz. Lors des réactions nucléaires, le système est supposé suivre une isentrope qui peut l'amener à explorer plusieurs régions du plan pression-densité, et en particulier la région spinodale. L'entropie est supposée augmenter avec l'énergie de bombardement.

Il faut tout de même se souvenir que nous sommes dans un système quantique de fermions en interaction. De ce fait, le principe de Pauli (mimé en partie par le terme répulsif de l'interaction) complique l'établissement des relations entre les interactions nucléon-nucléon et la détermination l'équation d'état.

1.1.3 Que savons nous sur L'EdEN ?

Deux valeurs sont particulièrement importantes dans l'équation d'état de la matière nucléaire : le point de saturation à température nulle et le module d'incompressibilité.

Le point de saturation

C'est le point d'équilibre de la matière nucléaire à température nulle. À ce point, la densité du cœur des noyaux est constante quelque soit le nombre de constituants du noyau. Cette densité est appelée aussi densité de saturation ρ_0 . La valeur estimée de ρ_0 est de 0.17 ± 0.02 nucléon par fm^3 pour les noyaux symétriques en neutrons et en protons. Le concept de densité est encore une fois lié à l'analogie que l'on peut faire entre le noyau et une goutte de liquide. La terminologie de densité nucléaire est profondément reliée au modèle de goutte liquide [WEI35]. L'énergie associée à ce point de saturation E_0 est de -16 MeV/nucléon, et peut être vue comme l'énergie de liaison de la matière nucléaire infinie. Dans le cadre de la matière nucléaire infinie les termes d'énergie de surface, coulombienne et d'asymétrie neutrons/protons, ne sont pas pris en compte; seul persiste le terme de volume.

Le module d'incompressibilité

Une autre question qui s'est posée est de savoir si la matière nucléaire se comprime. Au voisinage du point de saturation, le module de compression est habituellement décrit par une fonction quadratique.

$$E_c = \frac{K_\infty(\rho - \rho_0)^2}{18\rho_0^2} \quad (1.1)$$

le module de compressibilité K_∞ représente la courbure au point de saturation.

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left[\frac{d^2 E_c}{d\rho^2} \right]_{\rho=\rho_0} \quad (1.2)$$

Plus la valeur de K_∞ est grande, plus la matière nucléaire est difficile à comprimer. La matière nucléaire est dite "molle" pour $K_\infty \approx 200$ MeV et "dure" pour $K_\infty \approx 400$ MeV.

De nombreuses expériences ont été effectuées pour évaluer la valeur de K_∞ . Mais les résultats expérimentaux ne convergent pas vers une valeur unique. Les études menées pour déterminer K_∞ sont principalement :

- L'étude des résonances géantes monopolaires [BLA95].
- L'émission de photons durs dans les collisions d'ions lourds [SCHU96].
- L'étude de l'explosion de supernovas [BAR85].
- la diffusion de particules α sur des noyaux [KOH97].

Il faut se souvenir que K_∞ ne donne des informations que sur la matière nucléaire au point de saturation. Cette valeur n'est plus forcément la même pour de la matière nucléaire à haute densité ou haute température.

Pour étudier la matière nucléaire dans des conditions extrêmes, il faut l'y amener. Le meilleur moyen est d'utiliser une collision entre noyaux. C'est pour cette raison que des collisions d'ions lourds sont réalisées. En fonction des couples projectile-cible et des énergies de bombardement utilisées on peut étudier une très large gamme de phénomènes physiques.

1.2 Les collisions d'ions lourds

Étudier une réaction nucléaire, c'est savoir comment l'énergie disponible dans la collision va se répartir entre les modes collectifs et la composante thermique. Les modes collectifs sont les processus qui entraînent tout ou partie du noyau dans un mouvement global cohérent. Par exemple les mouvements vibratoires, les mouvements rotationnels, le processus d'expansion, les écoulements de matière, les résonances géantes sont des modes collectifs. L'excitation de tels modes nécessite de l'énergie. Cette énergie est puisée dans l'énergie relative entre les deux noyaux en collision. Une collision est dite dissipative si elle excite des modes collectifs et thermiques. En fonction de l'énergie de bombardement, certains modes de dissipation de l'énergie seront ou non favorisés, par exemple la production de particules ou de résonances. Ces modes collectifs représentent les degrés de liberté du système qui n'ont pas été relaxés. Plus le nombre de variables caractéristiques qui contraignent l'évolution du système est important moins il y a de degrés de liberté dans le système.

En fonction de l'énergie de bombardement, les réactions nucléaires peuvent se modéliser selon deux grandes approches.

- A basse énergie de bombardement, les longueurs d'onde caractéristiques des composants du noyau sont telles que chaque noyau se voit comme un tout. Dans ce cadre on peut appliquer les hypothèses de champ moyen. Les nucléons de chaque noyau se trouvent "piégés" dans le champ mutuel produit par l'ensemble des constituants.
- Aux énergies relativistes, la longueur d'onde associée à un nucléon est du même ordre de grandeur que les distances entre les constituants du noyau. Les nucléons de chaque noyau se voient donc individuellement.

1.2.1 Les énergies de bombardement relativistes

Les collisions nucléon-nucléon sont présentes dans une large gamme en énergie. À haute énergie de bombardement (quelque centaines de MeV et plus), c'est le processus d'interaction dominant. Un nucléon du noyau donneur subit de nombreuses interactions avec les nucléons du noyau récepteur. Il va peu à peu dissiper son énergie en chauffant l'ensemble du noyau récepteur. Cette suite d'interactions s'appelle la cascade intra-nucléaire (INC Intra Nuclear Cascade). Ces collisions conduisent à la production des nombreuses particules, leur étude nécessite donc l'utilisation de multidétecteurs couvrant une large gamme de l'angle solide.

Les collisions périphériques

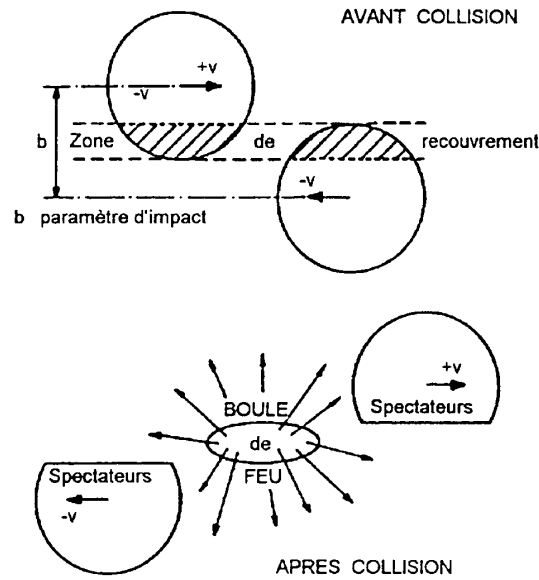


FIG. 1.3 – Schéma de principe du scénario participant spectateur, v est la vitesse dans le centre de masse. Tiré de la référence [SCH99]

Aux énergies de bombardement relativistes, l'image dominante dans ces réactions est de type participant-spectateur (voir figure 1.3). La zone participante (la boule de feu) est la zone de recouvrement entre les deux noyaux. Il est évident que plus le paramètre d'impact est faible plus la zone de recouvrement est forte.

Dans les collisions périphériques les noyaux spectateurs sont essentiellement chauffés par les nucléons très énergétiques issus de la boule de feu. Plus la boule de feu est importante plus le noyau spectateur va être chauffé. Il y a donc une relation entre la taille du noyau et l'énergie qu'il reçoit. Les noyaux spectateurs vont ensuite se désexciter selon des modes variés qui seront décrits plus loin dans ce chapitre.

Ce mode de production de noyaux chauds est celui utilisé pour les expériences avec le détecteur ALADIN. La variété des paramètres d'impact permet d'obtenir une grande

gamme d'énergie d'excitation possible dans le résidu spectateur du noyau projectile. La relation entre la taille du résidu de l'interaction et la violence de la collision permet de sélectionner des événements en reconstituant la taille du spectateur issu du projectile. L'une des méthodes de sélection utilisée par la collaboration ALADIN est le Z_{b2} . Le Z_{b2} est défini comme la somme des charges des particules telles que $Z \geq 2$; plus cette valeur est faible plus la collision a été violente.

Les travaux de la collaboration ALADIN ont permis de mettre en évidence de nombreux phénomènes dans le processus de fragmentation comme :

- L'augmentation puis la diminution du nombre de fragments produit avec l'augmentation de l'énergie de bombardement (*rise and fall*) [SCH96].
- La courbe calorique de la matière nucléaire qui relie l'énergie d'excitation et la température [POC95].

Les collisions centrales

Les collisions centrales d'ions lourds aux énergies relativistes correspondent à un recouvrement complet des deux noyaux. Les travaux de recherche consistent à étudier les propriétés de la boule de feu produite dans ces collisions.

L'importante quantité de particules produites dans ces collisions rend obligatoire l'utilisation de multidétecteurs couvrant au mieux 4π stéradian de l'angle solide dans le centre de masse de la réaction. Le détecteur FOPI est dédié à l'étude des collisions centrales aux énergies relativistes. Ce détecteur couvre une large gamme du domaine angulaire et permet d'identifier les divers produits de réaction [GOB93].

À ces énergies, la matière nucléaire atteint de telles pressions et de telles températures qu'elle se trouve complètement disloquée. Seuls environ 30% des produits de réaction se retrouvent sous forme de fragments pour des énergies de bombardement de l'ordre de quelques centaines de MeV par nucléon. De plus la dissipation de l'énergie peut se faire par la production de particules étranges ou l'excitation de résonances.

La sélection des collisions les plus violentes dans les événements recueillis dans le détecteur FOPI se fait traditionnellement au moyen de la variable $ERAT$ [REI97].

$$ERAT \equiv \frac{E_t}{E_l} \equiv \frac{\sum_i P_{ti}^2 / (m_i + E_i)}{\sum_i P_{li}^2 / (m_i + E_i)} \quad (1.3)$$

Cette variable représente le rapport entre les énergies dissipées dans les directions transverse longitudinale. Plus une collision a été violente, plus l'énergie est dissipée dans la direction transverse.

La figure 1.4 représente l'évolution des diagrammes en section efficace invariante pour diverses énergies de bombardement pour les collisions les plus violentes sélectionnées avec $ERAT$. Il y a une claire évolution de la forme de la distribution des particules dans l'espace des vitesses. L'augmentation de l'isotropie de l'émission des fragments de Lithium signe une augmentation du pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire avec l'accroissement de l'énergie de bombardement. La forme globale de la boule de feu est donc liée aux propriétés de la matière nucléaire. Ceci montre que le degré de liberté de forme a une influence dans les collisions aux énergies relativistes.

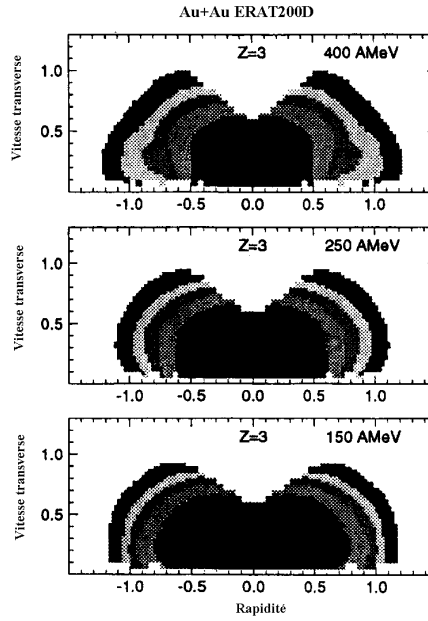


FIG. 1.4 – *Section efficace invariante pour des fragments de Lithium produits dans la réaction $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ à 150, 250 et 400 MeV par nucléon détectés dans le détecteur FOPI et sélectionnés au moyen de ERAT. Tiré de la référence [REI97].*

La modélisation de ces collisions peut se faire de plusieurs manières. Les codes de calcul de cascade nucléaire INC [CUG82] reproduisent certains aspects expérimentaux. Des codes de calculs plus sophistiqués prennent en compte la nature fermionique des constituants du noyau. Le modèle QMD (Quantum Molecular Dynamic) [AIC91] permet de simuler les collisions centrales dans les réactions nucléaires aux énergies relativistes.

1.2.2 Les basses énergies de bombardement

Dans cette gamme d'énergie, les noyaux impliqués dans la collision se voient comme un tout. De ce fait, les concepts de champ moyen sont applicables et dominent les mécanismes de réaction.

Les collisions périphériques

Une caractéristique marquante des collisions profondément inélastiques est l'observation d'événements complètement relaxés en énergie, c'est-à-dire que les énergies cinétiques finales correspondent à la répulsion coulombienne de deux fragments au contact. Dans ces collisions, après un temps d'interaction, les noyaux vont se séparer. À la séparation, ils ont atteint un équilibre énergétique et les modifications subies par chacun des réactants sont liées aux transferts d'énergie et de matière durant la phase de contact. Ces transferts peuvent s'exprimer en terme de flux entre les deux noyaux. La description quantitative du phénomène inclut des équations décrivant le mouvement relatif des deux noyaux (translation et rotation) et un terme de dissipation.

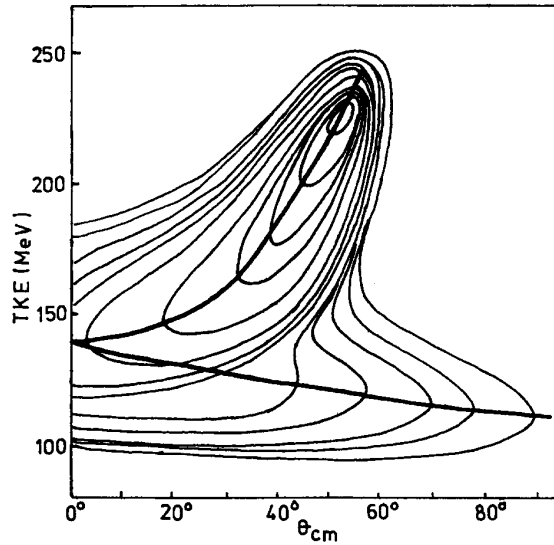


FIG. 1.5 – Diagramme de Wilczynski pour la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 300 MeV. Tiré de la référence [BRA85].

Dans ce type de réaction, la voie de sortie est essentiellement une voie à deux corps. La figure 1.5 montre un diagramme de Wilczynski pour la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 300 MeV. Ce diagramme représente l'énergie cinétique totale des fragments collectés en fonction de leur angle de diffusion par rapport à l'axe du faisceau. Le fait que certains événements très déviés par rapport à l'axe du faisceau aient une énergie inférieure à l'énergie coulombienne de deux sphères en contact montre que dans ces réactions les noyaux finaux n'ont pas une topologie sphérique à l'instant de la séparation. Cette constatation expérimentale montre toute l'importance de la topologie du système dans les réactions nucléaires.

Les collisions centrales

Dans les collisions centrales, pour réaliser la fusion, il faut dissiper suffisamment d'énergie au cours de la collision pour que les noyaux se retrouvent piégés dans le puits de potentiel créé par le champ moyen. À partir de cet instant, il y a formation d'un noyau composé. En fonction des caractéristiques du composite (taille, énergie d'excitation, moment angulaire), l'état final sera constitué d'un unique noyau ou des résidus de fission et quelques particules légères d'évaporation.

À ces énergies de bombardement, le modèle qui décrit le mieux les collisions entre noyaux est TDHF (Time Dependent Hartree Fock). Ce modèle considère l'évolution dynamique du système quantique formé par les nucléons du noyau dans un potentiel de champ moyen.

Dans les réactions de basse énergie, l'état final étant principalement à un ou deux corps, la détection et l'identification d'un des produits lourds de réaction et des particules légères associées sont suffisantes pour avoir toute l'information sur la réaction. La sélection

d'un mécanisme (voie de formation et voie de désexcitation) se base principalement sur la détection d'un fragment lourd.

1.2.3 Les modes de désexcitation

Évaporation

L'évaporation de particules est une voie privilégiée de désexcitation des noyaux faiblement excités. Un noyau va se désexciter par émission séquentielle de particules légères et de clusters légers pour des énergies d'excitation élevées (2 MeV/nucléon). Les spectres en énergie cinétiques des particules légères ont une forme maxwellienne, c'est pour cela qu'on les a appelé particules d'évaporation. D'où la similitude avec un liquide. La description de ce processus suppose qu'un degré d'équilibration est atteint dans le noyau.

La théorie de désexcitation des noyaux chauds par évaporation a été décrite dans un formalisme microcanonique par Weisskopf [WEI37]. Cette théorie a été généralisée par Hauser et Feshbach par la suite [HAU52]. La validité de cette approche a été largement prouvée par la confrontation à des expériences.

Fission

Pour les noyaux de taille importante, un des processus de désexcitation en compétition avec l'évaporation est la fission. Ce processus n'est pas descriptible en terme d'évaporation. Les degrés de liberté mis en jeu dans la fission sont différents de ceux de l'évaporation. La forme du système fissionnant est un paramètre clef, tandis que dans l'évaporation son rôle est moindre.

Dans le processus de fission, le noyau de forme sphérique se déforme jusqu'à atteindre une configuration qui est nommée "le point selle". À partir de ce point, la déformation du noyau est telle qu'il va irrémédiablement se séparer en deux entités. Cette séparation se fait au "point de scission".

La première description théorique du phénomène de fission a été proposée par Bohr et Wheeler [BOH39]. La fission est un mode de désexcitation qui met en jeu principalement des degrés de liberté collectifs, en particulier l'allongement du noyau. Cet allongement et la dynamique de cet allongement sont reliés à la viscosité de la matière nucléaire. Les autres degrés de liberté sont pris en compte par un traitement statistique (énergie interne).

Multifragmentation

Ce mode de décroissance apparaît à haute énergie d'excitation. Il correspond à l'émission simultanée de multiples fragments ($Z \geq 3 - 5$). Le seuil d'apparition est de 3 MeV par nucléon d'énergie d'excitation. Ce mode est largement dominant pour une énergie d'excitation de 5 MeV par nucléon et au-delà.

1.3 Le régime des énergies intermédiaires

1.3.1 Les spécificités de ce régime

Autour de l'énergie de Fermi, le champ moyen et les interactions nucléon-nucléon jouent un rôle dans les collisions. Les réactions aux énergies intermédiaires peuvent être vues soit comme des réactions qui ont à la fois des aspects de basse énergie et de haute énergie, mais on peut aussi les voir comme des réactions possédant leur propres propriétés bien spécifiques.

La production multiple de fragments

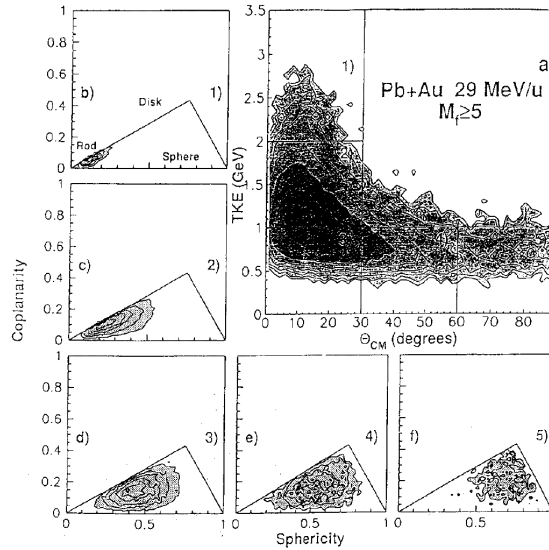


FIG. 1.6 – *Diagramme de Wilczynski pour la réaction $Pb + Au$ à 29 MeV par nucléon. Les événements retenus comprennent au moins 5 fragments. Tiré de la référence [LEC96].*

À basse énergie de bombardement, les collisions les plus centrales conduisent à la formation d'un noyau chaud se désexcitant soit par un processus d'évaporation soit par un processus de fission. L'étude de la désexcitation des noyaux chauds dans ces conditions se fait au moyen de la détection du résidu de la réaction. Donc la cinématique de sortie est au pire à deux corps, plus les particules légères. Les premières indications de l'existence du processus de multifragmentation sont apparues lors de la disparition des résidus de fission dans les expériences $Ar + Th$ entre 32 et 44 MeV. Deux explications étaient avancées pour expliquer cette disparition :

- L'énergie d'excitation est trop grande pour qu'un noyau composé se forme [LOT90].
- La désexcitation du noyau composé se fait par un autre mode de décroissance [CON85].

La construction de multidétecteurs a permis de prouver que le noyau se désintègre selon une nouvelle voie : la multifragmentation.

Sur la figure 1.6 est représenté le diagramme de Wilczynski pour la réaction Pb + Au à 29 MeV/nucléon [LEC96] pour lesquelles 5 fragments ont été détectés. Cette expérience a été réalisée au moyen de l'ensemble de détection installé dans la chambre de réaction NAUTILUS. En fonction de la zone considérée sur le diagramme, on constate une évolution de la topologie des événements mesurée par les variables de sphéricité et de coplanarité (voir section 3.2.3). La zone notée 5 sur ce diagramme correspond à des énergies d'excitation élevées (non montré) et à une topologie la plus compacte s'approchant d'une topologie sphérique. Cela indique un degré d'équilibration important.

Les temps caractéristiques

Aux énergies intermédiaires les temps d'interaction entre les constituants du système nucléaire formé sont très différents de ceux de basse énergie. Les premières études des temps caractéristiques se sont faites au moyen des fonctions de corrélation angulaires entre fragments [BOU88].

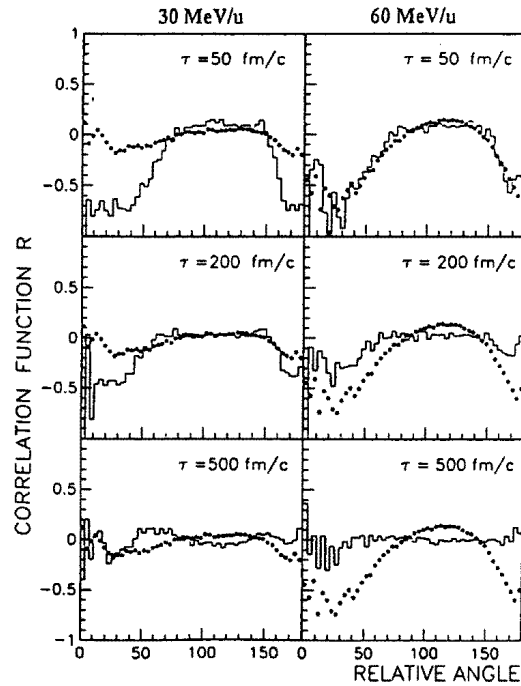


FIG. 1.7 – *Fonction de corrélation en angle relatif de paire de fragments dans les réactions Ar + Au à 30 et 60 MeV/nucléon respectivement colonne de droite et de gauche. Tiré de la référence [LOU94].*

La figure 1.7 montre ces corrélations en angle relatif pour les fragments émis dans les réactions les plus dissipatives Ar + Au à 30 et 60 MeV par nucléon. Les énergies de bombardement de 30 et 60 MeV par nucléon conduisent respectivement à des énergies d'excitation de 3 et 5 MeV/nucléon. Par comparaison avec un modèle supposant l'émission séquentielle de fragments, les temps moyens d'émission entre chaque fragment sont

de 500fm/c à 3 MeV par nucléon et 50fm/c à 5 MeV par nucléon. Les faibles temps caractéristiques d'émission de 50fm/c montrent que le mécanisme de multifragmentation peut être assimilé à la production simultanée de fragments.

Ce processus de multifragmentation peut signer le passage du système par une zone de basse densité. Pour vérifier cette hypothèse et mieux comprendre les processus de multifragmentation il est apparu nécessaire de construire des multi-détecteurs plus performants. Fort de l'expérience acquise avec la première génération de détecteurs, le détecteur INDRA a été conçu. Ce détecteur est dédié principalement à la physique des noyaux chauds. Les contraintes sur sa réalisation étaient :

- De bonnes performances au niveau de l'identification, de la couverture angulaire et des seuils de détection bas.
- La capacité de couvrir une large gamme d'énergie de bombardement
- Être capable de mesurer des collisions mettant en jeu un grand nombre de particules et de fragments.

Dans les sections suivantes nous effectuerons un survol des résultats obtenus avec le détecteur INDRA.

1.3.2 Les collisions sans arrêt complet

Les processus de type binaire sont largement dominants dans les réactions nucléaires aux énergies intermédiaires. Suite à l'interaction à grand paramètre d'impact entre le projectile et la cible, les deux résidus nommés quasi-projectile et quasi-cible peuvent avoir des modes de désintégration variés. Dans les réactions aux énergies de Fermi pour lesquelles il n'y a pas arrêt complet des réactants, il y a formation d'un col de matière entre les deux noyaux en collision. Ce col est présent dans une majorité des collisions.

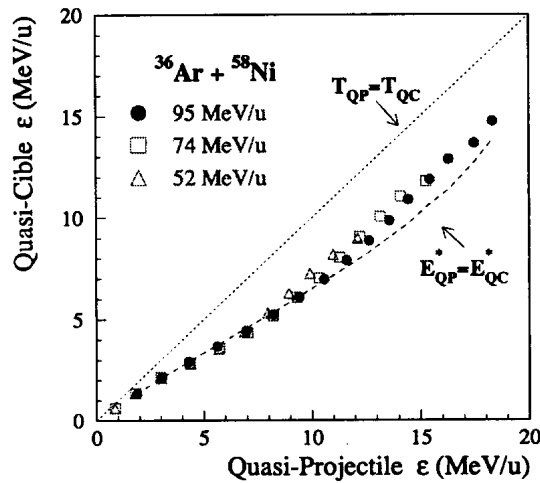


FIG. 1.8 – Équilibre énergétique et thermique entre quasi-projectile et quasi-cible dans les réactions $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à diverses énergies de bombardement [NAL97].

Les temps de collision sont tels que l'équilibration thermique entre quasi-cible et quasi-projectiles n'est pas atteint. La figure 1.8 montre les résultats expérimentaux de l'analyse des collisions $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à diverses énergies de bombardement [NAL97] qui illustre cet aspect.

Les particules ayant une vitesse intermédiaire entre celle de la quasi-cible et celle du quasi-projectile sont appelées particules de mi-rapacité. Ces émissions semblent être très sensibles à la dynamique de la collision et au col de matière qui s'est formé. Les comparaisons avec un modèle dynamique comme QMD [TIR98] montrent que la désintégration du col de matière est largement dominée par des effets de voie d'entrée de la réaction plus que par des effets thermiques. Les études de la mi-rapacité se font sur les collisions périphériques et semi-périphériques. Cette sélection des particules de mi-rapacité se fait soit au moyen d'un estimateur du paramètre d'impact comme l'énergie transverse des particules légères $E_{T12} = \sum_{i=1}^{M_{plc}} E_i \sin \theta_i^2$ [PLA00, LUK97], soit au moyen de variables de forme comme la sphéricité [TIR98]. L'étude de la composition en fragments et les distributions isotopiques des particules de mi-rapacité donnent des informations sur la composition du col de matière [PLA00, LUK97]. Les comparaisons avec un modèle permettent alors d'obtenir des informations sur les propriétés de l'EdEN.

Dans l'étude des désexcitations du quasi-projectile en plus du mode de fission standard que peut subir le quasi-projectile il existe des modes de désexcitation selon des géométries particulières. Ces géométries signent une déformation des noyaux lors de l'interaction entre le projectile et la cible, déformation qui conduit à une configuration particulière [BOC00]. Cette image peut se généraliser à la production de plusieurs fragments dans les collisions périphériques. Les fragments étant issus de plusieurs points de brisure le long de la ligne de matière reliant le projectile et la cible [NOR01]. L'étude de ce mécanisme de brisure particulier renseigne sur la viscosité de la matière nucléaire.

1.3.3 Les collisions avec arrêt complet

Les collisions avec arrêt complet des réactants se caractérisent par un important dépôt d'énergie dans le complexe nucléaire formé durant la réaction. Pour des énergies de bombardement intermédiaires, l'énergie disponible par nucléon dans la collision est proche de l'énergie de liaison. Ce domaine est donc tout à fait particulier et un certain nombre de signaux expérimentaux montrent que le comportement de la matière nucléaire dans ces conditions est spécifique.

C'est le domaine typique de la multifragmentation : la production multiple et simultanée de fragments. La multifragmentation est aussi le phénomène attendu lors d'une transition de phase liquide gaz.

Les signaux du changement de régime

Un certain nombre de signaux expérimentaux marquent les changements par rapport aux régimes de haute et basse énergie d'excitation.

- Les spectres expérimentaux en énergie cinétique des fragments ne sont plus de forme maxwellienne comme pour l'évaporation, ils ne correspondent plus à une émission séquentielle de fragments mais plutôt à une émission simultanée [MAR95]. De plus

les valeurs moyennes des énergies cinétiques sont sous-estimées dans le cadre d'une émission séquentielle par rapport à une émission simultanée [MAR95]. Ces deux phénomènes ont été observés dans les collisions centrales sélectionnées dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV par nucléon.

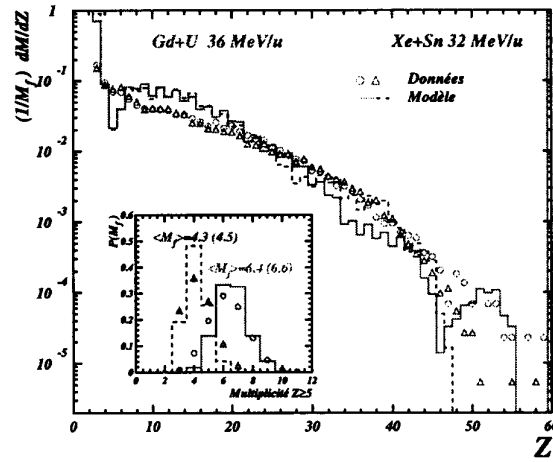


FIG. 1.9 – Indépendance de la distribution de charge pour les collisions les plus centrales entre les réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon et $^{155}\text{Xe} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/nucléon. Tiré de la référence [RIV98].

- Pour une énergie d'excitation donnée, les distributions de charges sont indépendantes de la taille du système composite chaud formé dans la réaction [RIV98]. Les différences entre deux systèmes de tailles différentes se reflètent dans la multiplicité de fragments. Cet effet a été observé en comparant les données $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon et $^{155}\text{Xe} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV par nucléon (voir figure 1.9 tirée de la référence [RIV98]). Cet effet est une indication que les fragments produits dans la désexcitation du composite sont issus d'une émission de volume et non de surface. Cela démarque la multifragmentation (émission de volume) de l'évaporation (émission de surface). Cette propriété est nécessaire pour que la multifragmentation soit associée à une transition de phase liquide-gaz.
- La reconstruction de l'énergie d'excitation emmagasinée dans les fragments primaires au moyen des corrélations en vitesse montre qu'ils ont une température d'environ 5 MeV [HUD00, MAR98]. Cela indique que la désintégration de la source unique a conduit à la production de fragments à la limite de l'évaporation et de la multifragmentation.

Les interprétations

Le phénomène de multifragmentation peut s'interpréter suivant deux grands axes :

- Les temps rapides de production des fragments conduisent à faire l'hypothèse d'un volume dans lequel la matière nucléaire serait à basse densité et haute température. Cela conduirait à la formation de fragments n'ayant plus d'interaction nucléaire

entre eux, c'est l'hypothèse du freeze-out. Les approches statistiques supposent qu'au freeze-out un équilibre est atteint. Ces conditions conduiraient à une fragmentation de la matière selon des lois de la mécanique statistique. Plusieurs modèles traitent le problème de cette manière avec différentes gestions des poids statistiques; citons par exemple SMM (*Statistical Multifragmentain Model*) [BON95] et MMMC (*Multifragmentation Metropolis Monte-Carlo*) [GRO90]. Ces modèles reproduisent globalement bien les données expérimentales en particulier dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV par nucléon [LEF97, MAR98].

- Une autre approche de la multifragmentation est de modéliser l'évolution dynamique du système, qui en se dilatant entrerait dans une zone d'instabilité mécanique, dite zone spinodale. Dans cette zone, toute diminution de la densité conduit à une augmentation de la pression. Les fluctuations de densité se trouvent alors amplifiées et conduisent à la rupture du système en de nombreux fragments. C'est la décomposition spinodale [CHO95]. Les prédictions du modèle BoB (Brownian one Body) qui traite la multifragmentation de cette manière sont en accord avec les données expérimentales $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV par nucléon [BOR01A, FRA98, FRA01A, FRA01B, TAB00].

Il faut signaler que ces deux approches ne sont pas incompatibles. Le passage d'un système fini dans la zone d'instabilité spinodale peut provoquer un battement entre différents modes privilégiés qui conduiraient à remplir l'espace de phase des partitions, comme le fait une approche statistique. Ou bien il peut y avoir coexistence de ces deux mécanismes de production de fragments, la complexité des collisions pouvant conduire à des trajectoires très différentes du système qui ne pourraient être observées que par des analyses appropriées comme les corrélations de charge (voir section suivante).

1.3.4 Les derniers développements

Les travaux sur les réactions de multifragmentation et sa relation avec la transition de phase se poursuivent. De même que les études pour savoir si le système composé passe dans la zone spinodale. Les deux faits les plus marquants de ces analyses sont la mise en évidence d'une capacité calorifique négative signant une transition de phase dans les systèmes finis et la découverte de signaux fossiles du passage du système dans la région spinodale.

Capacité calorifique négative

La première idée pour signer une transition de phase est de mesurer sa courbe calorifique (température en fonction de l'énergie). C'est une approche canonique du problème comme on peut l'envisager pour un système infini. Cette étude a été faite par la collaboration ALADIN du GSI [POC95], le résultat est présenté sur la figure 1.10. Les travaux subséquent ont montré que la physique est compliquée comme le prouve l'analyse des collisions centrales par la collaboration INDRA (symboles carrés et triangles ouverts de la figure 1.10).

De part la finitude du système, la courbe calorifique est modifiée et ne présente pas un plateau. La taille limitée du système impose de nouvelles contraintes sur la thermodyna-

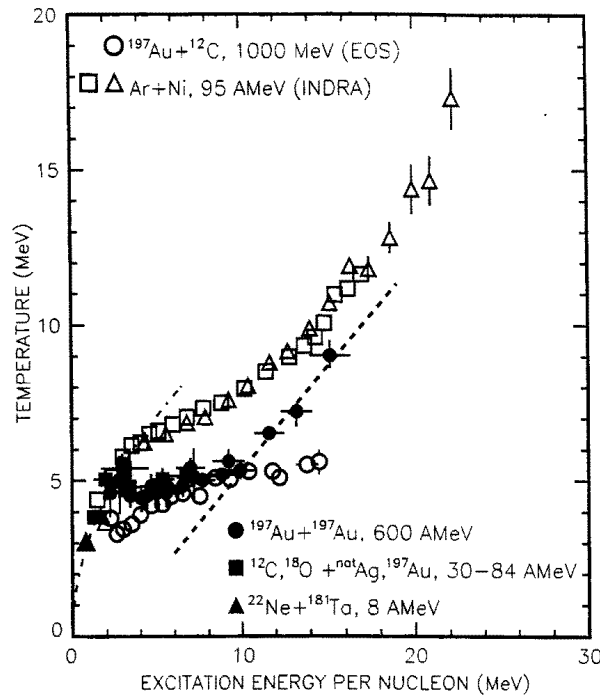


FIG. 1.10 – Courbe calorique de la matière nucléaire obtenue par le groupe ALADIN, le groupe INDRA et le groupe EOS. tiré de la référence [BON00]

mique de l'ensemble sur lequel les lois classiques ne peuvent plus s'appliquer strictement. Il faut faire de la thermodynamique des systèmes finis et regarder de nouvelles observables.

Ces apparentes différences s'expliquent si on prend en compte le volume de la source de matière nucléaire [CHO00]. La finitude du système de nucléons en collision impose de nouvelles exigences. Il n'y a donc plus un seul paramètre d'ordre à regarder mais deux. Dans les réactions nucléaires aux énergies de Fermi le système n'est pas confiné dans un volume; seul le volume moyen peut être connu. Comme on ne contrôle pas le volume, la forme de la courbe calorique peut être très différente suivant les conditions imposées par la réaction. Selon que l'on se place à volume constant ou à pression constante, les deux courbes caloriques présentent des formes différentes. D'où une possible explication des différences observées entre la courbe calorique de la collaboration ALADIN et celle de la collaboration INDRA.

La transition de phase dans un système fini peut être signée par la présence d'une courbure anormale de certains potentiels thermodynamiques. Dans le cas de la transition liquide-gaz dans un système fini, des capacités calorifiques négatives et des compressibilités négatives sont prévues. Une méthode permettant de signer cette transition a été proposée [CHO00].

Le cas microcanonique impose une énergie constante, si cette énergie est séparable en deux composantes indépendantes, alors les fluctuations de chaque composante sont reliées à la capacité calorifique.

Dans les travaux expérimentaux un certain nombre de conditions sont requises pour

appliquer la procédure proposée :

- Il faut obtenir un échantillon d'événements où l'on peut déterminer la masse et l'énergie de la source.
- l'échantillon choisi doit avoir les caractéristiques d'un ensemble à l'équilibre.
- Il faut reconstruire le freeze-out du système.
- Un bilan des énergies mises en jeu doit être fait. Ce bilan prend en compte la chaleur de réaction Q et des énergies coulombiennes. D'une part on obtient finalement l'énergie thermique de laquelle on déduit la température T . D'autre part la largeur des distributions d'énergie cinétique permet d'obtenir une mesure des fluctuations d'énergie cinétique σ .

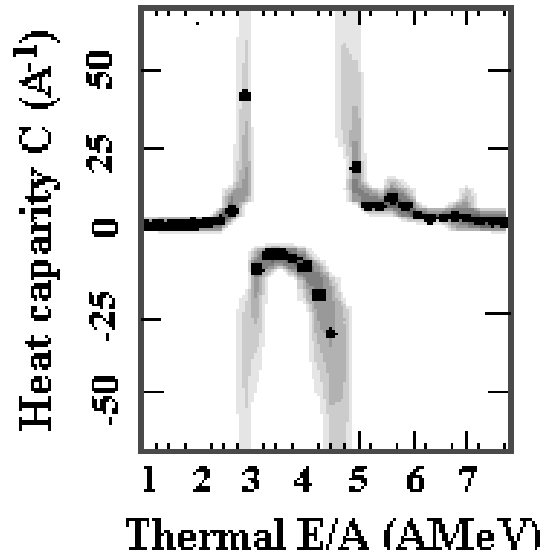


FIG. 1.11 – *Capacité calorifique négative mesurée dans l'expérience Au + Au à 35 MeV/nucléon au moyen du détecteur MULTICS-MINIBALL. Tiré de la référence [DAG00].*

Cette procédure a été appliquée avec succès sur plusieurs expériences. On peut citer, par exemple, la multifragmentation d'un projectile d'or sur une cible d'or à 35 MeV par nucléon [DAG96A] (voir figure 1.11) et l'étude des collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ mesurées avec INDRA [LEN99]. Une branche négative de la capacité calorifique a été observée cela semble indiquer que la multifragmentation serait associée à une transition de phase liquide-gaz.

Les corrélations de charges

Récemment, la méthode des corrélations de charges a été appliquée aux événements de multifragmentation. Cette méthode consiste à réduire l'information d'un événement à la valeur moyenne des charges des fragments collectés $\langle Z \rangle$ et à leur écart-type ΔZ . Les

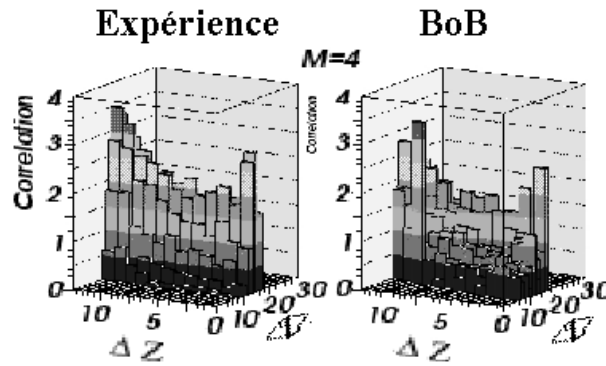


FIG. 1.12 – Corrélation de charge ΔZ en fonction de $\langle Z \rangle$ pour l'expérience $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon (diagramme de gauche) et le model de décomposition spinodale BoB (diagramme de droite). Tiré de la référence [BOR01B].

distributions bidimensionnelles de $(\Delta Z, \langle Z \rangle)$ sont examinées en fonction de la multiplicité de fragments. Pour une multiplicité de fragments donnée, on construit une fonction décorrélée qui correspond au fond statistique. En faisant le rapport de la distribution $(\Delta Z, \langle Z \rangle)$ par la distribution de $(\Delta Z, \langle Z \rangle)$ décorrélée, on fait apparaître les productions anormales par rapport au fond statistique. C'est la fonction de corrélation. Les fonctions de corrélation pour les données expérimentales $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon et le modèle de décomposition spinodale BoB sont représentées sur la figure 1.12. Le pic de corrélation qui apparaît dans les données et dans la simulation BoB pour les petites valeurs de ΔZ , signe la présence dans les données d'événements surnuméraires dans lesquels les fragments ont tous la même charge. Ceci est un signal fossile de la décomposition spinodale. En effet ce pic de corrélation n'existe pas si l'on suppose un modèle de type statistique (SMM ou MMC par exemple [DES01]), sa présence est donc bien reliée au passage dans la zone spinodale [BOR01A, TAB00].

1.4 Le degré de liberté de forme

Le problème de la sélection des sources et de l'évaluation de leur degré d'équilibration est au cœur de la problématique de la physique des collisions d'ions lourds. La sélection d'une source de matière nucléaire chaude se base sur un certain nombre d'hypothèses basées sur la dégradation maximale de l'état initial. La sélection d'un échantillon d'événements présentant une certaine isotropie permet de s'assurer de la perte de la mémoire de la voie d'entrée.

Néanmoins, un certain degré de thermalisation pourrai être atteint avant que le degré de liberté de forme le soit complètement. Cela conduirai à la formation d'un complexe pouvant se désexciter de manière anisotrope.

Aux basses énergies, le processus de fission présente une non relaxation de la forme et pourtant il est équilibré à chaque instant. La répartition de l'axe de fission est isotrope dans le repère du centre de masse, mais en se plaçant dans un repère adéquat on observe

une direction privilégiée de ce processus. La déformation entraînant le noyau vers des configurations où il se sépare en deux. La forme est le degré de liberté déterminant dans ce processus.

Si l'on se place aux énergies de bombardement relativistes, la figure 1.4 montre que l'on observe une grande variété de topologies. La topologie sphérique, elle n'est approchée que pour de très hautes énergies. La géométrie informe donc sur le pouvoir d'arrêt.

Dans le domaine des énergies intermédiaires, où ni les processus nucléon nucléon ni les processus de champ moyen sont prédominants, le problème de la forme de la source de matière nucléaire chaude formée dans la collision prend toute son importance. Il est donc important d'évaluer, aux énergies intermédiaires, quels degrés de liberté ont été équilibrés dans la réaction. La forme pouvant être un degré de liberté très important dans ces réactions, son étude est donc essentielle.

Pour réaliser une telle étude, le problème de la sélection des classes de données d'intérêt est particulièrement critique tout comme pour l'étude de la thermodynamique des systèmes nucléaires finis. Ce problème de la sélection est récurrent dans la physique des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Il constitue la pierre angulaire de l'interprétation des données et doit être traité avec le plus grand soin. Il faut donc s'attacher particulièrement à sélectionner un échantillon de données le moins biaisé possibles pour conclure avec la meilleure précision.

Chapitre 2

Moyen expérimental : le détecteur INDRA

Les études expérimentales des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (entre 20 MeV/nucléon et 150 MeV/nucléon) ont conduit à la conception de dispositifs de détection toujours plus performants. **À ces énergies le grand nombre de produits de réaction nécessite une couverture spatiale importante et une excellente granularité** (l'objectif étant de couvrir l'ensemble des 4π stéradians). De plus, pour qualifier correctement les réactions, une identification en charge et la détermination de l'énergie des fragments issus de la réaction sont nécessaires. La première génération de détecteurs étant composée, entre autre, par les détecteurs installés dans la chambre à réaction NAUTILUS [BIZ86, PEG90] et AMPHORA [DRA89]. Le détecteur INDRA (Identification de Noyaux avec Détection et Résolution Accrue) fait partie de la deuxième génération de multidétecteurs. Cet appareillage expérimental a été décrit dans de nombreuses publications [POU95, POU96, STE95] thèses [COP90, BEN95, ECO95, MET95, MAR95, LEF97, OUA95, SQU96, NAL97] et site web [WIN01]. Dans ce chapitre, nous décrirons rapidement les principales caractéristiques du multidétecteur INDRA et des détecteurs qui le composent. Les spécificités de ce dispositif sont décrites ci-après.

- La couverture angulaire représente 90% de l'angle solide autour de la cible.
- Les 336 modules de détection donnent une granularité élevée ce qui permet de limiter les probabilités de double comptage (deux particules sont collectées dans le même détecteur).
- La gamme en énergie et en charge (des protons de 1 MeV aux ions uranium de $\approx 5\text{GeV}$) est très vaste grâce à l'emploi de télescope comprenant plusieurs étages de détection et à une électronique adaptée.
- L'utilisation de chambre d'ionisation à faible pression de gaz permet d'obtenir des seuils de détection et d'identification très bas.
- Les noyaux d'hydrogène, d'hélium, de lithium et de béryllium peuvent être identifiés isotopiquement dans le dernier étage de détection composé de scintillateurs à iodure de césium CsI(Tl).

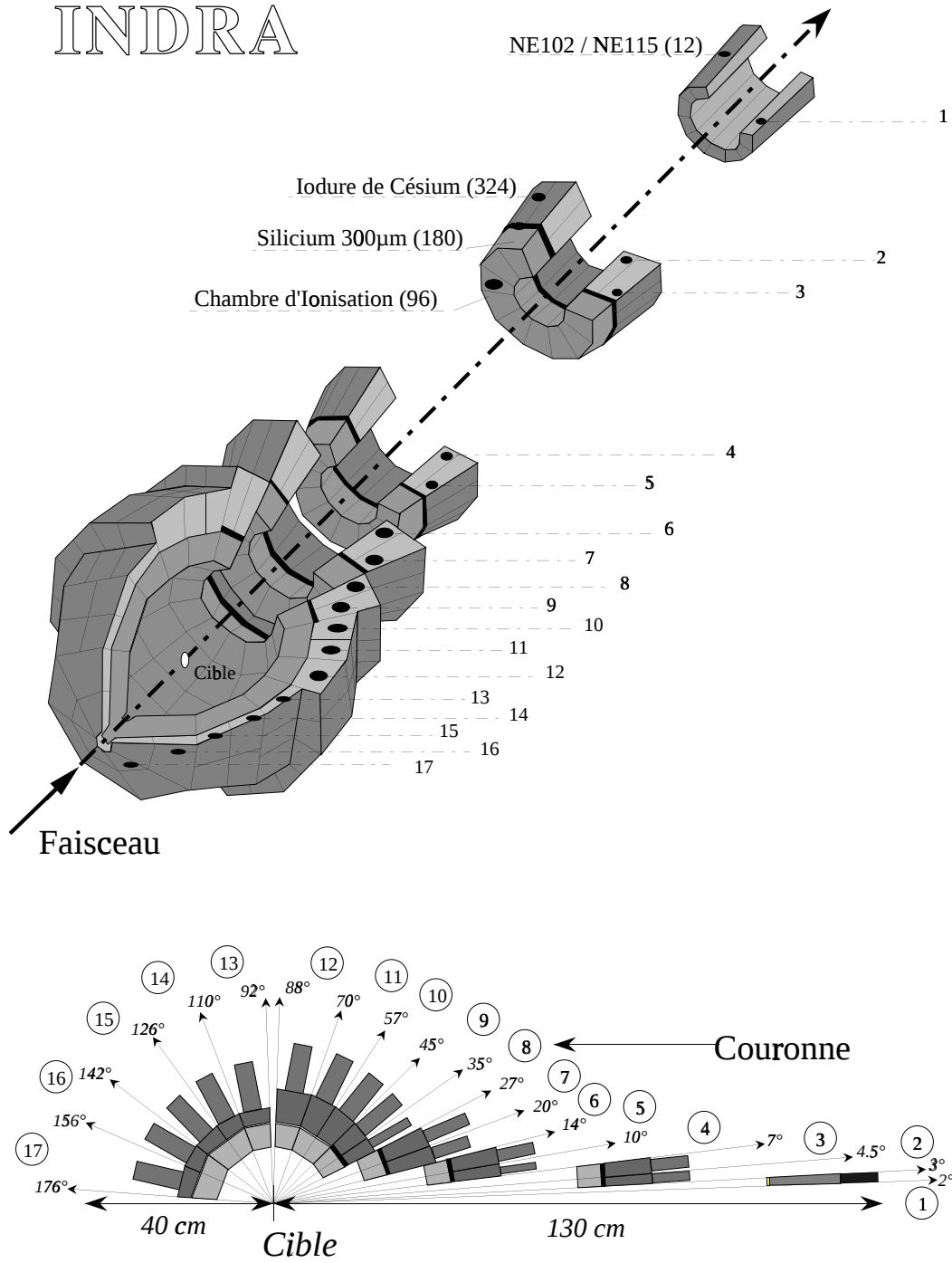


FIG. 2.1 – Sur la partie haute une vue en perspective d'INDRA où on peut voir la répartition des couronnes et la symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau. Sur la partie basse une coupe latérale donnant des détails de la géométrie du détecteur. Importé du web INDRA [WIN01].

	Phoswich NE102-NE115							
N° Couronne	θ_{min} ($^\circ$)	θ_{max} ($^\circ$)	N	$\Delta\phi$ ($^\circ$)	e(NE102) (mm)	e(NE115) (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (cm)
1	2	3	12	30	5	250	0.37	130

	CsI(Tl)						Si	Chambre d'ionisation				
N° Couronne	θ_{min} ($^\circ$)	θ_{max} ($^\circ$)	N	$\Delta\phi$ ($^\circ$)	e (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	e (μm)	$\Delta\phi$ ($^\circ$)	N	n CsI(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					
5	10	14	24	15	138	3.21	300	30	12	4	38.4	10.3
6	14	20	24	15	97	8.01	300					
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	No					
11	57	70	24	15	76	50.3	No	30	12	2	12	155
12	70	88	24	15	48	81.0	No					
13	92	110	24	15	60	82.3	No					
14	110	126	16	22.5	50	93.5	No	45	8	4	12	338
15	126	142	16	22.5	50	73.1	No					
16	142	157	8	45	50	91.2	No					
17	157	176	8	45	50	50.9	No					

TAB. 2.1 – Paramètres de la géométrie d'INDRA. N : nombre de détecteurs par couronne, n : nombre de CsI derrière la chambre d'ionisation, d : distance à la cible, e : épaisseur du détecteur, θ angle polaire, $\Delta\phi$ ouverture en angle azimutal des détecteurs de la couronne, $\Delta\Omega$ angle solide des détecteurs de la couronne.

2.1 Description du multidétecteur INDRA

INDRA est composé de dix-sept couronnes de détection comportant un nombre variable de télescopes composés de deux ou trois étages de détection. La géométrie d'INDRA est une symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau. **Cette géométrie a été optimisée pour détecter simultanément une multiplicité élevée de fragments lourds et de particules légères avec un taux de double comptage maximal de 5%.** De plus la conception du détecteur et la répartition des télescopes permettent la détection des particules légères produites dans la réaction au moyen de scintillateurs à iodure de césium (ou des phoswichs pour la couronne la plus avant). Le détecteur est composé des éléments suivants :

- Couronne 1 ($2^\circ \leq \theta_{lab} \leq 3^\circ$), un ensemble de 12 scintillateurs plastiques NE102 et

NE115 (décrit dans la section 2.1.1) ayant la capacité de supporter les forts taux de comptage.

- Couronne 2 à 9 ($3^\circ \leq \theta_{lab} \leq 45^\circ$) ces couronnes sont constituées de 180 télescopes à trois étages de détection. Le premier étage est constitué de chambre d'ionisation (ChIo) décrite dans la section 2.1.2 ayant des seuils de détection très bas. Le deuxième étage est constitué d'un détecteur silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur cet étage est décrit dans la section 2.1.3. Le dernier étage est constitué par le détecteur à iodure de césium dopé au Tl CsI(Tl) décrit dans la section 2.1.4.
- Couronne 10 à 17 ($45^\circ \leq \theta_{lab} \leq 176^\circ$ degrés) ces couronnes sont constituées de 144 détecteurs à deux étages constitués d'une chambre d'ionisation et le scintillateur CsI(Tl). Sur chaque couronne dans un des modules, entre la chambre d'ionisation et le CsI, est aussi rajouté un télescope silicium lithium qui permet l'étalonnage des scintillateurs. Ces détecteurs sont décrits dans la section 2.1.5.

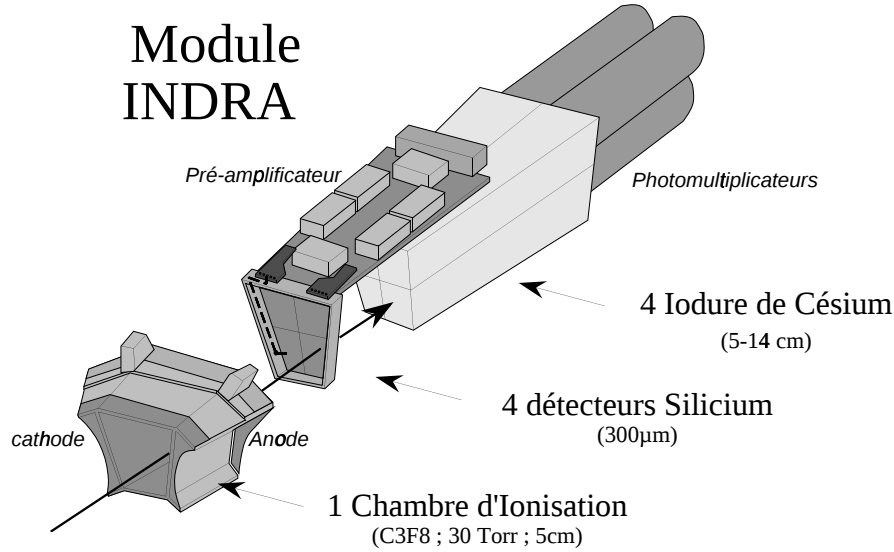


FIG. 2.2 – Détails d'un télescope à trois étages (Chambre d'ionisation, silicium, et scintillateur à iodure de césium) monté dans les couronnes 2 à 9 du détecteur INDRA. Importé du web INDRA [WIN01]

La géométrie globale du détecteur et la répartition des modules de détection sont présentées sur la figure 2.1. Les caractéristiques géométriques sont reportées sur le tableau 2.1. Le détail d'un module de détection des couronnes 2-9 est représenté sur la figure 2.2.

2.1.1 Les phoswiches

Douze détecteurs phoswichs [STE95] constituent la première couronne d'INDRA. Ces détecteurs sont composés de deux scintillateurs plastiques de type NE102 et NE115 respectivement de $500 \mu\text{m}$ et de 25cm d'épaisseur. Ces détecteurs sont représentés sur la figure 2.3. Lors du passage de particule chargée à travers les plastiques, une impulsion

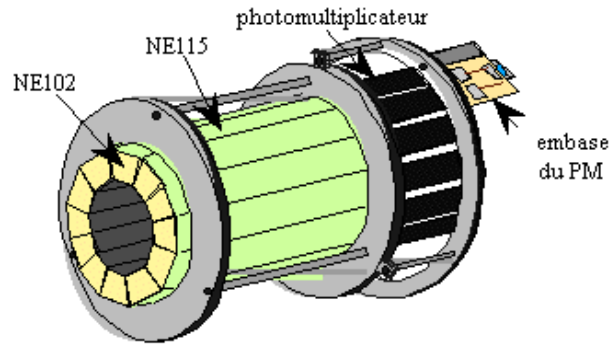


FIG. 2.3 – Vue en perspective des scintillateurs plastiques de la première couronne de INDRA. Importé du web INDRA [WIN01]

lumineuse est émise, faisant suite à la désexcitation des niveaux des atomes perturbés par la particule incidente. L'effet exploité pour identifier les particules est la différence de constante de temps entre les deux scintillateurs employés, $\tau = 2.4ns$ et $\tau = 320ns$ pour respectivement le NE102 et NE115. Comme le NE115 est transparent, le photomultiplicateur situé à son extrémité reçoit à la fois le signal rapide du NE102 et le signal lent du NE115. Cette méthode permet d'obtenir un couple $\Delta E - E$ (perte d'énergie - énergie) constitué par le signal rapide (NE102) et le signal total (NE102 + NE115). Ces détecteurs supportent de fort taux de comptage jusqu'à 15000 particules par seconde. Leur défaut majeur est lié à la faible production des électrons dans les plastiques qui permettent l'excitation des niveaux moléculaires. Cela induit une résolution en énergie entre 5% et 10% selon la nature de la particule. De ce fait une bonne identification en charge ne se fait qu'avec des seuils de 6 MeV/nucléon pour les particules légères et de 23 MeV/nucléon pour un produit de charge Z proche de 40.

2.1.2 Les chambres à ionisation

Les 96 chambres d'ionisation du détecteur INDRA forment le premier étage de détection dans la gamme angulaire entre 3° et 176° . Un schéma des chambres d'ionisation est reporté sur la figure 2.4. Les chambres d'ionisation ont une épaisseur de 5 cm. En leur centre, un champ électrique longitudinal est produit entre une anode et une cathode en mylar aluminisé de $2.5 \mu m$ d'épaisseur. Elles sont remplies de C_3F_8 à faible pression, entre 50 mbar (couronne 2 à 7) et 30 mbar (couronne 8 à 17). Le passage d'une particule chargée à travers la chambre produit une importante quantité de charge dans le gaz par ionisation des molécules. Les charges produites sont entraînées par le champ électrique axial créant un signal sur l'anode. L'amplitude est proportionnelle à la perte d'énergie de la particule. La collection de ce signal permet d'obtenir une information sur la perte d'énergie ΔE . **Ce type de détecteur a été choisi pour constituer le premier étage de détection car il permet de détecter des fragments lourds avec des seuils bas (≈ 1 MeV/nucléon) quand il fonctionne à basse pression de gaz.** Le bas niveau des seuils de détection entraîne une très grande sensibilité aux électrons issus de la cible

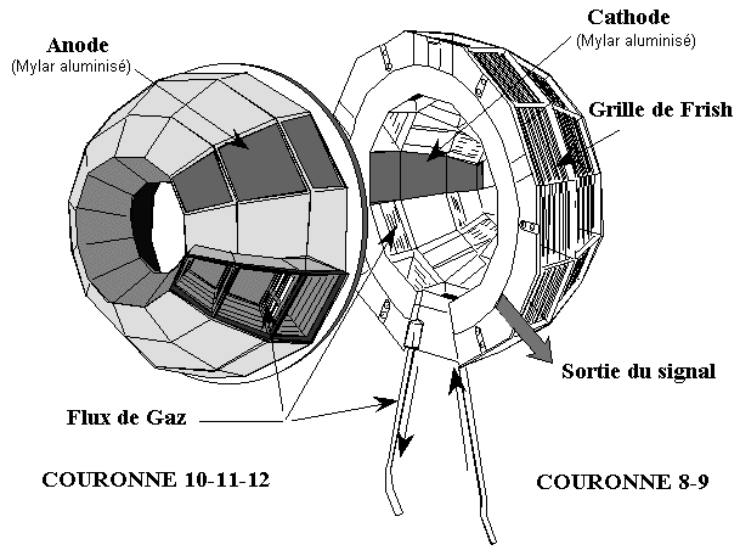


FIG. 2.4 – *Chambre d’ionisation des couronnes 8 à 12 de INDRA. Importé du web INDRA [WIN01].*

lors du passage du faisceau. Pour diminuer ce bruit, la cible est portée à une tension positive d’environ 30 kV. L’électronique associée est constituée de pré-amplificateurs situés au voisinage de l’anode, puis d’amplificateurs situés à l’extérieur de la chambre de réaction. Cette technique améliore la qualité du signal de façon notable.

2.1.3 Les détecteurs silicium 300 μm .

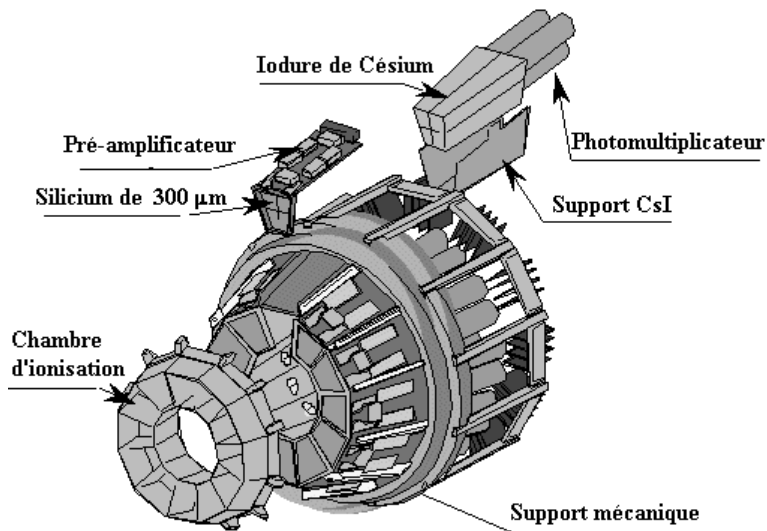


FIG. 2.5 – *Structure mécanique des couronnes 4 et 5 de INDRA. Importé du web INDRA [WIN01].*

Dans les couronnes 2 à 9 d'INDRA le deuxième étage des modules de détection est composé par un silicium de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Il permet l'identification en charge des fragments en contribuant à la constitution de cartes $\Delta E - E$ de deux types : le couple $\Delta E_{ChIo} - E_{Si}$ pour les fragments de basse énergie; le couple $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour les fragments de haute énergie. La disposition des détecteurs silicium pour les couronnes 4 et 5 est représentée sur la figure 2.5. Les siliciums sont des détecteurs à jonction de type "PN". Le passage d'une particule chargée dans la zone de déplétion de la jonction de type "PN" fait déplacer les paires électron-trou qui diffusent vers les bords du silicium lui-même plongé dans un champ électrique extérieur.

Pour accroître la granularité, quatre détecteurs (seulement 3 pour les couronnes 2 et 3) sont placés derrière une même chambre d'ionisation. Pour optimiser la couverture angulaire les siliciums sont regroupés sur une même pastille; cela permet d'obtenir une zone morte de seulement $0.7\ \text{mm}$ autour de chaque détecteur. Les siliciums utilisés dans INDRA ont été construits avec la technologie PLANAR ce qui permet de connaître leur épaisseur avec une très bonne précision.

L'électronique associée au détecteur silicium est similaire à celle des chambres d'ionisation.

2.1.4 Les scintillateurs à iodure de césium CsI(T).

Des cristaux d'iodure de césium forment le dernier étage des modules de détection d'INDRA pour la gamme angulaire entre 3° et 176° . Ces 324 scintillateurs ont une longueur suffisante pour arrêter les particules les plus énergétiques attendus dans le domaine angulaire qu'ils couvrent ($138\ \text{mm}$ à l'avant et $50\ \text{mm}$ à l'arrière, voir tableau 2.1). Chacun d'entre eux est couplé à son propre photo-multiplicateur (PM). La disposition de ces détecteurs par rapport à l'ensemble de détection pour les couronnes 4 et 5 est schématisée sur la figure 2.5. Lors du passage de particule chargée dans le cristal, des niveaux moléculaires du CsI sont excités. La désexcitation se fait par émission de photons dans deux voies différentes, dans un premier temps vers les états du Tl et ensuite plus lentement vers le fondamental. Les deux modes de décroissance étant dans le domaine du visible, cela est très bien adapté aux photo-multiplicateurs. Ces deux composantes rapide ($\tau_R = 0.4 - 0.7\ \mu\text{s}$) et lente ($\tau_L = 7\ \mu\text{s}$) permettent l'identification isotopique des fragments en se basant sur le poids relatif de chacune des composantes. **Cette identification isotopique est possible des protons jusqu'au ^{10}Be .** De plus, ce détecteur donne l'énergie totale des fragments, utilisée pour l'identification de charge. Le principal défaut des scintillateurs à iodure de césium est la non linéarité de leur réponse tant en énergie qu'en charge de la particule. Leur étalonnage en énergie est particulièrement délicat [MAR95]. De plus la sensibilité des CsI aux conditions extérieures (leur température en particulier) nécessitent l'utilisation d'un système de contrôle par LASER pour s'assurer de leur stabilité tout au long de l'expérience [OUA95].

2.1.5 Les télescopes "étalons" Si($80\ \mu\text{m}$)-Si(Li).

La calibration des iodures de césium nécessite l'utilisation des Si $300\ \mu\text{m}$ pour les couronnes 2 à 9. Les modules arrières ne comportent pas de détecteur de type silicium.

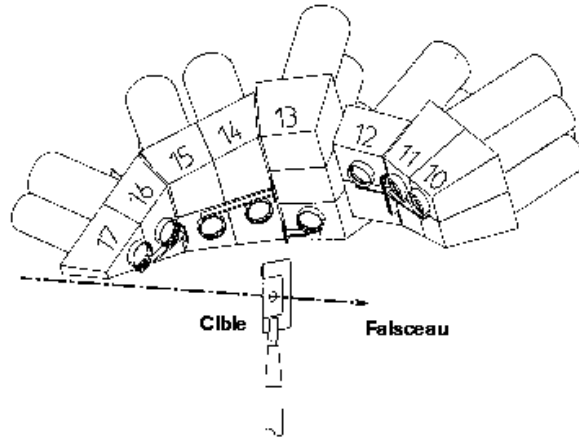


FIG. 2.6 – Disposition des détecteurs étalons sur les couronnes 10 à 17. Importé du web INDRA [WIN01].

Chaque couronne de 10 à 17 a été dotée d'un télescope étalon constitué d'un silicium de $80\ \mu\text{m}$ et d'un silicium lithium d'environ 2 mm épaisseur. Ce détecteur placé entre la chambre d'ionisation et le scintillateur CsI permet de calibrer le scintillateur.

L'électronique associée à ces télescopes est identique à celle des chambres d'ionisation. La disposition de ces détecteurs est montrée sur la figure 2.6.

2.2 Identification et calibration.

Une fois les données collectées, deux étapes sont nécessaires avant de tirer l'information des données expérimentales. La première étape est d'identifier la charge et si possible la masse des particules produites. La deuxième étape consiste à calibrer le détecteur pour associer à chaque particule une énergie. Deux méthodes d'identification sont utilisées : la méthode $\Delta E - E$ entre deux étages de détection et la discrimination en forme du signal dans les CsI . Les calibrations en énergie sont spécifiques à chacun des détecteurs.

2.2.1 Identification

La méthode $\Delta E - E$

Cette méthode est basée sur le fait que, lorsqu'une particule traverse un matériau donné, elle y dépose une énergie qui est fonction de la nature et de l'énergie de la particule incidente. La perte d'énergie le long d'un trajet est exprimée par la formule de Bethe [BET30]. Cette formule s'écrit :

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \approx C_1 \frac{AZ^2}{E} \log \frac{C_2 E}{A} \quad (2.1)$$

ΔE est la perte énergie de la particule dans le détecteur, E est l'énergie incidente de la particule, Z et A sont respectivement la charge et la masse de la particule. Δx est

l'épaisseur du détecteur. Enfin C_1 et C_2 sont des constantes caractéristiques du matériau traversé. Aux énergies de bombardement d'utilisation du détecteur INDRA le terme logarithmique de l'équation peut être négligé. De ce fait en représentant l'énergie (E) mesurée dans un deuxième étage en fonction de la perte énergie (ΔE) mesurée dans un premier étage sur une matrice on obtient pour chaque valeur de charge une hyperbole caractéristique. Chacune de ces hyperboles est reliée au facteur AZ^2 ce qui permet de connaître la masse et la charge des fragments si la résolution est suffisamment bonne.

Avec INDRA, il est possible de construire plusieurs types de matrice $\Delta E - E$. Cette méthode est utilisée pour identifier les fragments dans les couronnes 10 à 17 [SQU96] en se basant sur le couple de détecteur $\Delta_{ChIo} - E_{CsI}$. Dans les couronnes de 1 à 9 trois couples de détecteurs peuvent être utilisés : $\Delta_{Si} - E_{CsI}$ [LEF97]; $\Delta_{ChIo} - E_{Si}$ [NAL97]; et $\Delta_{NE102} - E_{NE115}$ [MET95].

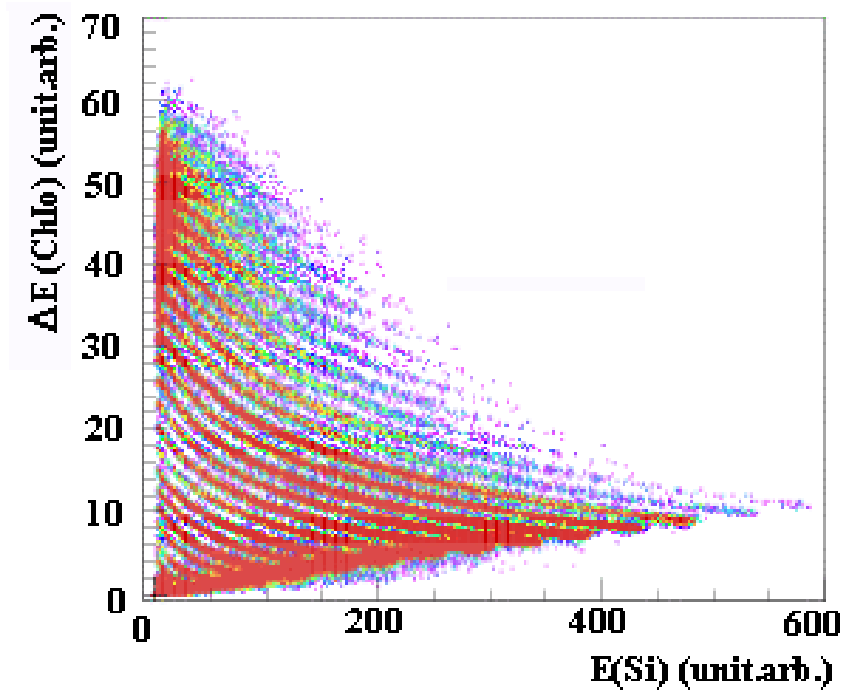


FIG. 2.7 – Matrice d'identification en $\Delta E - E$ entre la perte d'énergie dans la *ChIo* et l'énergie dans le *Si*. Tiré de la référence [SAL97]

Un exemple de matrice d'identification en $\Delta E - E$ entre le signal recueilli dans la chambre d'ionisation *ChIo* et celui recueilli dans le *Si* est représenté dans la figure 2.7. On remarque que pour des valeurs du signal *Si* faible il y a une accumulation de coups autour de valeur élevée du signal dans la chambre d'ionisation. Cette accumulation est due aux particules lourdes et lentes qui sont stoppées et non discriminées: c'est ce qui s'appelle le pic de Bragg.

L'analyse en forme des signaux

Le passage d'une particule chargée à travers le iodure de césium excite des niveaux d'énergie moléculaire et le retour vers l'état fondamental se fait par émission de photon. L'intensité du rayonnement lumineux en fonction du temps s'exprime de la façon suivante :

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.2)$$

le coefficient I_0 est fonction de l'énergie de la particule, τ est la durée de vie du niveau excité. Les scintillateurs à iodure de césium émettent avec deux constantes de temps différentes τ_R et τ_L correspondant aux deux désexcitations possibles. L'intensité lumineuse s'exprime alors de la façon suivante :

$$I = I_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} + I_L e^{-\frac{t}{\tau_L}} \quad (2.3)$$

Les intensités I_R et I_L dépendent de la nature de la particule et de son énergie. Le lien entre ces deux intensités peut permettre d'obtenir l'identification isotopique des particules fragments légers des protons jusqu'au ^{10}Be . Cette identification se fait en représentant la composante lente (CsI_{lente}) en fonction de la composante rapide (CsI_{rapide}). Cette séparation en masse est en charge s'améliore à mesure que le dépôt d'énergie dans le scintillateur augmente.

2.2.2 Les codes d'identification

Un nombre est associé à chacune des particules précédemment identifiée. Ce nombre code la qualité de l'identification de la particule et/ou sa nature. Les codes d'identification vont de 0 à 15. La nomenclature des codes d'identification est la suivante

- Code 0 : gamma
- Code 1 : neutron détecté dans les couronne 2 à 9 (voir section 2.3.3 de ce chapitre)
- Code 2 : particule identifiée dans le CsI au moyen des signaux rapide et lent ou à l'aide des Phoswiches.
- Code 3 : particule identifiée dans le couple $Si(300 \mu m) - CsI$ ou $Si(75 \mu m) - Si(Li)$ ou $Si(Li) - CsI$.
- Code 4 : particule identifiée dans le couple $ChIo - Si$ ou $ChIo - CsI$
- Code 5 : particule arrêtée dans la $ChIo$, énergie inférieur à celle du pic de Bragg. Une valeur minimum de la charge Z est donnée à cette particule.
- Code 6,7, et 8 : particule obtenue par reconstruction des énergies dans les différents étage de détection (voir sections 2.3.1 et 2.3.2 de ce chapitre).
- Code 9 à 15 : mauvaise identification, comme par exemple : particules entre les lignes d'identification; calcul inexact de la lumière dans le scintillateur CsI .

Les particules ayant des codes de 2 à 4 sont considérées comme correctement identifiées. Dans la plupart des analyses sauf précision contraire on utilisera les particules ayant des codes d'identification de 2 à 4.

2.2.3 Étalonnage en énergie.

Pour avoir des particules de référence permettant l'étalonnage des détecteurs, plusieurs procédés sont utilisés.

- Faisceaux secondaires. Une première méthode utilise un faisceau secondaire de particule et de fragments légers (isotopes de H , He , Li et Be). Ces fragments sont produits par bombardement d'une cible épaisse placée à la sortie du cyclotron CSS2 du GANIL. La réaction de fragmentation typiquement utilisée pour produire ces particules est $^{16}O + ^{12}C$ à 95 MeV/nucléon. La sélection des noyaux secondaires issus de la réaction de fragmentation se fait grâce à la rigidité magnétique ($B\rho$) du spectromètre "alpha". Dans le cas classique, il y a la relation suivante entre la rigidité $B\rho$, la charge, la masse et l'énergie des particules :

$$B\rho = \frac{Av}{Z} = \frac{\sqrt{2AE}}{Z} \quad (2.4)$$

Il existe donc des relations simples entre l'énergie et la nature de la particule sélectionnée de spectromètre "alpha".

$$E_d = \frac{1}{2}E_p \quad E_t = \frac{1}{3}E_p \quad E_{^4He} = E_p \quad E_{^3He} = \frac{4}{3}E_p \quad (2.5)$$

Plusieurs valeurs de $B\rho$ sont utilisées de manière à obtenir plusieurs points pour la calibration en énergie. Les particules sélectionnées sont diffusées sur une cible de tantale ou de carbone placée dans INDRA. Cette méthode étant particulièrement utile pour la calibration des $CsI(Tl)$, les chambres d'ionisation sont vidées de leur gaz pour s'assurer qu'une quantité maximale de particules arrive sur le scintillateur.

- Source radioactive. Un point de calibration est obtenu en utilisant une source radioactive. Une source de thoron est habituellement utilisée. Elle est caractérisée par une émission de particules alpha à des énergies de 6.06 et 8.78 MeV. Les alphas proviennent à 35% et 65% respectivement du ^{212}Bi et du ^{212}Po . Ces mesures sont effectuées avec ou sans gaz dans les chambres ionisation. Les valeurs relevées sont destinées à l'étalonnage des chambres d'ionisation, des siliciums et des iodures de césium.
- Diffusion élastique. La diffusion élastique de faisceau d'ions lourds de basse énergie délivré par le premier cyclotron du GANIL peut aussi être utilisé pour étalonner le détecteur. Les projectiles typiquement utilisés sont l'Ar, le Ni et le Xe à des énergies entre 7 et 10 MeV/nucléon. Les faisceaux de basse énergie sont diffusés sur une cible d'or placée dans le porte cible. Ces mesures effectuées avec et sans gaz dans les chambres d'ionisation. Elles sont destinées à l'étalonnage des chambres d'ionisation ainsi que des détecteurs silicium.
- Prise de donnée en multiplicité un. Enfin, pendant une prise de donnée en imposant une multiplicité de au moins une particule détectée dans l'ensemble du détecteur INDRA peut être utilisée. Cette condition favorise la prise d'événements de diffusion élastique du projectile on peut ainsi étalonner en se servant du projectile.

Les phoswiches

Ces détecteurs sont étalonnés en énergie au moyen des faisceaux secondaires, et de la diffusion élastique. On étalonne le signal de la lumière totale par ajustement d'une fonctionnelle détaillée dans la référence [MET95].

Les chambres ionisation et les détecteurs silicium

Dans ces détecteurs la relation qui relie l'énergie au signal recueilli est indépendante de la charge et de la masse de la particule considérée. Il faut relier la tension effectivement mesurée et le codage numérique. Cette relation est obtenue à l'aide d'un polynôme du deuxième degré (trois paramètres à ajuster). Les paramètres à ajuster s'obtiennent au moyen d'un générateur d'impulsion situé à l'entrée des pré-amplificateurs. La mesure de la dérive de la chaîne électronique au cours du temps est prise en compte sur la valeur des canaux.

Au moyen de l'émission des alphas de la source de thoron et des diffusions élastiques des faisceaux issus du premier cyclotron, un coefficient de conversion linéaire entre l'énergie et le voltage est établi [ECO95]. Le défaut d'ionisation dû à l'arrêt d'un ion dans un détecteur silicium est corrigé de manière empirique grâce à la diffusion élastique de projectile lourd issu du premier cyclotron.

Ces opérations sont réalisées avec les chambres ionisation remplies de gaz et vides. La différence entre l'énergie mesurée dans le silicium pour les deux configurations donne la perte d'énergie dans les chambres d'ionisation.

Le scintillateur à iodure de césium

Pour les scintillateurs situés à l'avant (couronnes 2 à 9), l'énergie résiduelle déposée dans le CsI est déduite de la perte d'énergie dans le silicium de $300\ \mu\text{m}$ qui le précède. Cette opération se réalise au moyen des cartes d'identification $\Delta_{Si} - E_{CsI}$ et des calculs de perte d'énergie. Cet étalonnage se réalise à partir des données de fragmentation de l'oxygène à la sortie du deuxième cyclotron. Ce travail a été décrit en détail dans la référence [MAR95]. L'objectif est de trouver une relation entre l'énergie E de la particules et la lumière produite dans le scintillateur CsI en ajustant les trois paramètres d'une fonction [BEN95, MAR95]. Cette paramétrisation doit être faite pour chaque cristaux et pour chaque espèce de particules ($p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}, {}^5\text{He}$)

Pour les scintillateurs situés à l'arrière (couronne 10 à 17), l'absence de détecteur silicium est compensée par la présence, couronne par couronne, d'un télescope étalon $Si(80\mu\text{m}) - Si(Li)$. Dans un premier temps il est nécessaire d'effectuer la calibration de ces télescopes le premier étage est étalonné de la même façon que le silicium de $300\ \mu\text{m}$. Pour calibrer le second étage, on utilise des faisceaux produits par fragmentation à la sortie du deuxième cyclotron et on utilise l'information déjà obtenue en perte d'énergie sur le silicium de $80\ \mu\text{m}$. La connaissance du ΔE dans le silicium de $80\ \mu\text{m}$ associé à la connaissance de l'épaisseur du détecteur permet de déduire l'énergie incidente de la particule est donc son énergie résiduelle dans le $Si(Li)$. Une fois l'information obtenue sur la perte d'énergie totale dans les télescopes étalons la valeur de l'énergie déposée dans l'iodure de césium se trouvant juste derrière peut être déterminée permettant ainsi de

réaliser un étalonnage du détecteur à partir de trois paramètres de conversion. Dans la pratique deux jeux de paramètres sont nécessaires : l'un pour les isotopes d'hydrogène ; l'autre pour les fragments de $Z \geq 2$. La symétrie INDRA étant cylindrique, les mêmes spectres en énergie doivent être obtenus dans tous les modules d'une même couronne. La méthode dite d'étirement permet de trouver une fonctionnelle sur les canaux capable de faire correspondre les spectres en énergie du module étalonné avec les autres modules de la couronne. L'étalonnage est ainsi réalisé sur toutes les couronnes de 10 à 17.

2.3 La cohérence et l'identification des neutrons

Dans l'identification des particules, un certain nombre de cas délicats peuvent apparaître. Pour les résoudre et éviter de détériorer la qualité des données avec de tels événements on doit s'assurer de la cohérence globale de l'identification. L'identification de neutrons ayant interagit dans le scintillateur CsI permet aussi d'éliminer des particules bien identifiées mais sur lesquelles pèse une certaine incertitude quant à leur provenance : particule produite dans la réaction nucléaire étudiée ou issus de l'interaction d'un neutron dans le détecteur.

2.3.1 Qu'est ce que la cohérence ?

L'identification des particules commence toujours par l'identification au moyen des signaux rapides et lents fournis par le CsI . Si cette identification est correcte, les autres étages ne sont pas traités. Sinon on regarde les autres couples de détecteurs $Si - CsI$ et $Chio - Si$ pour les couronnes de 2 à 9 et $Chio - CsI$ pour les couronnes de 10 à 17. Les couples perte d'énergie, énergie $\Delta E - E$ ainsi réalisés permettent d'identifier la charge des particules. Cette méthode d'identification est efficace dans la majorité des cas.

Cependant un certain nombre de cas délicats peuvent apparaître et modifier les résultats. Par exemple plusieurs particules interagissent dans le même détecteur.

Ceci est particulièrement vrai au niveau de l'identification au moyen des chambre d'ionisation . Une même chambre d'ionisation est suivie de plusieurs ensembles silicium scintillateur CsI dans les couronne 2 à 9 et CsI dans les couronne 10 à 17 (voir tableau 2.1). Pour le traitement de la cohérence on parlera plutôt en terme de groupe de détecteurs c'est-à-dire l'ensemble des détecteurs associé à une même chambre d'ionisation, qu'en terme de module de détection.

Parmi les cas problématiques on peut définir trois grandes catégories.

- Dans les couronnes 2 à 9 : une particule légère identifiée dans le scintillateur CsI et une particule plus lourde arrêtée dans le silicium qui le précède. La 2.8(a) schématise ce type d'événement. Les particules identifiées par cette reconstruction sont référencées par le code d'identification 6.
- Dans les couronnes 2 à 9 : deux particules dans un même groupe de détection. La contribution des chambres d'ionisation doit être recalculée pour chacune des particules. La figure 2.8(b) schématise ce type d'événement. Les particules identifiées par cette reconstruction sont référencées par le code d'identification 7.

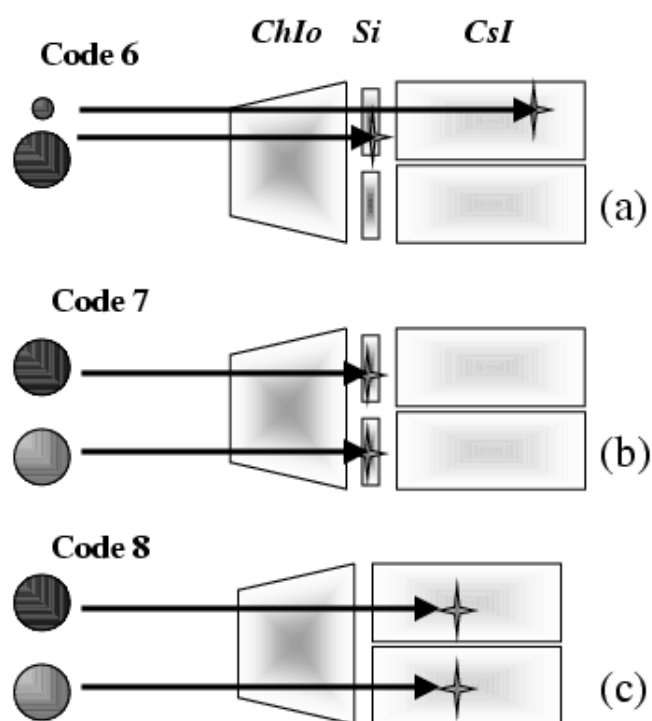


FIG. 2.8 – Schéma de principe des divers catégories de cohérence possible

- Dans les couronnes 10 à 17 : deux particules dans un même groupe de détection. La contribution des chambre d'ionisation doit être recalculée pour chacune des particules. La différence avec les couronnes 2 à 9 est liée au mode d'identification des particules. L'identification se fait dans le couple $ChIo - CsI$ pour les couronnes de 10 à 17 au lieu du couple de $ChIo - Si$ pour les couronnes de 2 à 9. La figure 2.8(c) schématise ce type d'événement. Les particules identifiées par cette reconstruction sont référencées par le code d'identification 8.

La difficulté dans ce travail ne vient pas des cas eux mêmes, mais de la combinaison possible de différents cas. Une particule avec un code 6 et une particule avec un code 7 peuvent cohabiter dans le même groupe de détection ce qui complique l'algorithme de reconstruction.

2.3.2 Algorithme de la cohérence

Nous allons décrire point par point le fonctionnement de l'algorithme de la cohérence. On peut diviser l'analyse en 2 grandes étapes : la reconstruction et l'analyse

la reconstruction

La méthode consiste à partir du dernier étage de détection (le scintillateur CsI) et à remonter à toutes les valeurs théoriques des étages qui le précèdent. Nous commencerons par décrire la logique associée aux couronnes 2 à 9, celle associée aux couronnes 10 à 17 en découle très facilement.

- On ne regarde que les particules mesurées correctement au moyen des signaux rapide et lent du scintillateur CsI . A partir du signal CsI et de la charge de la particule considérée Z on peut reconstruire les valeurs théoriques des signaux dans le silicium et la chambre d'ionisation. On obtient 2 valeurs théorique Si_{th} pour le silicium et $ChIo_{th}$ pour la chambre d'ionisation. On itère cette procédure pour tous les scintillateurs CsI d'un même groupe de détection.
- Une première évaluation est de vérifier si la valeur du signal mesurée dans la silicium Si et supérieure à la valeur Si_{th} théorique. Si cela est vrai dans une certaine marge d'erreur, on a un signal résiduel $Si_{res} = Si - Si_{th}$. Cela signe la présence d'une particule arrêtée dans le silicium qui se trouve devant le scintillateur CsI considéré.
- Une deuxième évaluation concerne le signal dans la chambre d'ionisation $Chio$. Si, dans une certaine marge erreur la somme des contributions théoriques des signaux dans la chambre d'ionisation pour le groupe traite $\sum_{groupe} ChIo_{th}$ est inférieure au signal mesuré dans la chambre d'ionisation $ChIo$, alors on a un signal résiduel $ChIo_{res} = ChIo - \sum_{groupe} ChIo_{th}$.
- Ensuite on peut évaluer le nombre total de particules qui participent potentiellement à la cohérence. C'est le nombre de particules ayant touché le groupe de détection qui ont été détectées de manière incorrecte du fait de comptage multiple. Donc, le cas où le signal de la chambre d'ionisation $Chio$ joue un rôle dans l'identification. Il faut rajouter à ce nombre, le nombre de particules venant de la reconstruction du signale silicium. Le nombre potentiel de particules de cohérence est N_{idc} . Et dans le

cas où un signal dans la chambre d'ionisation $ChIo_{res}$ est évalué mais que $N_{idc} = 0$ on porte la valeur de N_{idc} à 1.

La généralisation aux couronnes 10 à 17 où il n'y a pas de silicium est évidente. Seule est évaluée la contribution des chambres d'ionisation.

l'analyse

À partir des paramètres Si_{res} , $ChIo_{res}$ et N_{idc} on peut essayer de "reconstruire" un certain nombre de particules.

- $N_{idc} = 0$ alors il n'y a aucun problème de cohérence dans le groupe de détection considéré
- $N_{idc} = 1$ alors il y a une particule de cohérence possible dans le groupe considéré. Plusieurs cas sont alors envisageables.
 - Un signal résiduel dans le silicium Si_{res} est reconstruit (uniquement dans les couronnes 2 à 9). Une unique valeur de ce signal existe dans le groupe car $N_{idc} = 1$. Alors on identifie la particule au moyen le couple $\Delta E - E$ formé par les signaux $ChIo_{res} - Si_{res}$. Dans le cas où le signal $ChIo_{res}$ ne serait pas déterminé alors sa valeur est prise à la valeur minimum possible (ou piédestal). Si la particule ainsi recrée est identifiée correctement alors elle reçoit un code d'identification de 6
 - Le signal résiduel dans le silicium Si_{res} n'est pas déterminé alors le signal résiduel dans la chambre d'ionisation $ChIo_{res}$ est déterminé. Une identification est alors réalisée dans le couple $\Delta E - E$. Cette identification se fait entre les signaux $ChIo_{res} - Si_{res}$ pour les couronnes de 2 à 9 ou $ChIo_{res} - CsI_{res}$ pour les couronnes de 10 à 17. Les valeurs de Si_{res} ou CsI_{res} sont alors prises à la valeur du piédestal. La particule identifiée dans le couple $ChIo_{res} - Si_{res}$ reçoit un code d'identification de 7 et celle identifiée dans le couple $ChIo_{res} - CsI_{res}$ reçoit un code d'identification de 8. Les particules seront prises en compte uniquement si leur identification dans le couple $\Delta E - E$ est correcte.
- $N_{idc} \geq 2$ Dans ce cas, le signal total mesuré de la chambre d'ionisation $ChIo$ est divisé également entre toutes les particules à identifier dans le groupe N_{idc} .
 - Pour chaque valeur de silicium résiduel Si_{res} déterminé dans le groupe de détecteur considéré (uniquement dans les couronnes 2 à 9) on identifie la particule dans le couple $\Delta E - E$ $ChIo/N_{idc} - Si_{res}$. Si la particule ainsi recrée est identifiée correctement alors elle reçoit un code d'identification de 6
 - Toute les particules non identifiées au moyen des signaux rapide et lent du scintillateur CsI sont identifiées avec les couples $\Delta E - E$ formés par les signaux $ChIo/N_{idc} - Si$ pour les couronnes 2 à 9 et formées par les signaux $ChIo_{res}/N_{idc} - CsI$ pour les couronne 10 à 17. Les particules identifiées dans les couronnes 2 à 9 reçoivent un code d'identification de 7 et celles identifiées dans les couronnes 10 à 17 reçoivent un code d'identification de 8. Les particules ne sont prises en compte que si leur identification dans le couple $\Delta E - E$ est correcte.

Les particules issues de la cohérence représentent environ 3% de l'ensemble des particules détectées. Ce qui est relativement faible.

Contrairement à ce que l'on pourrait croire, l'augmentation de l'énergie de bombardement ne favorise pas la création de particules de cohérence. En effet même si le nombre de particules produites augmente, ce qui conduit à une probabilité de comptage multiple dans un groupe de détection plus grande, le rôle des chambre d'ionisation devient beaucoup plus faible dans les couronnes à l'avant puisque la plupart des particules sont identifiées au moyen du couple *Si* – *CsI* du fait de leur haute énergie. Ainsi la reconstruction de l'énergie résiduelle de la *ChIo* pour les couronnes de 2 à 9 devient marginale. Ceci se voit clairement par une diminution du taux de particules auxquelles sont associés des codes 6 et 7, une augmentation du taux de particules auxquelles sont associés des codes 8. En effet pour les couronnes de 10 à 17, le rôle de la chambre d'ionisation reste le même pour l'identification des fragments quelque soit l'énergie de bombardement. L'augmentation de la production de particules de code 8 reflète juste l'augmentation du taux de comptage multiple dans un groupe de détection.

2.3.3 Les neutrons

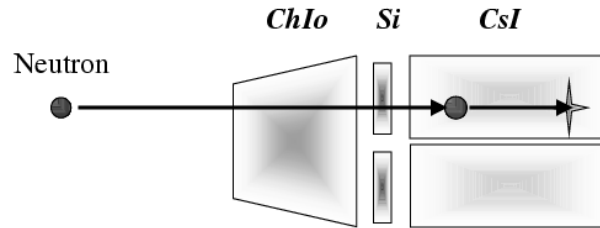


FIG. 2.9 – Schéma de principe de l'interaction d'un neutron dans le *CsI*

Un autre type de particule qui peut interagir dans les *CsI* sont les neutrons. L'interaction des neutrons se fait par un processus direct (knock-out) sur les noyaux présents dans le cristal de *CsI*. Les noyaux produits de cette façon sont des produits légers. Ces particules génèrent des signaux lumineux rapide et lent dans le scintillateur *CsI* conformes à leur nature ($p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}, {}^5\text{He}$).

En revanche Il n'y a pas eu d'interaction du neutron dans le silicium qui précède le *CsI*. Cela permet de les identifier. **Un neutron peut être considéré comme une particule identifiée dans le scintillateur *CsI* au moyen des signaux rapide lent mais n'ayant pas déposé d'énergie dans le silicium.** La figure 2.9 schématise l'interaction d'un neutron dans un module de détection d'INDRA.

Une imprécision demeure tout de même du fait que le silicium qui précède le scintillateur *CsI* possède des zone mortes qui représentent environ 4% de sa surface. Si une particule est passée dans cette zone morte puis arrêtée dans le scintillateur *CsI* alors elle peut être, à tort, considérée comme un neutron.

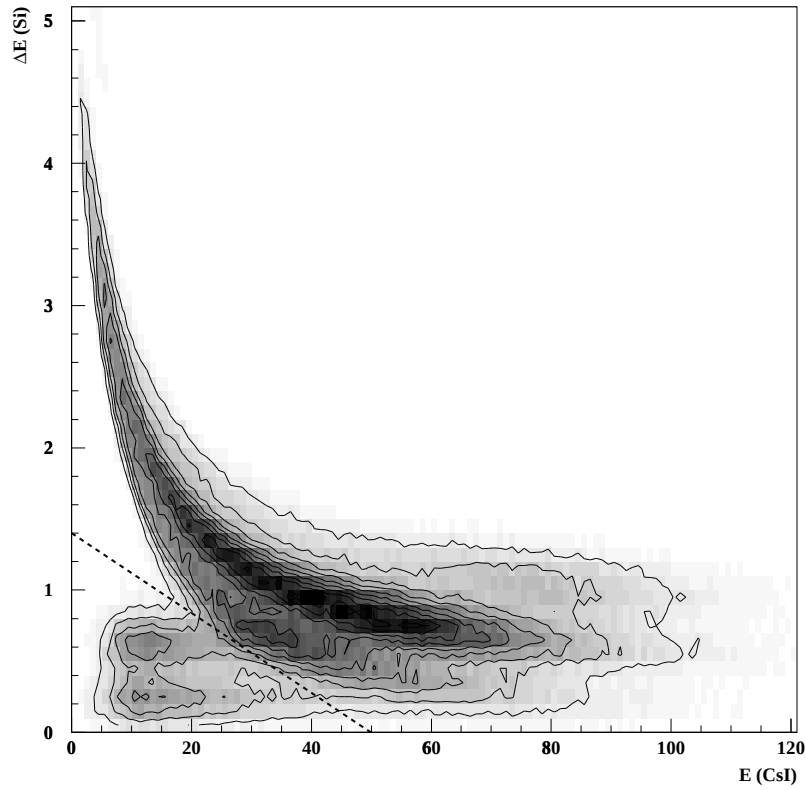


FIG. 2.10 – Matrice d'identification $\Delta E - E$ entre $Si - CsI$ pour les particules identifiées comme des protons au moyen des signaux rapide et lent du scintillateur CsI . Les particules en dessous de la ligne en pointillé sont considérées comme des neutrons.

Sur la figure 2.10 est représentée la matrice $\Delta E - E$ pour le couple de détecteurs $Si - CsI$ pour des particules identifiées comme des protons au moyen des signaux CsI rapide et lent. Une traînée à faible valeur de ΔE est clairement visible. On considère comme étant des neutrons toutes les particules dont le $\Delta E - E$ entre les détecteurs $Si - CsI$ sont sous la ligne en pointillé. Pour de trop grande valeur de l'énergie déposée dans le scintillateur CsI et une trop faible dans le silicium on ne peut distinguer les particules provenant d'un neutron des autres particules. Une ligne de délimitation des neutrons peut être tracée dans les matrice $\Delta E - E$ pour le couple $Si - CsI$ pour toute les espèce ($p, d, t, {}^3He, {}^4He, {}^5He$). Cela permet d'exclure les neutrons dans l'analyse des données. Pour marquer que la particule est issue d'une interaction entre un neutron et le cristal CsI son code d'identification qui est de 2 devient un code d'identification de 1

Les neutrons représentent environ 2% à 3% de l'ensemble des particules identifiées. Le taux de production des neutrons part rapport à l'ensemble des particule identifiée croît avec l'énergie de bombardement comme il est logiquement attendu.

2.4 La qualité d'identification dans INDRA

Regardons un peu plus en détail les performances du détecteur INDRA pour l'étude des réactions qui forment la base expérimentale de ce manuscrit.

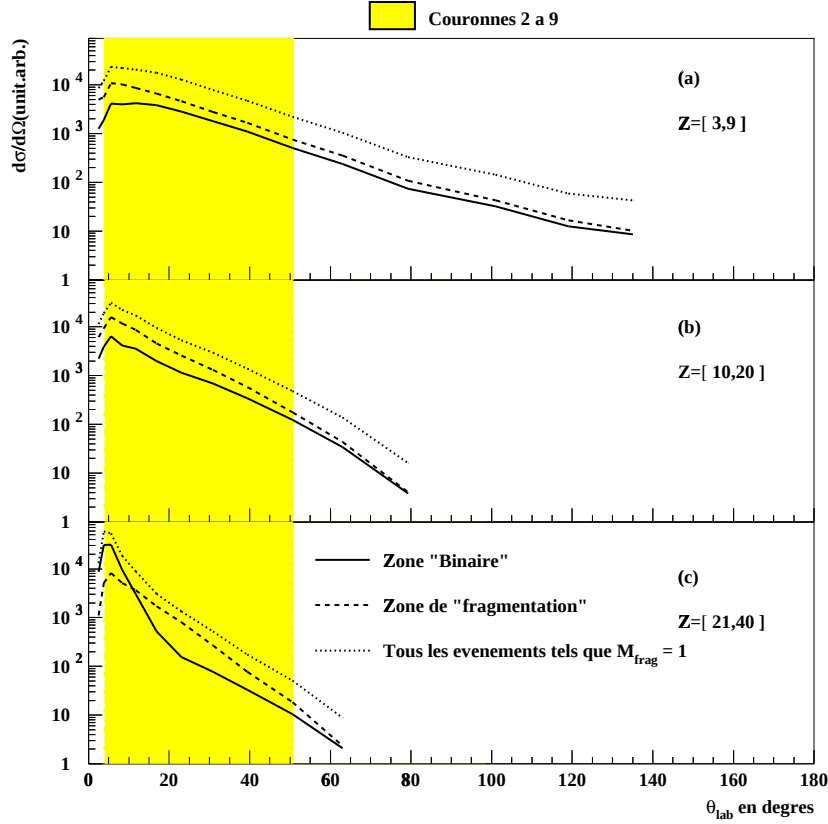


FIG. 2.11 – *Distribution angulaire dans le repère du laboratoire pour différents intervalles de charge Z : $Z \in [3,9]$ (a); $Z \in [10,20]$ (b); $Z \in [11,40]$ (c). Les distributions en petits points, en pointillé et en trait correspondent respectivement à tous les événements remplissant la condition $M_{frag} \geq 1$, les événements de “fragmentations” et les événements “binaires”. Les classes d’événements montrées ici sont présentées avec beaucoup de détail dans le chapitre 7.*

Pour donner une idée de l’acceptance angulaire du détecteur pour les fragments produits dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon, les distributions angulaires dans le laboratoire pour plusieurs gammes en charge des noyaux sont données sur la figure 2.11 $Z \in [3,9]$ (a); $Z \in [10,20]$ (b); $Z \in [11,40]$ (c).

Les lignes en petits points se réfèrent aux événements examinés dans la présente analyse et satisfont à deux conditions

- Une multiplicité de fragments $M_{frag} \geq 1$ (les fragments sont les particules de charges $Z \geq 3$).

- Quatre détecteurs touchés dans l'ensemble du système de détection INDRA

Il est aussi représenté la distribution angulaire des deux sous-groupes de collisions centrales définies et discutées avec plus de détails dans le chapitre 7 : les lignes en trait pleins correspondent aux événements “binaires”; les lignes en pointillé aux événements de “fragmentation”. Quel que soit le type de fragmentation considéré, la majeure partie des fragments est détectée dans l'hémisphère avant $3^\circ \leq \theta_{lab} \leq 45^\circ$ (symbolisé par la zone grise dans la figure 2.11) couvert par les couronnes 2-9 qui sont homogènes du point de vue des caractéristique en identification de charge et en seuil de détection.

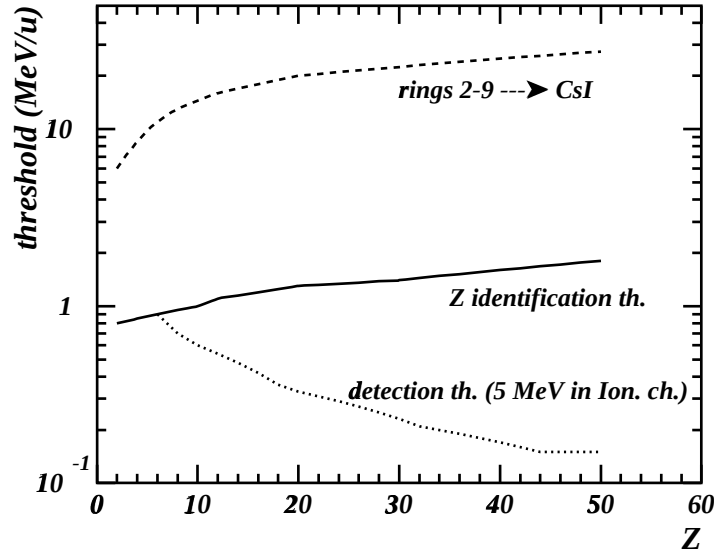


FIG. 2.12 – Seuils en énergie des trois étages de détection des télescopes d’INDRA. La ligne en trait plein correspond au seuil d’identification. La ligne en pointillé correspond à l’énergie nécessaire pour atteindre le scintillateur CsI. La ligne en petits points correspond au seuil de détection. Tiré de la référence [FRA01A]

Les seuils d’identification sont à peu près $E/A = 0.7$ MeV, 1.4 MeV et 1.7 MeV pour respectivement les fragments de charge $Z = 3$, $Z = 25$ et $Z = 50$ émis dans l’hémisphère avant $3^\circ \leq \theta_{lab} \leq 45^\circ$. Les seuils de détection en fonction de la charge de la particule sont représentés sur la figure 2.12. Les fragments sont bien identifiés jusqu’à une charge de $Z = 60$ si leurs énergies sont plus importantes que celles correspondant au pic de Bragg. Pour les fragments les plus lents, seulement une valeur minimum de Z est attribuée. Dans la gamme entre $45^\circ \leq \theta_{lab} \leq 176^\circ$ une identification est obtenue jusqu’à $Z=20$ avec une précision d’une unité. Les extrapolations au-delà de cette valeur permettent l’identification de fragments de charge plus élevée avec une résolution de quelque unités de charge.

Les propriétés évoquées précédemment montre que détecteur INDRA est bien adapté à l’étude de la multifragmentation.

Chapitre 3

Inventaire des outils d'analyse

Dans ce chapitre nous présentons les outils que nous utiliserons pour l'analyse des données. L'échantillon d'événements et la confrontation aux données seront présentées dans le chapitre suivant. **Il s'agit plus précisément d'un inventaire (non exhaustif mais qui nous semble suffisant pour ce travail) des observables qui, comme nous le verrons, dépendent de la topologie des événements et qui permettent de discriminer différents scénarios physiques.** Précisons que le point commun à tous les scénarios envisagés est l'hypothèse d'une désintégration statistique d'une source, qui conserve la mémoire de certains aspects de la dynamique (via les déformations, ou la présence de mouvement collectif,...) mais dont la désintégration est découplée de ces aspects dynamiques et gouvernée par la composante thermique de l'énergie d'excitation emmagasinée. Le modèle décrivant cette désintégration est présenté dans la première partie de ce chapitre.

Les observables qui renseignent sur la topologie sont de deux types. Le premier regroupe des variables physiques simples, reliées directement aux variables mesurées (énergie cinétique ou angle d'émission des fragments). Le second type de variables que nous discuterons regroupe des variables qui caractérise l'ensemble de la collision. Rappelons pourquoi ces dernières sont nécessaires. La spécificité de la physique des ions lourds aux énergies intermédiaires est la distribution de l'information physique sur de nombreux produits de la réaction. Il ne suffit plus de choisir une grandeur physique (par exemple l'angle de diffusion ou la vitesse d'un quasi-projectile, d'un produit de fission, d'un résidu de fusion,...) pour sélectionner ou étudier un mécanisme comme à basse énergie de bombardement. Aux énergies intermédiaires il faut considérer l'ensemble de l'information événement par événement et la réduire, d'où la mise en œuvre de variables globales quantifiant cette information. L'analyse tensorielle permet de représenter les informations contenues dans l'événement par un tenseur et permet de réduire l'information en exploitant les valeurs propres et les vecteurs propres obtenus après diagonalisation. C'est cette méthode qui est développée dans la seconde partie de ce chapitre. Dans la troisième partie nous discuterons de la dépendance des énergies cinétiques moyennes des fragments avec leur angle d'émission. Cette information est cruciale lorsqu'on discute du degré d'équilibre atteint dans la collision. En effet une dépendance angulaire de l'énergie cinétique moyenne des produits peut être associée entre autre à la présence d'une composante hors

équilibre. Nous verrons l'influence de la forme du volume de freeze-out sur les énergies cinétiques moyennes des fragments et sur leur dépendance avec l'angle d'émission. Dans la quatrième partie, nous présentons l'influence de la forme du freeze-out sur les distributions angulaires des fragments. Nous terminerons en résumant les observables susceptibles de donner des signatures plus ou moins évidentes d'une déformation de la configuration de freeze-out.

3.1 Le modèle SMM

3.1.1 Les fondements de SMM

Commençons par décrire le modèle qui sert à vérifier la pertinence des observables. Le modèle SMM (*Statistical Multifragmentation Model*) [BON95] décrit la multifragmentation à partir d'une source à l'équilibre thermodynamique. Ce modèle permet une bonne reproduction des données expérimentales [DAG96A, DAG96B, BOT95A, BOU97]. De plus, des résultats expérimentaux sur le processus de multifragmentation montrent qu'au freeze-out les fragments primaires sont chauds. Cet aspect est inclus dans SMM.

Ce modèle est basé sur l'hypothèse d'un équilibre statistique à basse densité au moment du freeze-out de la réaction. Toutes les voies de sortie sont considérées en tenant en compte des lois de conservation (masse, charge, impulsion, énergie). Dans le traitement microcanonique, le poids statistique de la voie j est donné par $W_j \propto \exp S_j(E_s^*, A_s, Z_s, V_s)$, où S_j est l'entropie du système dans le canal j et E_s^* , A_s , Z_s , et V_s sont respectivement l'énergie d'excitation thermique, la masse, le nombre de charges et le volume de la source. L'énergie coulombienne intervient dans le calcul des partitions au moyen de l'approximation de Wigner-Seitz qui est assez bonne pour de hautes énergies d'excitation (plus de 5 MeV/nucléon) quand les systèmes se décomposent en de nombreux fragments remplissant tout le volume de freeze-out.

L'énergie d'excitation des fragments dans une voie de désintégration est donnée par la température du système, obtenue sur l'ensemble microcanonique.

$$E_{A,Z}^*(T) = E_{A,Z}^*(T) - E_{A,Z}^*(0) = \frac{T^2}{\epsilon_0} A + \left(\beta(T) - T \frac{d\beta(T)}{dT} - \beta_0 \right) A^{2/3} \quad (3.1)$$

où ϵ_0 est le paramètre de densité de niveaux et $\beta(T)$ la paramétrisation de l'énergie de surface. Les fragments légers de masse $A_f \leq 4$ sont considérés comme des particules stables avec seulement des degrés de liberté de translation. Les particules α ayant de nombreux états excités, on leur attribue une énergie d'excitation suivante : $E_{4,2}^*(T) = 4 \frac{T^2}{\epsilon_0}$.

L'énergie cinétique de chaque particule est distribuée suivant la statistique de Maxwell-Boltzman pour une température T . Cette distribution découle du fait que le système est supposé à l'équilibre

$$\frac{dN_{AZ}}{dE} \approx \sqrt{E} \exp -\frac{E}{T} \quad (3.2)$$

Après la dislocation du système les produits se propagent dans leur champ coulombien mutuel. Au début de la propagation coulombienne, des fragments possèdent une vitesse

obtenue au moyen de l'équation (3.2) et sont placés dans le volume de freeze-out sans recouvrement entre eux. La propagation coulombienne est calculée durant $\approx 500\text{fm}/c$. Les impulsions sont ensuite ajustées proportionnellement pour satisfaire le bilan énergétique. Les fragments subissent ensuite des désintégrations secondaires. Les fragments de masse $A_f \leq 16$ se décomposent selon le mode de *Fermi Break-up*. La désexcitation des plus gros fragments $A_f > 16$ est décrite par un modèle de fission-évaporation de type Weisskopf. Du fait des hautes énergies d'excitation certaines modifications ont été apportées à la formule originale. La fission est prise en compte dans le code mais aux énergies de bombardement considérées dans ce manuscrit ce phénomène n'a aucun rôle.

3.1.2 Expansion collective et déformation

De manière phénoménologique on ajoute une expansion collective au système. Cette expansion peut provenir de la phase initiale de compression et/ou d'une dilation d'origine thermique. De manière plus spécifique, il est supposé qu'une vitesse collective n'influence pas la formation des fragments pour une énergie thermique donnée. La vitesse radiale auto-similaire des fragments est donnée par

$$v(r) = \beta r \quad (3.3)$$

où r est la distance au centre de masse de la source, et β est calculé événement par événement pour retrouver la valeur imposée de E_{coll} :

$$E_{coll} = \sum_{\nu=1}^{M_{tot}} \frac{1}{2} M_{\nu} \beta^2 r_{\nu}^2 \quad (3.4)$$

où M_{tot} est la multiplicité totale de fragments, M_{ν} la masse du fragment et r_{ν} la distance du fragment au centre de masse du système. Cette vitesse collective a été ajoutée à la vitesse d'origine thermique du fragment au début de l'accélération coulombienne.

De la même façon on peut considérer, de manière phénoménologique, un mouvement rotationnel de la source avec un vecteur moment angulaire perpendiculaire à l'axe du faisceau. La vitesse de rotation est alors ajoutée à la composante thermique.

Cette approche phénoménologique a été appliquée avec succès pour l'interprétation de la production de fragments lourds avec de grandes vitesses, même pour des collisions centrales à haute énergie [WIL97].

La distribution spatiale de la matière nucléaire dans la source thermalisée peut aussi garder une mémoire des évolutions dynamiques avant le freeze-out. Dans la version originale du modèle SMM, le volume de freeze-out est supposé sphérique pour calculer l'énergie d'interaction coulombienne entre les fragments dans l'approximation de Wigner-Seitz. De cette manière, la même énergie coulombienne totale est considérée pour toutes les configurations spatiales associées à une partition donnée. Malgré tout, l'énergie coulombienne totale peut être distribuée entre les fragments de manière différente. **Pour analyser cet effet, on rajoute de manière phénoménologique dans la version originale de SMM, la possibilité d'avoir différentes formes du volume de freeze-out.** Avant l'étape de propagation coulombienne, les fragments primaires chauds sont placés de manière aléatoire et sans recouvrement à l'intérieur d'un volume sphérique, ellipsoïdal ou

en forme de disque suivant le scénario choisi au freeze-out. La vitesse d'expansion (ou de rotation) des fragments est calculée avec la position réelle des fragments à l'intérieur du volume et les énergies collectives sont distribuées de manière différentes pour ces formes.

3.2 Analyse tensorielle.

3.2.1 Généralités

L'analyse tensorielle est une méthode qui a été introduite en physique des ions lourds par [CUG82, CUG83]. Elle consiste à construire un tenseur associé à l'événement. Elle permet de gérer l'information d'un événement multi-particules et d'associer à chaque événement un ellipsoïde. Cette méthode est très précieuse pour évaluer la forme moyenne des événements de l'échantillon concerné dans un espace approprié (vitesse, énergie, matière). Cette technique a aussi été largement utilisée comme sélecteur de classe de collisions, car elle peut permettre de quantifier le degré d'isotropie des événements ou bien de discriminer des scénarios de désintégration séquentielle et désintégration simultanée [BAR91, CEB90, LLO95, LOP89, STO97, TIR98].

Le tenseur est toujours construit à partir de l'impulsion des particules détectées dans l'événement. Le calcul du tenseur se fait soit dans le référentiel de la source émettrice, soit dans le centre de masse de l'événement ou bien dans le centre de masse de la réaction. Mathématiquement le tenseur est défini comme suit.

$$Q_{ij} = \sum_{\nu=1}^M \frac{p_i^{(\nu)} p_j^{(\nu)}}{\gamma^{(\nu)}} \quad (3.5)$$

avec $i, j \in \{x, y, z\}$, où $p_i^{(\nu)}$ est la coordonnée en impulsion dans la direction i . M représente la multiplicité de particules considérées.

La nature du tenseur (énergie, impulsion ou sans dimension) est donnée par le coefficient $\gamma^{(\nu)}$. Par convention le tenseur est qualifié par la dimension de ses éléments (tenseur en énergie, en impulsion,...).

Une valeur de gamma $\gamma^{(\nu)} = 2m_\nu$ (où m_ν est la masse du fragment) donne aux éléments du tenseur la dimension d'une énergie. En prenant $\gamma^{(\nu)} = |p^{(\nu)}|$ avec $|p^{(\nu)}|$ le module de l'impulsion, la dimension des composantes du tenseur est celle d'une impulsion. Finalement si l'on prend $\gamma^{(\nu)} = |p^{(\nu)}|^2$ les éléments du tenseur sont sans dimension. Ce tenseur Q_{ij} 3×3 est une matrice symétrique, définie, positive. Ces propriétés rendent le tenseur toujours diagonalisable avec des valeurs propres réelles et une base de vecteurs propres orthonormaux. La diagonalisation de ce tenseur donne 3 valeurs propres ξ_3, ξ_2, ξ_1 et les 3 vecteurs propres associés $\vec{e}_1, \vec{e}_2$ et $\vec{e}_3$. Les valeurs propres peuvent être ordonnées par valeurs croissantes et par convention nous choisissons $\xi_3 \geq \xi_2 \geq \xi_1$. Bien que le tenseur soit toujours construit dans l'espace des vitesse, (par abus de langage) on qualifie le tenseur par la dimension de ses composantes (énergies, impulsions, particules). La forme de l'événement est représentée par un ellipsoïde dont les trois axes sont déterminés par les vecteurs et valeurs propres. **L'axe associé à la plus grande valeur propre caracté-**

rise la direction privilégiée du flux d'énergie, d'impulsion ou de matière.

Pour les résultats présentés dans ce chapitre (et pour les autres chapitres sauf si indications contraires) nous avons choisi le tenseur en énergie calculé avec les fragments de charge $Z \geq 3$. En effet nous avons tout d'abord vérifié avec des simulations SMM que les résultats qualitatifs de l'analyse tensorielle sont indépendants de la dimension du tenseur. Nous avons conservé le choix communément fait, c'est à dire le tenseur en énergie. Par ailleurs, les particules légères chargées ($Z = 1, 2$) peuvent avoir des origines très différentes : émission directe dans les premiers instants de la collision ; émission pendant la phase d'expansion du système chaud ; particules constituant le gaz dans la configuration de freeze-out ; particules évaporées à partir des fragments. Même si la durée de l'ensemble du processus est de plusieurs centaines de fm/c, on peut distinguer grossièrement quatre origines principales d'émission de particules après le contact entre la cible et le projectile, ces processus couvrant une large gamme temporelle. Au contraire, quelque soit le scénario de fragmentation envisagé pour les collisions centrales (origine dynamique associée au maintien des corrélations entre nucléons dans les noyaux, décomposition spinodale liée à des fluctuations de densité, désintégration statistique,...) il est admis que les fragments sont produits dans une gamme de temps plus courte que la gamme de temps au cours de laquelle les particules légères sont produites. C'est ce qui a motivé le choix de l'analyse tensorielle en ne gardant que les fragments de charge $Z \geq 3$ dans l'équation 3.5. Pour finir, signalons que d'autres prescriptions sur la charge limite sont possibles, par exemple $Z \geq 4$, $Z \geq 5$,... Nous avons vérifié que ces choix provoquent des altération des distributions angulaires qui sont largement gouvernés par les lois de conservation pour les fragments non inclus dans le calcul du tenseur. Par conséquent, nous supposons une origine commune à tous les fragments, et étudions la topologie globale de leur production.

Dans la suite, nous allons examiner différents scénarios de désintégration statistique d'une source et nous allons déterminer les signatures associées à une géométrie de freeze-out fixée. Par conséquent nous avons choisi comme guide le modèle de Multifragmentation Statistique (SMM) [BON95] dans lequel la déformation de la source se désintégrant, a été prise en compte de manière phénoménologique (section 3.1.2). Quatre scénarios sont envisagés pour la configuration de freeze-out.

- Trois scénarios supposent un mouvement collectif d'expansion correspondant à un champ de vitesse auto-similaire et des déformations dans l'espace des positions :
 - Une forme de type disque perpendiculaire à l'axe du faisceau.
 - Une forme sphérique.
 - Une forme de type cigare avec pour axe principal l'axe du faisceau.
- Le quatrième scénario considère un volume de freeze-out sphérique avec un mouvement collectif de type rotationnel

Les géométries de source choisies correspondent chacune à une hypothèse sur le comportement de la matière nucléaire et les effets de voie d'entrée.

- Le disque : un fort effet de compression entre le projectile et la cible lié à la viscosité de la matière nucléaire.

- La sphère: une équilibration complète de tous les degrés de liberté et un oubli complet de la voie d'entrée comme à plus basse énergie de bombardement pour des réactions conduisant à la formation d'un noyau de fusion complète.
- le cigare: un effet de transparence de la matière nucléaire à plus haute énergie de bombardement.
- La sphère en rotation: Un effet de paramètre d'impact non nul induisant un mouvement collectif rotationnel et un équilibre du degré de liberté de forme.

Ces quatre scénarios représentent deux situations générales : la première concerne une déformation dans l'espace des positions et un mouvement radial d'expansion : la seconde concerne une configuration sphérique, et un mouvement qui provoque un profil de vitesse anisotrope, puisque la distribution de la matière tend à être dans le plan perpendiculaire à la direction du moment angulaire collectif. Nous n'avons pas considéré le cas où la matière et le mouvement collectif sont tous les deux anisotropes.

Les paramètres de source utilisés pour ces simulations sont ceux qui, comme nous le verrons par la suite, permettent de reproduire une large part des caractéristiques expérimentales de la multifragmentation de source isolée dans les collisions centrales de la réaction Xe+Sn à 32 MeV/nucléon :

- Une énergie d'excitation thermique $E^* = 5.7$ MeV par nucléon
- Une taille de source $Z_s = 87$ et $A_s = 207$.
- Une énergie collective d'expansion ou de rotation de 1. MeV par nucléon.

Le choix de ces paramètres sera justifié ultérieurement. Pour information, les valeurs moyennes de cinq observables importantes sont données dans le tableau 3.1. Les paramètres de la simulation sont ajustés de manière à reproduire au mieux les valeurs expérimentales. On utilise les définitions suivantes.

- Z_{Max} est la taille du plus gros fragment de l'événement.
- Z_{Sec} est la taille du deuxième plus gros fragment de l'événement.
- M_{frag} est la multiplicité de fragments de charge $Z \geq 3$.
- $Z_{b3} = \sum_{i=1}^{M_{frag}} Z_i$ la somme des charges des fragments $\forall Z_i \geq 3$.
- $TEC_{frag} = \sum_{i=1}^{M_{frag}} E_i$ est l'énergie cinétique totale emportée par les fragments $Z \geq 3$.

À titre de comparaison, sont données les valeurs moyennes observées pour deux ensembles d'événements obtenus en utilisant deux méthodes de classement décrites ultérieurement dans ce document : la méthode des cartes auto-organisées (voir chapitres 6 et 7) et la coupure en angle de flot telle que $\theta_{flot} \in [60, 90]$ (voir chapitre 4).

Différentes amplitudes de l'énergie d'expansion ont été étudiées, en choisissant des valeurs

	SMM	Cartes auto-organisées	$\theta_{\text{frot}} \in [60, 90]$
$\langle \mathbf{Z}_{\text{max}} \rangle$	23.9	24.6	25.3
$\langle \mathbf{Z}_{\text{sec}} \rangle$	14.4	15.8	14.9
$\langle \mathbf{M}_{\text{frag}} \rangle$	6.0	5.6	5.4
$\langle \mathbf{Z}_{\text{b3}} \rangle$	61.1	64.8	63.0
$\langle \mathbf{TEC}_{\text{frag}} \rangle$	427.	442.	384.

TAB. 3.1 – Valeurs moyennes des distributions expérimentales de variables statiques et énergétiques devant être reproduites par SMM. Les énergies $\langle TEC_{\text{frag}} \rangle$ sont exprimées en MeV.

proches de 1. MeV par nucléon (cette valeur permettant de reproduire raisonnablement les données expérimentales et en particulier TEC_{frag}). Cette valeur de l'énergie d'expansion est fixée une fois que la taille et l'énergie thermique de la source ont été ajustés pour reproduire la distribution de charges. La valeur moyenne de TEC_{frag} n'est que de 303 MeV si l'énergie d'expansion est nulle, c'est à dire pour un scénario purement thermique, pour lequel, les énergies cinétiques résultent de l'interaction coulombienne et du mouvement thermique. Cette valeur de TEC_{frag} est très éloignée des données expérimentales comme le montre le tableau 3.1. Dans l'hypothèse d'un mouvement collectif de rotation nous avons choisi la même énergie de 1 MeV par nucléon.

Le calcul des partitions est effectué en supposant un volume sphérique de freeze-out $V=3V_0$. Nous conservons cette valeur du volume pour les configurations déformées. Celles-ci sont caractérisées par leur paramètre de déformation (ou rapport d'aspect) R qui est le rapport entre la longueur de l'axe du volume de freeze-out dirigé dans la direction du faisceau et la longueur de celui qui lui est perpendiculaire. Avec cette définition, un cigare déformé suivant la direction du faisceau aura un rapport d'aspect plus grand que 1, un disque orienté perpendiculairement au faisceau aura un rapport d'aspect plus petit que 1 et une sphère un rapport d'aspect de 1.

Pour finir, nous avons souhaité faire cette étude dans des conditions proches des conditions expérimentales. Pour cette raison, les résultats discutés dans ce chapitre, ont été obtenus en filtrant les événements générés au travers d'une simulation informatique du détecteur [CUS98], et en appliquant aux événements filtrés une condition de complétude de 80 % sur la charge totale. La complétude est une condition sur la charge totale détectée sous forme de particules et de fragments ($Z_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}} Z_i \forall Z_i \geq 1$) qui doit être supérieure à un certain pourcentage (en l'occurrence 80 %) de la charge totale du système (Z_{sys}), pour les données expérimentales $Z_{\text{sys}} = Z_{\text{cible}} + Z_{\text{projectile}}$ et pour les simulations $Z_{\text{sys}} = Z_{\text{source}}$. Une telle procédure permet de s'assurer que le détecteur et les conditions expérimentales n'altèrent pas les signaux. Les particules issues des simulations proviennent d'une source dont la vitesse d'entraînement dans le laboratoire est égale à la vitesse du centre de masse de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon soit 4.07 cm/ns. L'isotope 119 a été choisi car il correspond à la masse moyenne des isotopes de l'étain.

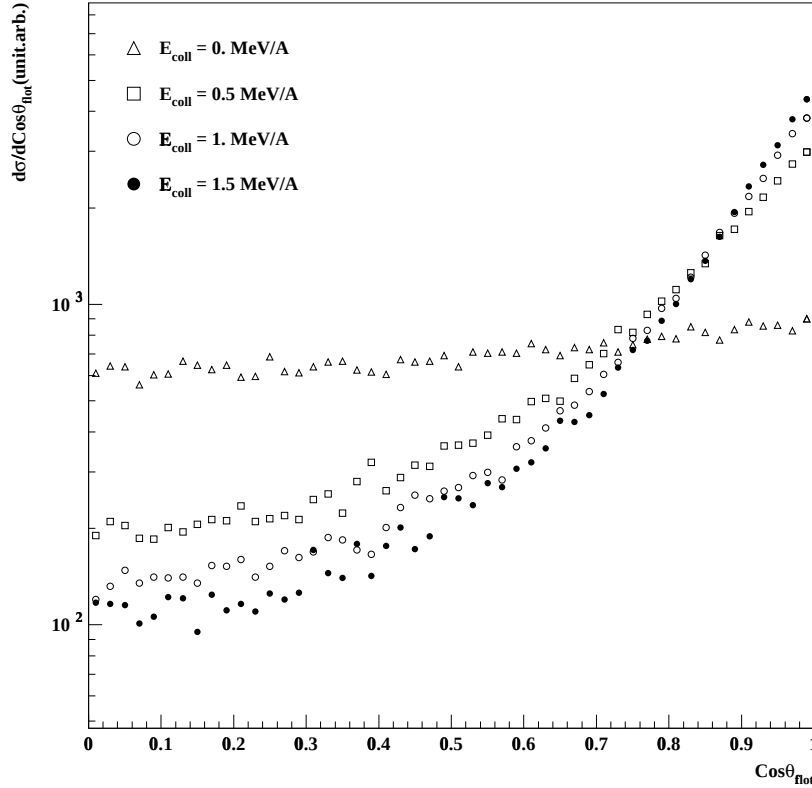


FIG. 3.1 – Distribution du cosinus de l'angle de flot pour différentes valeurs de l'énergie d'expansion. Les symboles triangles, carrés, cercles et cercles pleins représentent respectivement les distributions pour une énergie collective d'expansion E_{coll} de 0., 0.5, 1., et 1.5 MeV/nucléon. Le rapport d'aspect du volume de freeze-out a été fixé à 2.

3.2.2 Forme de l'événement et vecteurs propres du tenseur.

Dans cette partie les distributions angulaires des vecteurs propres par rapport à l'axe du faisceau sont examinées. Cette analyse permet de déterminer quelle information elles recèlent. Pour un ensemble d'événements, les distributions des angles θ_i , $i \in \{1, 2, 3\}$ entre les vecteurs $\vec{e}_i$ et l'axe du faisceau donnent des informations précises sur la topologie de la source [BON90].

Ce qui est nommé angle de flot θ_{flot} dans les publications, est l'angle associé au vecteur propre $\vec{e}_3$, c'est à dire $\theta_{flot} = \theta_3$. L'angle de flot est toujours défini entre 0 et 90 degrés, puisque seule la valeur absolue du cosinus est considérée. **L'angle de flot est la direction dans laquelle se propage l'énergie, l'impulsion, ou le flux de particules à la suite d'une collision.** On a une information sur l'énergie, l'impulsion et le flux de particules, si on prend respectivement un tenseur en énergie, en impulsion et sans dimension. Avant de regarder les caractéristiques des distributions des θ_i nous allons examiner

les effets induits par la déformation du volume de freeze-out et par le mouvement collectif d'expansion sur la distribution de l'angle de flot θ_{flot} .

L'influence de l'énergie expansion pour une déformation donnée est montrée sur la figure 3.1, où est représentée la distribution de $\cos \theta_{flot}$ pour des événements simulés et filtrés. Dans les simulations présentées, la source a été choisie déformée dans la direction du faisceau avec un rapport d'aspect $R=2$. On constate une nette évolution entre l'hypothèse d'une énergie d'expansion nulle, pour laquelle la distribution de $\cos \theta_{flot}$ est plate (triangles sur la figure 3.1), et le cas d'une énergie expansion de 1.5 MeV/nucléon pour lequel la distribution $\cos \theta_{flot}$ est très fortement piquée aux petits angles (cercles pleins sur la figure 3.1). Entre ces deux extrêmes, il y a un accroissement de l'anisotropie de la distribution (rapport du taux de production à $\cos \theta_{flot}=1$ et à $\cos \theta_{flot}=0$) avec l'augmentation de l'énergie d'expansion. La variation de l'anisotropie est très importante dès que l'on ajoute une énergie collective modérée de 0.5 MeV/nucléon. L'ajout d'énergie supplémentaire engendre une évolution plus faible mais encore décelable : l'anisotropie passe de 1.5 à 17 lorsqu'on augmente l'énergie collective de 0. à 0.5 MeV/nucléon, alors qu'il augmente de 17 à 33 lorsque E_{coll} augmente de 0.5 à 1.5 MeV/nucléon.

Il faut noter que l'influence de la déformation seule est faible (triangles sur la figure 3.1) et la distribution pour $\cos \theta_{flot} \leq 0.5$ s'écarte très faiblement d'une valeur constante. C'est la présence de l'énergie collective qui amplifie considérablement l'effet de la déformation dans l'espace des positions. Le mouvement collectif d'expansion est crucial pour propager la déformation de l'espace des positions à l'espace des impulsions.

La figure 3.2 montre les distributions de $\cos \theta_{flot}$ pour des simulations SMM filtrées (zones grisées) et non filtrées (zones hachurées) pour deux scénarios : d'une part un volume sphérique (diagramme du haut) : d'autre part une forme de type cigare avec un rapport d'aspect $R=2$. (diagramme du bas). Ces distributions ont été normalisées à l'unité pour comparer leur forme. L'hypothèse d'une configuration sphérique a été choisie pour réaliser cette étude, car elle permet de vérifier d'éventuelles déviations par rapport à une distribution parfaitement plate. Le rapport des distributions obtenues avant et après filtrage donne la fonction de transfert du filtre relativement à $\cos(\theta_{flot})$.

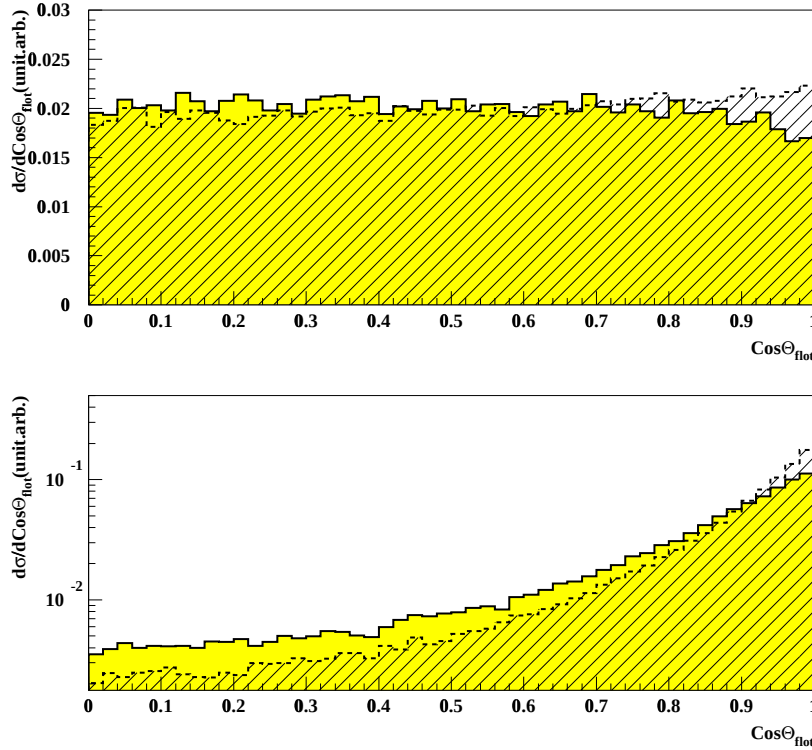


FIG. 3.2 – Distribution du cosinus de l'angle de flot pour des simulations filtrées et non filtrées. Les zones grisées et hachurées représentent respectivement les données filtrées et non filtrées pour un volume de freeze-out sphérique (diagramme du haut) et de type cigare (diagramme du bas).

Les distributions représentées sur le diagramme du haut de la figure 3.2 sont presque identiques à l'exception d'une légère différence aux angles avant de l'ordre de 15%. Il y a moins d'événements ayant un angle de flot aux petits angles après le passage au travers du filtre. Cette déplétion est due au domaine d'angles polaires compris entre 0° et 2° libéré pour laisser passer le faisceau et à la granularité du détecteur. **De manière générale on constate sur cette figure qu'il n'y a aucune altération dramatique du profil en angle de flot via le passage à travers le filtre du détecteur.** La robustesse de la distribution en angle de flot assure qu'une distribution en angle de flot piquée à 0° avant le filtre ne sera pas piquée à 90° du fait du détecteur. Ceci est montré sur le diagramme du bas de la figure 3.2. Le taux des événements de $\theta_{flot} \in [0^\circ, 90^\circ]$ sur ceux de $\theta_{flot} \in [60^\circ, 90^\circ]$ augmente de $\rho = 7$ à $\rho = 12$ quand on passe d'un échantillon non filtré à un échantillon filtré mais il n'y a pas inversion ($\rho < 1$) de la tendance.

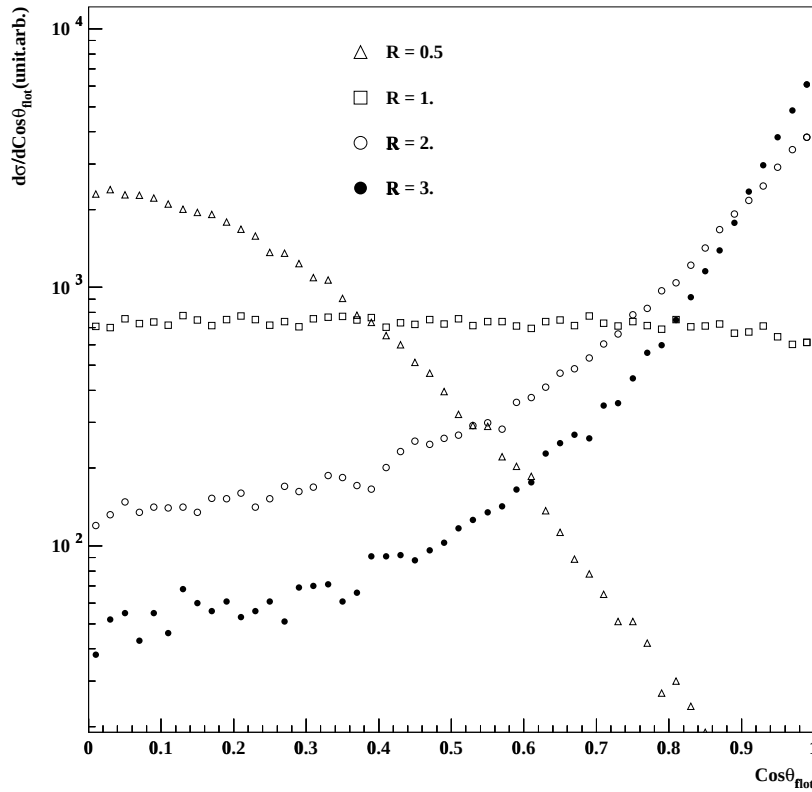


FIG. 3.3 – Distribution du cosinus de l'angle de flot pour diverses amplitudes de déformation. Les symboles triangles, carrés, cercles et cercles pleins représentent respectivement les distributions pour une déformation de rapport d'aspect de 0.5, 1, 2, et 3. L'énergie d'expansion est fixée à 1 MeV/nucléon.

Pour une énergie d'expansion fixée de 1. MeV/nucléon, la figure 3.3 représente l'évolution des distributions du $\cos \theta_{flot}$ en fonction de la déformation pour le volume de freeze-out.

Nous avons fait les hypothèses des formes suivantes du volume de freeze-out :

- Un disque de grand axe dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau ($R=0.5$ triangles ouverts sur la figure)
- Une configuration sphérique ($R=1$ carré ouverts sur la figure)
- Deux géométries ellipsoïdales d'axe principal coïncidant avec l'axe du faisceau avec les rapports d'aspect suivants :
 - $R=2$ (cercle ouvert)
 - $R=3$ (cercle plein)

Pour un rapport d'aspect de 0.5, la distribution est fortement piquée à $\theta_{flot}=90$ degrés,

ceci signe une forme de disque perpendiculaire à l'axe du faisceau (triangles ouverts dans la figure 3.3). Ce comportement est cohérent avec l'interprétation de l'angle de flot comme la direction de propagation de l'énergie. Une géométrie du volume de freeze-out sous forme d'un disque perpendiculaire à l'axe du faisceau favorisera la propagation des fragments dans la direction transverse et donc l'énergie. Dans le cas d'un volume sphérique, il est bien évident que la distribution du $\cos \theta_{flot}$ est plate, et ceci reste vrai quelque soit l'amplitude de l'énergie d'expansion.

Plus le rapport d'aspect augmente, plus le flux d'énergie est focalisé suivant l'axe du faisceau. Ceci est clairement démontré par les distributions représentées par les cercles vides (rapport d'aspect de 2) et les cercles pleins (rapport d'aspect de 3) sur la figure 3.3. Par la suite les volumes de freeze-out en forme de disques et de cigares seront pris respectivement avec un rapport d'aspect de 0.5 et de 2.

Il est à noter que les fluctuations sont énormes : même si le taux de peuplement est faible à $\theta_{flot} = 0^\circ$ pour l'hypothèse du disque et à $\theta_{flot} = 90^\circ$ pour une configuration de type cigare, il n'y a pas de zone interdite. Une configuration initiale correspondant à une direction privilégiée peut après propagation des fragments (du fait de l'interaction coulombienne et du mouvement collectif d'expansion) et des désintégrations secondaires avoir un axe principal de l'ellipsoïde caractéristique perpendiculaire à la direction d'origine de l'événement. **En conséquence, il n'y a pas toujours de relation directe (c'est à dire qu'elle n'est pas strictement conservée) entre la direction initiale et la direction finale de l'ellipsoïde de l'événement.**

La figure 3.4 représente la distribution des angles θ_i entre le vecteur propre $\vec{e}_i$ et l'axe du faisceau pour les événements simulés avec les paramètres définis ci-dessus et le passage à travers le filtre informatique du détecteur ainsi que la condition de complétude. Les divers scénarios sont : une forme de disque perpendiculaire à l'axe du faisceau (colonne (a)) ; un volume de freeze-out de forme sphérique (colonne (b)) ; un volume de freeze-out sphérique avec une énergie collective rotationnelle de 1. MeV/nucléon (colonne (c)) ; une forme de cigare allongé selon l'axe du faisceau (colonne (d)). Les scénarios a,b et d supposent la présence au freeze-out d'une énergie collective auto-similaire de 1. MeV/nucléon. En premier lieu on constate sur la colonne (b) de la figure 3.4 que les distributions de θ_1 , θ_2 et θ_3 sont superposables. Ce cas représente le scénario où la forme du volume de freeze-out est sphérique et le mouvement d'expansion auto-similaire. C'est donc une situation d'isotropie parfaite, dans laquelle chaque axe joue en moyenne un rôle équivalent, et de ce fait les trois distributions sont identiques. Il faut garder à l'esprit, que la distribution de $\cos(\theta_i)$ proprement dite est plate à cause des effets de Jacobien de la transformation. Les distributions des trois variables θ_1 , θ_2 , et θ_3 sont reliées entre elles par les propriétés d'orthogonalité de la base des vecteurs propres. Les trois vecteurs propres formant un trièdre, il est impossible dans un même événement, d'avoir, par exemple, les trois angles θ_i alignés selon l'axe du faisceau.

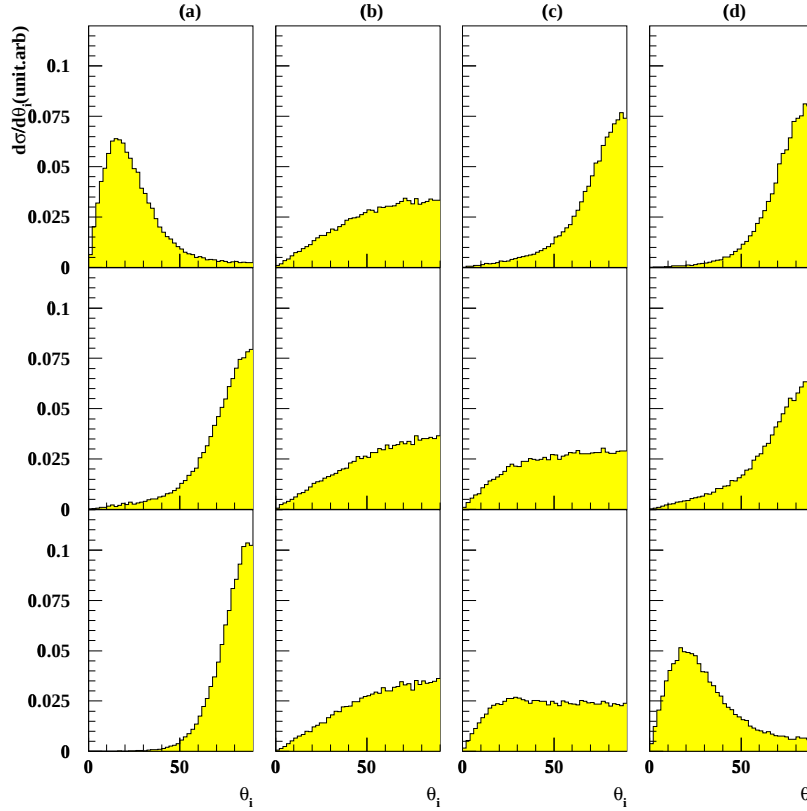


FIG. 3.4 – Distribution des angles θ_i entre le vecteur propre $\vec{e}_i$ et l'axe du faisceau pour des événements simulés, filtrés et ayant une condition de complétude équivalente à celle utilisée pour les données expérimentales. Les diagrammes du bas, et du haut correspondent à la direction du vecteur propre associé respectivement à la plus grande et à la plus petite valeur propre du tenseur en énergie. Les divers scénarios sont : (a) une forme de disque perpendiculaire à l'axe du faisceau; (b) un volume de freeze-out de forme sphérique; (c) un volume de freeze-out sphérique avec une énergie collective rotationnelle; (d) une forme de cigare allongé selon l'axe du faisceau.

Les distributions des angles θ_1, θ_3 dans l'hypothèse d'un volume ayant la forme d'un cigare sont respectivement équivalentes aux distributions des angles θ_3 et θ_1 pour un volume de freeze-out en forme de disque. Ceci est dû à la symétrie que présentent les deux formes par rapport au scénario sphérique. On constate une inversion entre la forme de la distribution de l'axe mineur et majeur entre les deux scénarios, la distribution angulaire du vecteur associé à la seconde valeur propre reste équivalente dans les deux cas. Pour ce qui est du scénario supposant un mouvement collectif rotationnel et un volume de freeze-out sphérique, on constate une légère évolution des distributions θ_i par rapport au scénario reporté colonne (b). Malgré tout, à énergie collective équivalente, les distributions de θ_i pour une sphère avec une énergie rotationnelle et pour une forme cigare avec de l'énergie expansion auto-similaire restent très différentes.

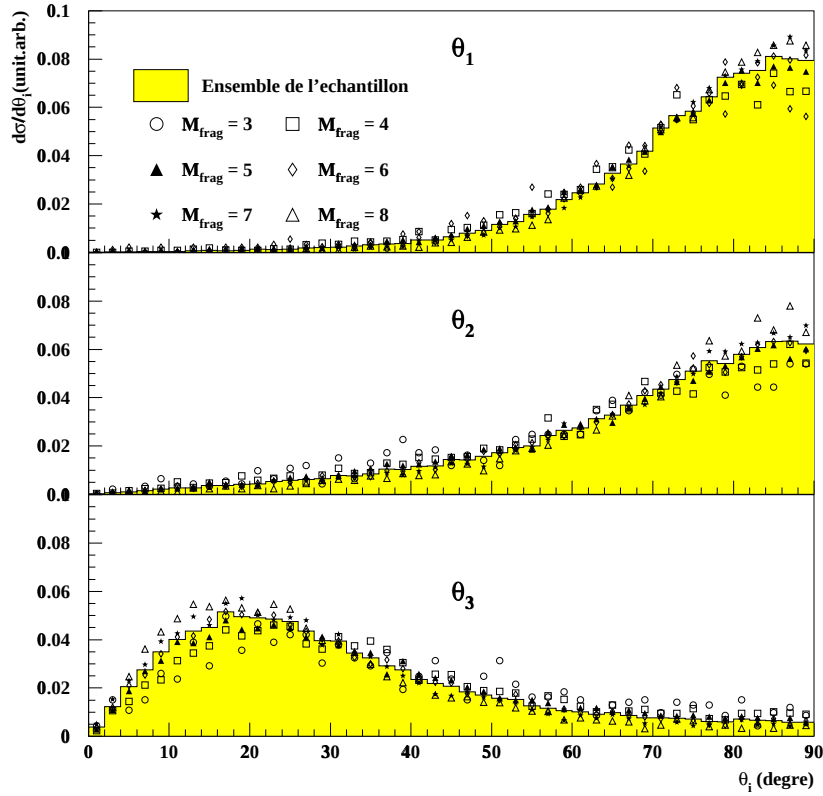


FIG. 3.5 – Distribution des angles θ_i entre le vecteur propre $\vec{e}_i$ et l'axe du faisceau pour des événements simulés en supposant une forme cigare. La zone grisée représente l'ensemble de l'échantillon. Les symboles sont associés aux événements présentant une multiplicité de fragments M_{frag} indiquée sur la figure. Les spectres sont normalisés à l'unité pour comparer leur forme.

La figure 3.5 montre la distribution des θ_i en fonction de la multiplicité de fragments variant entre 3 et 8. Cette figure correspond à l'hypothèse d'un volume de freeze-out de forme cigare. Les autres scénarios conduisent aux mêmes conclusions. Les distributions sont normalisées à l'unité de manière à faciliter la comparaison. Sur la figure 3.5 on constate que toutes les distributions se superposent parfaitement entre elles et de ce fait se superposent à leur somme (normalisée à l'unité) représentée par la zone grisée. **Les sélections en multiplicité de fragments n'ont donc aucun effet sur ces observables. La même conclusion vaut pour les autres scénarios. Cela rend les distributions des angles θ_i remarquablement stables et fiables, faisant d'elles un outil idéal pour explorer le degré de liberté de forme dans les réactions de fragmentation.** Nous reviendrons sur cet aspect à la fin de la section suivante qui aborde la signature de la forme de l'événement au moyen des valeurs propres du tenseur.

3.2.3 Forme de l'événement et valeurs propres du tenseur

Dans la section précédente nous avons étudié la direction des vecteurs propres du tenseur par rapport à l'axe du faisceau. Dans cette section, ce sont les valeurs propres du tenseur qui vont être étudiées. D'un événement à l'autre les valeurs absolues des valeurs propres du tenseur peuvent être très différentes. Il importe de les normaliser à leur somme afin de disposer d'un ensemble homogène car on veut caractériser la forme et pas le volume. Cette normalisation conduit à l'obtention de trois valeurs

$$\lambda_j = \frac{\xi_j}{\sum_{i=1}^3 \xi_i} \quad (3.6)$$

avec $j \in \{1, 2, 3\}$ et les ξ_i sont les valeurs propres définies précédemment. Par construction les valeurs propres normalisées λ_j ont les deux propriétés suivantes $\sum_{i=1}^3 \lambda_i = 1$ et $\lambda_3 \geq \lambda_2 \geq \lambda_1$. À partir de ces valeurs sont définies trois variables globales de forme :

- La sphéricité

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_3) \quad (3.7)$$

- La coplanarité

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1) \quad (3.8)$$

- L'aplanarité

$$A = \frac{3}{2}(\lambda_1) \quad (3.9)$$

Ces variables globales permettent de comparer la forme d'un événement aux géométries asymptotiques fondamentales que sont la sphère, le plan, la droite. La sphéricité peut être interprétée comme la mesure de la tendance d'un événement à occuper un volume sphérique dans l'espace des impulsions [NGU98]. Cette variable prend une valeur dans un intervalle compris entre 0 et 1, la valeur 1 représentant un événement parfaitement sphérique, c'est-à-dire que les trois valeurs propres normalisées sont égales à un $\frac{1}{3}$. La coplanarité est maximale (valeur de $\sqrt{3}/4$) pour un événement complètement aplati. Enfin l'aplanarité correspond à une mesure de la quantité de l'événement qui se trouve hors d'un plan, elle prend une valeur maximale de $\frac{1}{2}$ pour un événement sphérique, à l'opposé une valeur 0 correspond à un événement complètement contenu dans un plan. Ces valeurs extrêmes ne sont atteintes que pour des "événements" avec un très grand nombre de constituants ce qui est très éloigné de la situation que nous étudions, la multiplicité moyenne de fragments $Z \geq 3$ étant proche de 6 (voir le tableau 3.1).

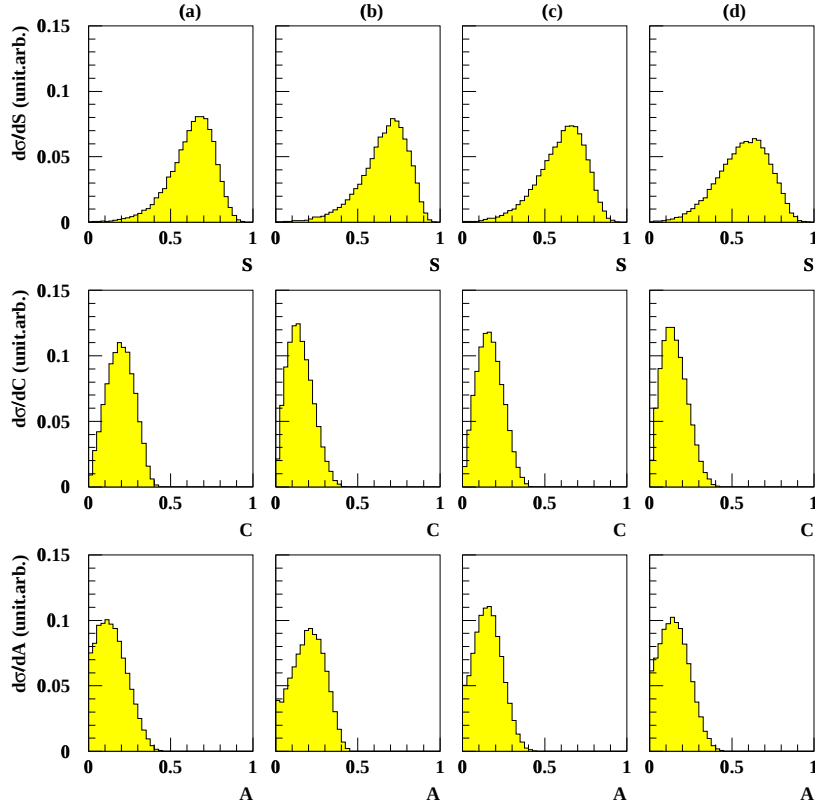


FIG. 3.6 – *Distribution des variables globales de forme (coplanarité, aplanarité et sphéricité). La première, deuxième et troisième ligne correspond respectivement à la sphéricité (S), coplanarité (C) et aplanarité (A). Les divers scénarios sont : (a) une forme de disque perpendiculaire à l'axe du faisceau; (b) une forme sphérique; (c) une forme sphérique avec une énergie collective rotationnelle; (d) une forme de cigare allongé selon l'axe du faisceau.*

Sur la figure 3.6 sont représentées les distributions de ces trois observables de forme pour les quatre scénarios déjà analysés au moyen des distributions angulaires des vecteurs propres à savoir, une forme de disque (colonne (a)), une forme sphérique (colonne (b)), une forme sphérique avec un mouvement collectif rotationnel (colonne (c)), et une forme de cigare allongé selon l'axe du faisceau (colonne (d)). Dans le tableau 3.2 sont reportées les valeurs moyennes des distributions des variables globales de forme représentées sur la figure 3.6. Les valeurs des écarts-types des distributions correspondantes sont reportées dans le tableau 3.3.

La première remarque générale est liée à l'influence du nombre fini de fragment. Par exemple, pour le scénario reporté à la colonne (b) et supposé reproduire une configuration de freeze-out sphérique, les distributions des variables de forme sont piquées à des valeurs éloignées des cas asymptotiques. La seule chose que l'on puisse dire c'est que

	Disque	Sphère	Rotation	Cigare
Sphéricité	0.63	0.66	0.60	0.57
Coplanarité	0.19	0.15	0.17	0.15
Aplanarité	0.15	0.20	0.16	0.15

TAB. 3.2 – *Valeur moyenne des distributions des variables globales de forme pour différents scénarios.*

parmi les quatre scénarios considérés, c'est pour la configuration de type sphérique que les valeurs moyennes de la sphéricité et de l'aplanarité sont les plus élevées alors que la valeur moyenne de la coplanarité est la plus faible.

Comme le montre la figure 3.6 et le tableau 3.2 ces variables globales de forme présentent une faible variation à la fois de leur distribution et de leur valeur moyenne avec le scénario. Une légère évolution des valeurs moyennes est néanmoins constatée d'un scénario à l'autre. La variation maximale de la valeur moyenne s'observe pour l'aplanarité (10 % de sa gamme de valeur comme le montre le tableau 3.4).

	Disque	Sphère	Rotation	Cigare
Sphéricité	0.14	0.14	0.15	0.16
Coplanarité	0.08	0.08	0.08	0.08
Aplanarité	0.10	0.10	0.08	0.09

TAB. 3.3 – *Écarts-types des distributions des variables globales de forme pour différents scénarios.*

Les tableaux 3.2 et 3.3 montrent que le rapport entre l'écart-type et la valeur moyenne des distributions d'aplanarité atteint 0.60 pour un volume de freeze-out de forme cigare et 0.5 pour une configuration sphérique. Ce qui montre que les distributions sont faiblement piquées autour de la valeur moyenne. Pour l'aplanarité les écarts des valeurs moyennes sont plus significatifs, mais la largeur des distributions montre de forts recouvrements et donc une difficulté à distinguer les deux scénarios sur la base de cette observable. De manière générale les largeurs importantes des distributions entraînent un peuplement d'une gamme de valeurs équivalentes quelque soit le scénario envisagé.

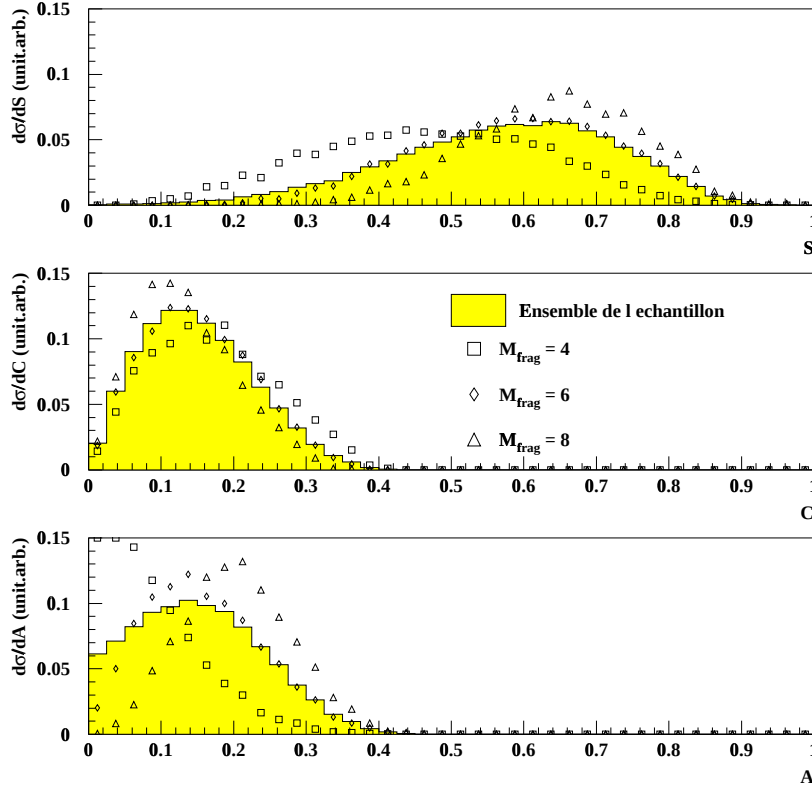


FIG. 3.7 – Distribution des variables globales de forme en fonction de la multiplicité de fragments : sphéricité (haut) ; coplanarité (centre) ; aplanarité (bas). Le scénario considéré est une configuration de type cigare avec de l'expansion auto similaire. Pour chaque diagramme, la zone grisée représente la distribution obtenue en intégrant sur l'ensemble des multiplicités. Les symboles sont associés aux événements ayant une multiplicité donnée de fragments (4, 6 ou 8). Les spectres sont normalisés à l'unité.

La figure 3.7 représente l'évolution des variables globales de forme (sphéricité, aplanarité, et coplanarité) pour $M_{frag} = 4, 6, 8$ dans l'hypothèse d'un volume de freeze-out de type cigare. Les distributions sont normalisées à l'unité. Les valeurs moyennes des distributions associées à chaque multiplicité de fragments sont reportées dans le tableau 3.4 pour le même scénario. Les conclusions s'appliquent pour les autres scénarios.

La sphéricité et l'aplanarité évoluent très fortement à la fois en forme du spectre et en valeur moyenne en fonction de la multiplicité comme le montre la figure 3.7 et le tableau 3.4. Cette évolution est beaucoup moins sensible dans le cas de la coplanarité. Ces comportements peuvent s'expliquer par le fait que la coplanarité est la combinaison linéaire de deux valeurs propres tandis que la sphéricité et l'aplanarité ne dépendent que d'une seule valeur propre (voir les équations 3.7, 3.8, 3.9). Ces observables présentent à la fois des largeurs importantes, et des valeurs moyennes évoluant avec une forte dépendance de

	3	4	5	6	7	8
Sphéricité	0.36	0.47	0.53	0.58	0.62	0.64
Coplanarité	0.17	0.17	0.16	0.15	0.14	0.13
Aplanarité	0.04	0.08	0.12	0.16	0.18	0.20

TAB. 3.4 – Valeurs moyennes des variables globales de forme en fonction de la multiplicité de fragments pour le scénario d'un volume de freeze-out de type cigare.

la multiplicité de particules utilisées pour le calcul du tenseur.

	Disque	Sphère	Rotation	Cigare
Sphéricité	0.64	0.68	0.61	0.58
Coplanarité	0.20	0.15	0.17	0.15
Aplanarité	0.15	0.20	0.16	0.16

TAB. 3.5 – Valeur moyenne des observables de forme pour différents scénarios et pour les événements comportant 6 fragments.

L'évolution des variables globales de forme en fonction de la multiplicité de fragments conduit à se placer à multiplicité de fragments fixe pour pouvoir donner une conclusion plus claire. Dans le tableau 3.5 est reporté les valeurs moyennes des distributions de sphéricité, coplanarité et aplanarité pour la multiplicité de fragments la plus probable ($M_{frag} = 6$). La comparaison des tableaux 3.5 et 3.2 montre une évolution relativement faible des valeurs moyennes des variables de forme du fait de la condition en multiplicité. Les conclusions données précédemment pour l'ensemble des distributions s'appliquent aux distributions associées à une multiplicité fixée.

3.2.4 Conclusion

L'examen simultané des figures 3.4 et 3.6 révèle la **grande sensibilité des distributions des θ_i à la topologie du freeze-out**, alors que les variables globales de forme sont nettement moins sensibles à la topologie du freeze-out. En fait les distributions angulaires des vecteurs propres donnent une image des directions moyennes des axes principaux par rapport à l'axe du faisceau et renseignent plus généralement de la forme de la source. Les variables globales de forme, déduites des valeurs propres renseignent sur la topologie de l'ellipsoïde indépendamment de la direction de l'axe principal de l'ellipsoïde. Dans ce dernier cas, les valeurs globales dépendent du nombre de fragments, et dans certains cas elles peuvent refléter trivialement des lois de conservation (pour deux ou trois fragments). **De ce fait, même si les variables globales de forme apportent des renseignements complémentaires, nous concluons que les distributions des axes principaux de l'ellipsoïde sont plus riches d'enseignement et plus puissantes pour discriminer différents scénarios pour la configuration de freeze-out.**

3.3 Dépendance angulaire des $\langle E_{cin} \rangle$

Un moyen d'accéder à la topologie des sources se désintégrant est d'étudier précisément des énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leur angle émission et en fonction de leur charge. Dans cette partie, nous ne discutons pas les spectres d'énergie cinétique et la possible influence du scénario de freeze-out sur les formes des spectres. Seules les valeurs moyennes des distributions des énergies cinétiques sont discutées.

Il y a trois contributions à l'énergie cinétique des fragments : une composante thermique, coulombienne et collective. La composante thermique ne dépend pas de la position initiale du fragment dans la configuration du freeze-out. Par contre les composantes coulombiennes et collectives dépendent de cette position. Si la distribution de matière, donc des positions des fragments, présente une asymétrie, cela brisera la symétrie sphérique (l'isotropie) de la propagation des fragments. Par exemple, supposons que l'énergie d'expansion se distribue suivant un champ de vitesse auto-similaire c'est-à-dire $v = \alpha r$, où r est la distance séparant le fragment du centre de masse du système. Alors dans le cas d'une source déformée, la vitesse collective de chaque fragment dépend de l'angle auquel il a été émis. Cette dépendance angulaire doit laisser son empreinte sur les distributions en énergie cinétique moyenne en fonction de l'angle d'émission et en fonction de la charge. Dans le cas de la désintégration d'une configuration de type disque, l'énergie cinétique des fragments émis dans la direction perpendiculaire au faisceau doit être plus importante que celle des fragments émis dans la direction du faisceau, et inversement, pour une forme allongée selon l'axe du faisceau. Évidemment pour une forme sphérique toutes les directions sont équivalentes, c'est-à-dire que le profil en énergie cinétique en fonction de la charge est le même quel que soit l'angle d'émission dans le centre de masse.

Sur la figure 3.8 sont représentées les énergies cinétiques moyennes $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ des fragments en fonction de leur charge pour différents domaines angulaires indiqués sur la figure. Le choix de ces domaines correspond à une émission dans l'hémisphère avant dans le centre de masse de la réaction. Ce choix minimise les déficiences d'acceptance du détecteur, et il a été dicté par l'analyse des données expérimentales. Nous avons vérifié, en examinant les simulations non filtrées, que la restriction à l'hémisphère avant ne détruisait pas l'information sur la dépendance angulaire des énergies cinétiques moyennes. Les énergies cinétiques sont calculées dans le centre de masse de la réaction.

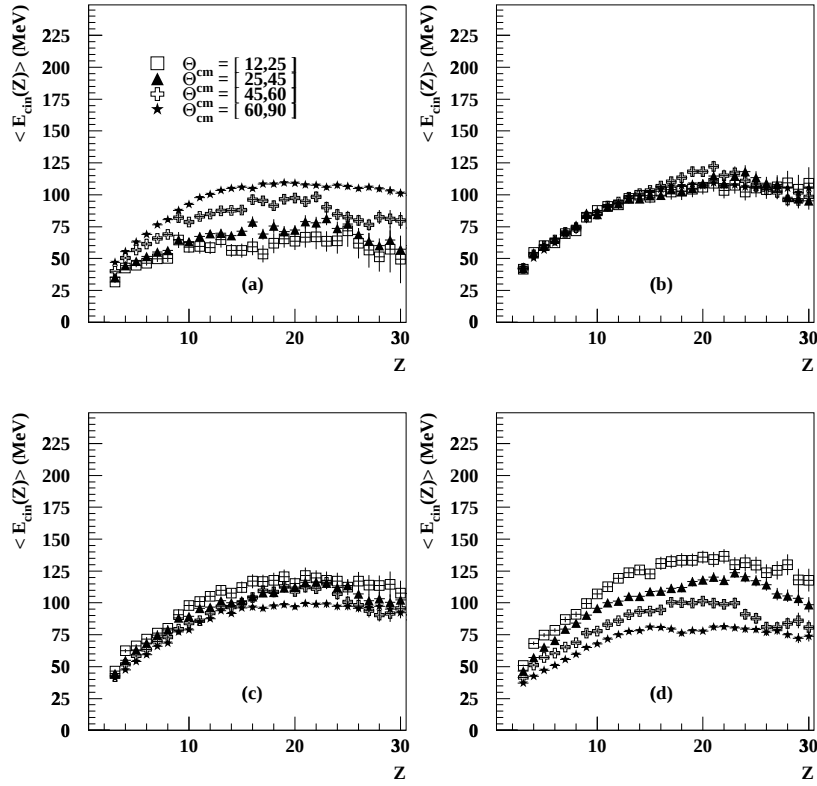


FIG. 3.8 – Énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de la charge pour différents scénarios de multifragmentation d'une source. Les hypothèses sont : (a) une forme de disque perpendiculaire à l'axe du faisceau; (b) une forme sphérique; (c) une forme sphérique avec une énergie collective rotationnelle; (d) une forme de cigare allongé selon l'axe du faisceau.

Comme nous l'avons signalé plus haut, l'énergie cinétique des fragments est la somme de contributions thermique, coulombienne et collective. La composante thermique est indépendante de la charge et pour un fragment elle est de l'ordre de $3/2 \langle T \rangle$ où $\langle T \rangle$ est la température moyenne au freeze-out. Typiquement, dans le domaine étudié cette composante thermique est d'environ 7-10 MeV. La composante collective d'expansion donne la même vitesse moyenne collective à tous les fragments à condition que la position moyenne des fragments au freeze-out ne varie pas très fortement avec la taille des fragments, condition qui est satisfaite pour les fragments légers. Par contre, à cause de contraintes sur le positionnement à l'intérieur du volume de freeze-out, plus la taille du fragment est élevée, plus sa position moyenne sera proche du centre de masse du freeze-out. Ceci entraînera une plus faible vitesse collective. Un comportement similaire est attendu pour avec l'interaction coulombienne. Par conséquent, la forme en cloche des courbes présentées dans la figure 3.8 est caractéristique de la fragmentation simultanée d'une source nucléaire chaude. Dans la gamme d'énergie d'excitation où les calculs sont réalisés ($E^* = 5.7$ MeV

par nucléon) la taille du plus gros fragment est une fraction importante de la taille de la source (en moyenne une proportion de près de 30%). En conséquence la vitesse du plus gros fragment est proche de la vitesse du centre de masse. De ce fait son énergie cinétique moyenne tend à être faible. Ceci explique la forme en cloche des distributions présentées sur la figure 3.8 et ce quelque soit le scénario considéré.

Globalement, les évolutions les plus notables sont observées pour les scénarios supposant une déformation du volume de freeze-out. Dans le cas d'une géométrie du volume de freeze-out de type disque (figure 3.8(a)) on constate une décroissance d'environ un facteur 2 entre l'énergie cinétique moyenne des fragments émis dans la direction transverse au faisceau et ceux émis selon l'axe du faisceau. Cette décroissance se fait graduellement avec l'évolution de 90 degrés à 0 degré. La figure 3.8(b) correspond à l'hypothèse d'un volume de freeze-out sphérique avec une énergie d'expansion auto-similaire. Pour ce scénario, on constate une indépendance du profil de $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en fonction de l'angle d'émission des fragments. Le scénario d'un volume sphérique avec un mouvement collectif rotationnel montre une légère évolution et une légère séparation des profils de $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en fonction de l'angle d'émission des fragments (figure 3.8(c)). Pour une configuration de type cigare (figure 3.8(d)) on remarque une évolution similaire à celle constatée pour le disque (figure 3.8(a)), mais dans le sens inverse, c'est-à-dire avec une augmentation de l'énergie cinétique moyenne en passant de la direction transverse à la direction longitudinale. On notera que les énergies cinétiques sont plus grandes pour des émissions dans la direction où la configuration de freeze-out est la plus déformée. Ce comportement diffère de celui attendu dans la désintégration séquentielle d'un objet déformé. En effet, dans ce cas la libération de la particule est un phénomène de surface et, la répulsion coulombienne d'une particule émise est plus importante lorsque sa distance au centre de sa source d'émission est faible. Nous avons également vérifié que la séparation des profils avec l'angle d'émission est d'autant plus grande que l'amplitude de l'énergie collective est élevée.

L'examen des profils $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ permet donc d'obtenir des informations sur la forme moyenne de la source de multifragmentation. Ceci est en parfait accord avec ce que l'on déduit de l'analyse tensorielle avec un tenseur en énergie. L'axe principal du tenseur en énergie peut-être interprété comme la direction selon laquelle se propage le flux d'énergie après la collision. Pour une géométrie sphérique toutes les directions sont équivalentes, donc les profils en énergie cinétique moyenne en fonction de la charge doivent être strictement les mêmes quelque soit l'angle d'émission des fragments. Pour une géométrie de type cigare le flux d'énergie est majoritairement dirigé selon l'axe du faisceau, donc les fragments les plus énergétiques sont ceux détectés aux angles avant dans le centre de masse. Le comportement est inverse dans le cas d'un volume de freeze-out de type disque. La dépendance angulaire des profils d'énergie cinétique moyenne, et les distributions des axes principaux sont des signatures équivalentes du même phénomène.

Nous terminerons en refaisant la remarque sur la forme générale du profil des énergies cinétiques moyennes. La figure 3.8 montre un profil typique quelque soit le scénario. Il y a une croissance de $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ avec la charge pour les fragments légers, et une décroissance de $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ avec la charge pour les fragments lourds. En fait, asymptotiquement, plus

la charge du fragment est élevée, plus ce fragment représente une proportion importante de la source, et donc sa distribution de vitesse doit tendre vers la vitesse du centre de masse, et donc son énergie doit tendre vers zéro. Par conséquent, dans le cadre d'un scénario de multifragmentation statistique, on s'attend à une décroissance des $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ pour les fragments lourds. Il s'agit là d'un comportement très intéressant, en quelque sorte une signature intrinsèque d'une désintégration statistique simultanée. Cette signature sera largement exploitée par la suite.

3.4 Distributions angulaires des fragments

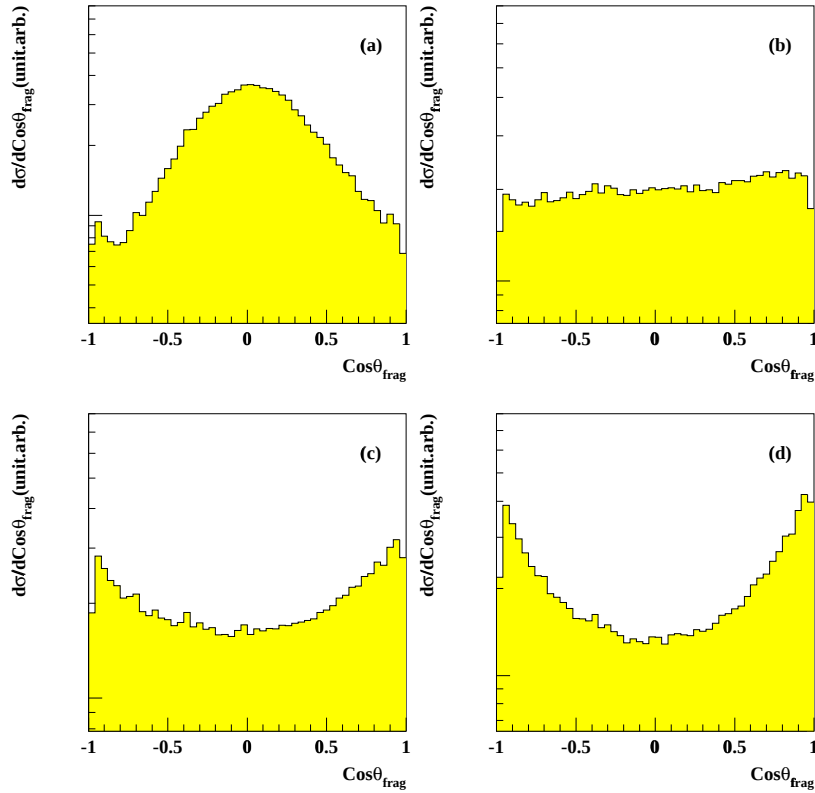


FIG. 3.9 – *Distribution angulaire des fragments dans le centre de masse. Les hypothèses sont: (a) une forme de disque perpendiculaire à l'axe du faisceau; (b) une forme sphérique; (c) une forme sphérique avec une énergie collective rotationnelle; (d) une forme de cigare allongé selon l'axe du faisceau.*

Une observable simple pour étudier directement les effets de forme ou les effets de moment angulaire sur la désintégration d'une source est la distribution angulaire dans le centre de masse des fragments produits. Deux types de distribution sont habituellement

regardés : celle de tous les fragments et celle du plus gros fragment collecté dans l'événement. Dans les simulations avec le code SMM avec $Z_s = 87$ et $E^* = 5.7$ la taille moyenne du plus gros fragment est de 23.9 (voir tableau 3.1).

Sur la figure 3.9 est représentée la distribution angulaire de tous les fragments dans le cadre des divers scénarios étudiés jusqu'à présent et avec les mêmes conditions que dans les sections précédentes. Pour ce qui est du scénario où l'on suppose une forme de disque perpendiculaire à l'axe du faisceau avec un mouvement collectif auto similaire (figure 3.9(a)) les distributions sont fortement piquées à 90 degrés par rapport à l'axe du faisceau. La figure 3.9(b) concerne un scénario sphérique avec une énergie d'expansion de type auto-similaire. À des effets de détection près, visible dans la très légère asymétrie avant/arrière, la distribution angulaire totale des fragments est parfaitement plate, ce qui est en accord avec les propriétés d'isotropie d'un tel scénario. La figure 3.9(c) représente la distribution angulaire des fragments pour un scénario sphérique avec un mouvement rotationnel. La distribution a une forme en "U" caractéristique de ce type de mouvement collectif. Cette forme spécifique se retrouve aussi dans la figure 3.9(d) où est représentée le cas d'une configuration de type cigare avec une énergie collective d'expansion auto similaire le comportement est opposé à celui de la forme disque c'est-à-dire que les distributions sont fortement piquées dans la direction du faisceau. Sur la base de cette observable, on ne peut pas faire la différence entre les deux scénarios : une sphère avec un mouvement rotationnel et un cigare avec une énergie collective auto similaire. Pour faire la distinction, il est nécessaire de procéder à une analyse tensorielle (voir figure 3.6) ou une analyse des énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leur angle d'émission (voir figure 3.8).

Sur la figure 3.10 est représentée la distribution angulaire du plus gros fragment détecté dans l'événement pour les scénarios et conditions déjà décrites (voir figure 3.9). Les conclusions extraites de la figure 3.10 sont exactement les mêmes que celles tirées de la figure 3.9. Nous avons vu (section 3.2 de ce chapitre) que l'angle de flot calculé avec un tenseur en énergie peut s'interpréter comme la direction privilégiée du flux d'énergie cinétique. **Le plus gros fragment emportant avec lui une large part de l'énergie cinétique, une forte corrélation existe entre l'angle de flot et l'angle d'émission du plus gros fragment.** Cette corrélation se constate sur tous les diagrammes de la figure 3.10, et la distribution angulaire du plus gros fragment est très similaire à la distribution de l'angle de flot.

Pour avoir une illustration claire de cette corrélation, il suffit de construire la distribution de l'angle $\Delta\theta$ entre le vecteur vitesse du plus gros fragment et l'axe principal du tenseur. La figure 3.11 présente la distribution des $\cos(\Delta\theta)$ pour une simulation supposant une configuration de type cigare. La distribution a une forme de "U" très marquée. Cette forme de la distribution montre l'alignement entre l'axe principal du tenseur et l'axe de propagation du plus gros fragment. **Pour 67% des événements, l'écart angulaire entre les deux axes est inférieur à 45°.**

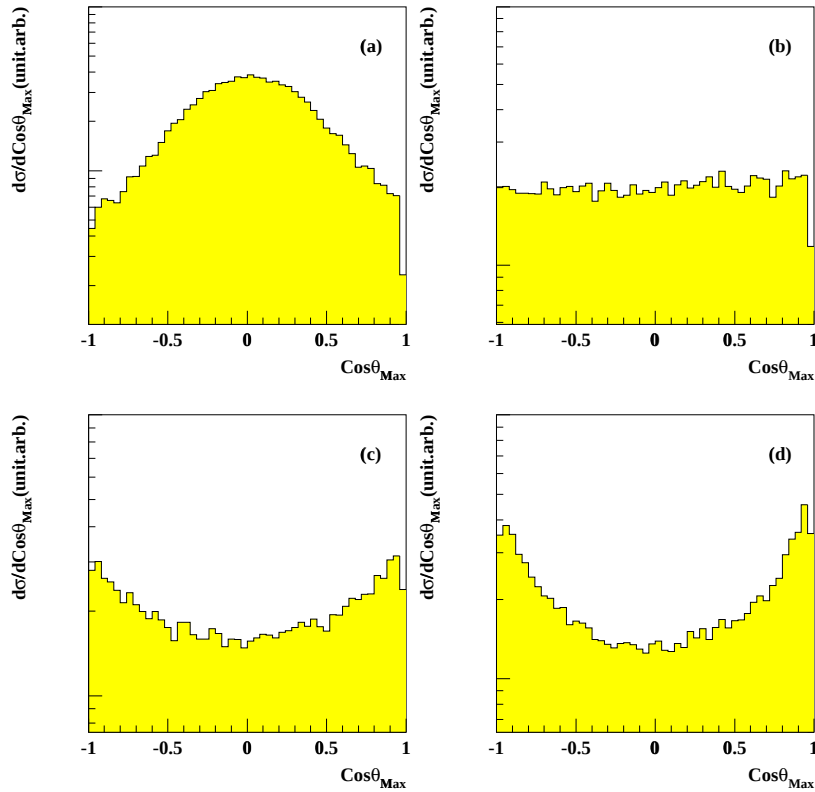


FIG. 3.10 – Distributions angulaires du plus gros fragment collecté dans la réaction dans le centre de masse. Les hypothèses sont (a) une forme de disque perpendiculaire à l'axe du faisceau ; (b) une forme sphérique ; (c) une forme sphérique avec une énergie collective rotationnelle ; (d) une forme de cigare allongé selon l'axe du faisceau.

En dépit de cette corrélation il existe une proportion notable de cas où les deux directions sont perpendiculaires entre elles. Ceci montre l'influence des fluctuations dans la génération des configurations et dans la propagation. L'alignement de la direction d'émission du plus gros fragment et de l'axe principal de l'ellipsoïde induit une forte corrélation entre la distribution de θ_{flot} et celle de θ_{gros} .

Malgré tout, le plus gros fragment ne porte pas à lui seul toute l'information sur la topologie de la réaction. Pour le vérifier une analyse tensorielle effectuée en excluant le plus gros fragment a été effectuée. Dans cette analyse, le comportement des distributions en angle de flot est le même que dans l'analyse incluant le plus gros fragment. Ce résultat était prévisible du fait que la distribution angulaire de tous les fragments présente le même comportement que celle du plus gros fragment de l'événement. **Tous les fragments portent donc de l'information sur la forme de la source.**

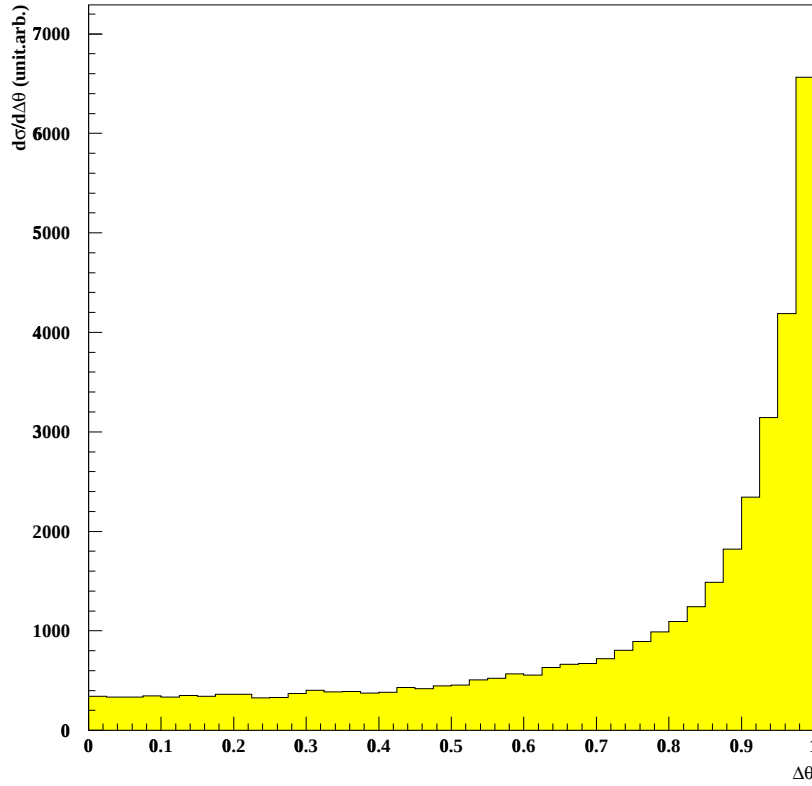


FIG. 3.11 – *Distribution du cosinus de l'angle relatif entre l'axe principal du tenseur en énergie et le vecteur vitesse du plus gros fragment*

L'utilisation des distributions angulaires des fragments pour l'étude des effets de déformation dans les sources de matière nucléaire permet de dégager une idée générale sur la topologie moyenne. Malgré tout, cette méthode ne permet pas de faire la différence entre le scénario d'une sphère avec un mouvement rotationnel et celui d'une forme cigare avec une énergie d'expansion auto-similaire. Les tendances des distributions angulaires restent parfaitement en accord avec les conclusions que l'on peut tirer d'une analyse tensorielle.

3.5 Résumé

Nous avons examiné des signatures de la forme de la configuration de freeze-out. Pour cela nous nous sommes basés sur les résultats de simulations avec le code SMM. Différentes configurations de freeze-out ont été considérées de manière phénoménologique. Ces différentes hypothèses pour la configuration de freeze-out couvrent assez bien la variété de scénarios physiques que l'on peut rencontrer dans les collisions centrales. De cette étude, on peut donner les conclusions suivantes.

- Les angles des axes principaux de l'ellipsoïde caractéristique des événements ont des distributions qui reflètent la forme de la configuration de freeze-out. Ces distributions ne dépendent pas de la multiplicité de fragments, ni du degré de complétude si le critère de complétude reste dans un domaine acceptable. Les distributions de θ_i sont des outils de choix pour discriminer différents scénarios physiques à condition que l'accès à l'ensemble de la distribution soit possible.
- Les variables globales de forme (sphéricité, coplanarité, aplanarité) dépendent très faiblement (en comparaison avec la grande sensibilité des distributions de θ_i) de la forme du freeze-out, et dépendent très fortement de la multiplicité de fragments.
- La dépendance angulaire des énergies cinétiques moyennes des fragments reflètent la forme de la configuration de freeze-out. L'information que l'on peut déduire de cette dépendance est directement reliée à la direction privilégiée du flux d'énergie. Elle est donc analogue à l'information déduite de l'étude des distributions des angles θ_i .
- Les distributions angulaires des fragments reflètent également la configuration de freeze-out. Les fortes corrélations dues au nombre fini de fragments et à la conservation de l'impulsion, impliquent des redondances entre les distributions angulaires du plus gros fragment et la distribution de l'angle de flot, surtout lorsque le plus gros fragment représente une part importante de la taille de la source.

Les scénarios envisagés sont des prototypes. En effet, lorsque nous avons examiné un scénario supposant un mouvement rotationnel, cela correspond à une valeur moyenne du moment angulaire. La prise en compte d'une distribution de moment angulaire ne devrait pas changer fondamentalement les conclusions relatives à ce scénario. Il en va de même si, plutôt que de considérer une seule direction de déformation, on avait considéré un ensemble de directions de déformation, comme par exemple une collection de configurations de type cigare avec des axes distribués dans un cône centré sur l'axe du faisceau.

Nous avons étudié les signatures de la déformation en nous aidant du modèle SMM. Dans ce modèle les partitions sont calculées en supposant un volume sphérique. Par conséquent, l'approche choisie suppose que la forme du freeze-out n'influence pas les partitions et notamment la distribution de charge du plus gros fragment. La validité de cette hypothèse reste à démontrer. Les comparaisons avec les données expérimentales devraient permettre de vérifier cet aspect.

Nous allons maintenant étudier des données expérimentales et rechercher des signatures éventuelles de déformation de la configuration de freeze-out pour les monosources formées dans les collisions centrales de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

Chapitre 4

Signatures expérimentales de la déformation dans la multifragmentation

4.1 Terminologie et contexte.

L'objectif de ce travail nécessite de sélectionner les collisions correspondant à une dégradation maximale de l'état initial constitué par un couple cible-projectile à une énergie relative donnée. **Nous appellerons monosources, les systèmes nucléaires, obtenus via des collisions, satisfaisant ce critère de dégradation maximale des caractéristiques de la voie d'entrée et pour lesquels l'émission de fragments indique un scénario de production très rapide** [FRA98, MAR97].

Ayant précisé ce que recouvre le terme monosource, nous notons que cette définition est très similaire à celle du processus de fusion à basse énergie de bombardement (fusion complète ou incomplète) conduisant à la formation d'un noyau composé dont les caractéristiques ne dépendent pas de la voie d'entrée, c'est à dire qu'elles révèlent une perte de mémoire de la voie d'entrée. Cependant, cette similitude n'est que qualitative. En effet, le processus de fusion est largement gouverné par la pénétration de la barrière d'interaction dans la phase d'approche des noyaux en réaction, phénomène jouant un rôle mineur aux énergies de Fermi qui sont explorées dans ce travail. De plus la désintégration du noyau de fusion s'effectue par désintégration séquentielle, processus de durée beaucoup plus longue que la multifragmentation.

Qualitativement, le point commun au processus de formation de monosource et au mécanisme de fusion est l'idée d'un stade intermédiaire de la collision caractérisé par une dégradation maximale de l'état initial. C'est un aspect crucial puisque la monosource (comme le noyau de fusion) est préparée via une collision nucléaire, qui est par excellence un phénomène hors équilibre. Ici, la collision sert de réservoir d'énergie pour exciter la monosource (ou le noyau de fusion) et de réservoir de matière pour varier la taille de la monosource (ou celle du noyau de fusion). La proportion de ces réservoirs qui a été transférée de l'état initial à l'état final mesure représente, en quelque sorte, le degré de dégradation ou le degré d'équilibration atteint dans la collision. Comment caractériser simplement ce degré d'équilibration?

Pour répondre à cette question, il suffit de faire une liste des caractéristiques de l'état initial : masse et charge du projectile et de la cible ; rapport isotopique des noyaux incidents ; énergie relative du couple cible/projectile. Intuitivement, plus les caractéristiques des produits observés après la collision seront éloignées des valeurs initiales, plus le degré de dégradation sera grand. On peut donc rechercher des collisions ayant certaines propriétés ou inversement utiliser ces propriétés pour sélectionner ces collisions :

- Une perte de l'asymétrie de masse (ou de charge) initiale.
- La symétrie des distributions angulaires.
- Une répartition maximale de l'énergie relative de bombardement en énergie cinétique des particules et fragments libérés pendant la collision.
- Une relaxation en isospin.
- Un nombre élevé de produits finals.

Certaines de ces propriétés ne peuvent être utilisées quelle que soit la réaction. Par exemple, l'asymétrie de masse est difficilement exploitable pour un système symétrique. La symétrie des distributions angulaires des produits de réaction nécessite de collecter tous les produits afin de reconstituer la vitesse d'entraînement de la source et de vérifier la symétrie (ou l'isotropie) de l'émission dans ce référentiel. Notons, qu'aux effets de détection près, pour une voie d'entrée symétrique, trivialement, les distributions angulaires des fragments sont symétriques par rapport à 90° dans le référentiel du centre de masse. La relaxation en isospin peut être utilisée si on dispose d'un détecteur capable de mesurer les masses et les charges des fragments pour une large gamme de fragments, et à ce jour (tout du moins pour les données discutées dans ce travail), la version d'INDRA permet une résolution isotopique pour une gamme limitée de produits chargés ($p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha, {}^6\text{He}, {}^{6,7,8}\text{Li}, {}^{7,9,10}\text{Be}$). Il faut donc des outils de sélection adaptés au détecteur, au système étudié, et robustes, c'est-à-dire peu biaisés par l'appareillage expérimental.

Dans les prochaines sections de ce chapitre nous allons utiliser différentes procédures pour sélectionner les événements d'intérêt. Ce sont des procédures qui exploitent au mieux les capacités du détecteur et qui sont adaptées aux réactions étudiées dans ce travail. Ces procédures utilisent une seule grandeur physique. On dit alors qu'il s'agit d'un sélecteur ou d'une procédure monodimensionnel. Certaines de ces grandeurs sont qualifiées de globales car elles regroupent une grande quantité d'informations contenues dans un événement. Une large variété de sélecteurs a été développée :

- Multiplicité de particules chargées [TSA89, CAV90]
- Énergie transverse des particules légères [RIT88, PLA00]
- Charge totale produite à mi-rapacité [OGL89]
- Charge totale des fragments $Z \geq 2$ [HUB91]
- La multiplicité de neutrons [GAL85, MOR88]

L'idée de base est d'effectuer une coupure dans la distribution de ces grandeurs physiques afin de s'assurer de la dégradation maximale de l'état initial. Les sélecteurs que nous allons étudier sont au nombre de trois : l'angle de flot θ_{flot} ; l'angle d'émission du plus gros

fragment θ_{Max} ; la multiplicité de produits chargés M_{tot} . La discussion de ces procédures ne portera pas sur leur justification qui est largement développée dans la littérature. Par contre la discussion concernera des comparaisons entre des données expérimentales et des prédictions d'un modèle de multifragmentation statistique, avec un intérêt particulièrement porté sur la recherche de signatures indiquant la présence de déformation du volume de freeze-out. Pour cela nous nous aiderons des outils présentés au chapitre 3. Nous discuterons également des biais induits par la procédure de sélection sur certaines observables ce qui limitent leur sensibilité pour tester les modèles.

Les données discutées dans ce chapitre sont celles de l'expérience Xe + Sn à 32 MeV par nucléon. Cette expérience a été réalisée au cours de la première campagne de mesures avec le multidétecteur INDRA installé auprès du GANIL. Elle fait partie d'une étude systématique de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ pour les énergies de bombardements de 25, 32, 39, 45 et 50 MeV par nucléon. Les données issues de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ ont déjà été abondamment présentées dans de nombreuses publications et de nombreuses thèses ([BEN95, BOC98, ECO95, FRA98, LEF97, LEN99, MAR97, MET95, NGU98, SAL97, TAB00, TIR98])

4.2 Sélection avec l'angle de flot

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, l'angle de flot θ_{flot} est défini comme l'angle entre la direction principale de l'ellipsoïde de l'événement et la direction du faisceau. Avant la collision, l'angle de flot "initial" coïncide avec l'axe du faisceau et c'est donc une direction privilégiée. Par conséquent les classes d'événements qui ont une distribution plate de l'angle de flot ou bien une distribution faiblement piquée à l'avant, ou bien les événements dont l'angle de flot pointe dans la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau, résultent de collisions qui ont conduit à un changement très important de la distribution initiale. En fait une distribution plate de l'angle de flot correspond à un ensemble de collisions ne présentant pas de direction privilégiée. Pour cette raison, la sélection des événements monosource est souvent faite en conservant les événements qui ont une valeur élevée de l'angle de flot. C'est cette sélection que nous allons étudier maintenant.

Auparavant rappelons que notre travail s'inscrit dans la continuité des études effectuées sur l'origine de la multifragmentation dans les collisions conduisant à la formation de monosources dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon. Ces études ont permis d'isoler une impressionnante liste de caractéristiques indiquant un profond changement dans le processus de désintégration. Ce dernier n'est plus compatible avec une désintégration séquentielle de surface, et il est compatible avec une désintégration simultanée de volume.

Ces caractéristiques sont entre autres, les distributions de charge, l'indépendance des distributions de charge avec la taille de la source, la forme des spectres d'énergie cinétique des fragments, le profil des $\langle E_{cin} \rangle$ en fonction de Z et les corrélations en vitesse réduite, les corrélations en angle relatif des fragments, les corrélations en charge des fragments, l'énergie d'excitation primaire dans les fragments. Ces observables sont bien reproduites

en tout ou en partie par :

- Des modèles statistiques supposant une configuration de freeze-out qui multifragmente selon divers canaux dont les poids sont régis pas des considérations sur l'énergie.
- Des calculs semi-classiques (champ moyen stochastique) d'équation de transport basé sur l'équation de Boltzman nucléaire associant la multifragmentation à la décomposition spinodale [BOR01A, FRA01A, RIV98, TAB00].

Ces deux interprétations ne s'excluent pas l'une de l'autre. Nous considérons cela comme acquis (voir section 1.3.3) et notre travail est un élargissement à ces travaux en examinant le rôle possible de la déformation du volume de freeze-out.

4.2.1 Quelques caractéristiques des événements complets

Pour cette analyse, il faut d'abord s'assurer qu'événement par événement, il y a une bonne collection de l'information physique. Pour cela on applique une condition de complétude sur la charge totale $Z_{tot} = \sum_{i=1}^{M_{tot}} Z_i \quad \forall Z_i \geq 1$ collectée dans un événement. Les événements sont conservés si Z_{tot} représente au moins 80 % de la charge totale Z_{sys} du système initial ($Z_{sys} = Z_{cible} + Z_{projectile}$). Les événements conservés sont appelés complets et cette dénomination est gardée dans ce mémoire. De nombreuses études réalisées demandent en plus une condition sur le bilan en impulsion totale dans la direction parallèle au faisceau. Cette deuxième condition n'est pas demandée dans la présente étude.

Comme nous l'avons dit la complétude permet de conserver les événements bien mesurés. Elle exclut les collisions périphériques et semi périphériques dans lesquelles le rémanent de la quasi cible est peu accéléré et ne franchit pas les seuils de détection. La complétude conserve trivialement les collisions conduisant à une multiplicité élevée de produits chargés c'est à dire des collisions mi-centrales et centrales. En considérant l'épaisseur de la cible, le nombre de particules incidentes et les corrections de temps mort de l'acquisition, l'échantillon des événements complets à 80% correspond à une section efficace de 356 mb pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon.

La deuxième étape consiste à construire le tenseur en énergie en gardant les fragments de charge $Z \geq 3$, à diagonaliser le tenseur et à extraire l'angle de flot. La distribution expérimentale de $\cos(\theta_{flot})$ pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon est présentée à la figure 4.1. La distribution expérimentale est fortement piquée dans la direction du faisceau. Il est très tentant de comparer cette distribution avec celle associée à un scénario de multifragmentation statistique d'une source déformée (voir par exemple les figures 3.1 et 3.3). En fait une analyse, pour d'autres systèmes, des observables notamment cinématiques montre que l'échantillon des événements complets n'est pas compatible avec un seul mécanisme de réaction (voir par exemple les thèses [FRA98, SAL97]).

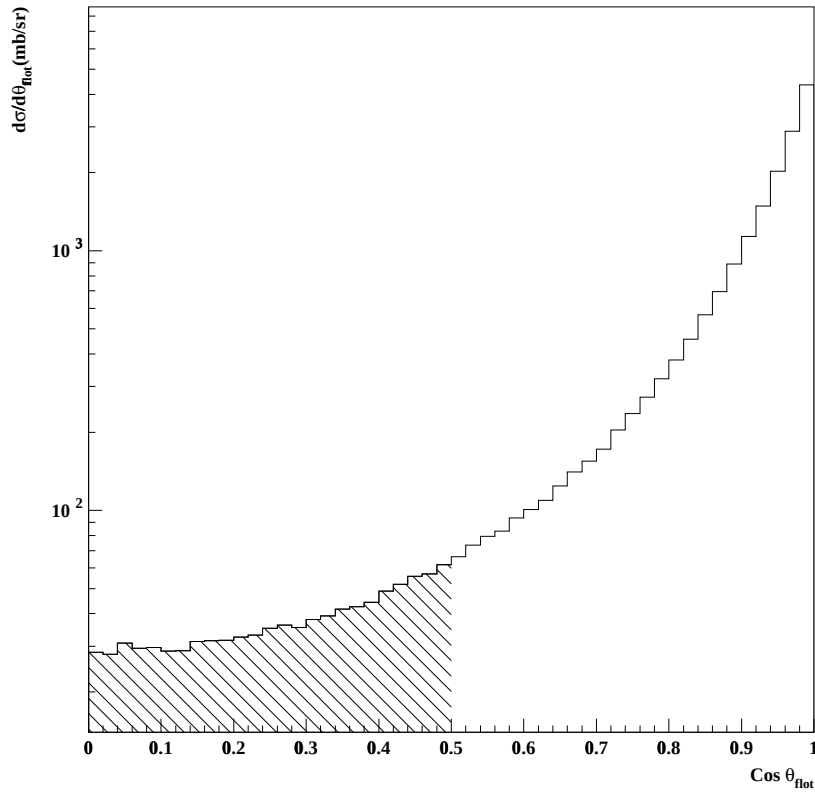


FIG. 4.1 – Distribution du cosinus de l'angle de flot pour la réaction $^{129}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon mesurée avec le détecteur INDRA. Le calcul a été effectué avec un tenseur en énergie et seuls ont été pris en compte les fragments ($Z \geq 3$).

La figure 4.2 illustre ce point. Sur cette figure sont reportés les profils en énergie cinétique moyenne pour différents domaines de l'angle de flot. Pour les données (diagramme du haut) on observe une très nette évolution entre le profil à l'avant et le profil dans la direction transverse. À l'avant, les énergies cinétiques moyennes croissent de manière monotone avec la charge. Dans la direction transverse le profil ressemble plus à celui associé à la multifragmentation statistique d'une source. Ceci est visible lorsque l'on compare es profils obtenus à l'aide d'une simulation SMM utilisant les paramètres de source $Z_s = 87$ et $E^* = 5.7$ MeV par nucléon, un rapport d'aspect de 2 et une énergie collective d'expansion de 1 MeV par nucléon (diagramme du bas).

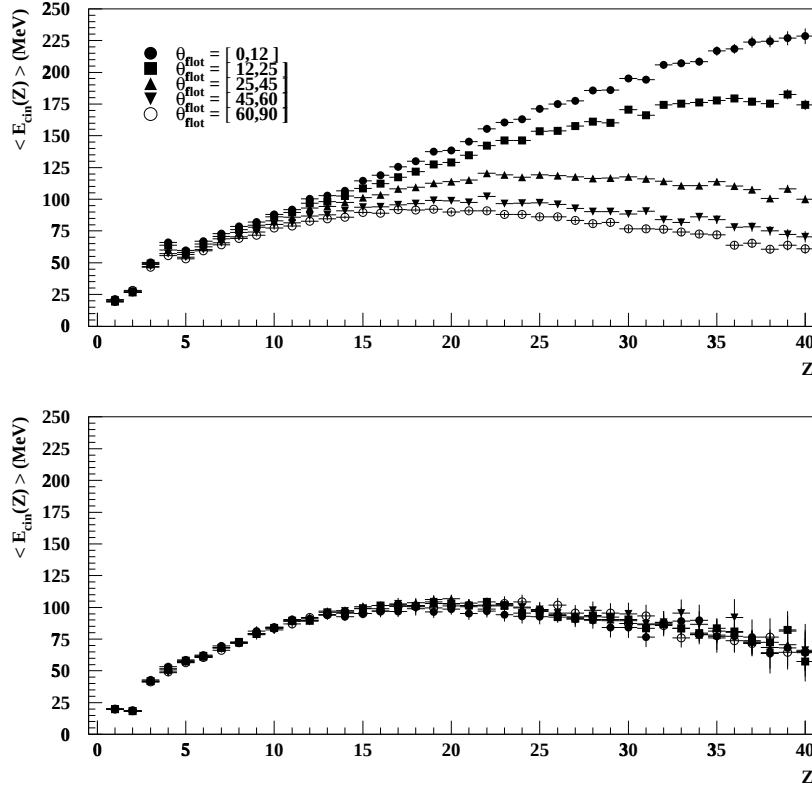


FIG. 4.2 – Distribution des $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en fonction de Z pour les événements dont l'angle de flot est compris dans une gamme angulaire donnée. Pour les données $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ (diagramme du haut) et les simulations SMM avec une source de forme cigare allongé selon l'axe du faisceau (diagramme du bas).

À ce stade et en reprenant les conclusions des travaux déjà cités [FRA98, SAL97, LEF97, NGU98]), la distribution expérimentale de $\cos(\theta_{flot})$ (figure 4.1) et les profils en énergie cinétiques moyennes (figure 4.2) s'interprètent comme la superposition de deux composantes associées à deux mécanismes .

- Une composante correspondrait aux collisions ayant conduit à la formation d'une monosource ayant atteint un degré élevé de relaxation et qui présenterait une distribution plate ou faiblement anisotrope du $\cos(\theta_{flot})$.
- Une composante correspondrait aux collisions ayant conservé un caractère binaire et qui aurait une distribution en $\cos(\theta_{flot})$ fortement piquée aux petits angles.

On aurait donc un mélange, le mécanisme de type binaire serait prédominant à petit θ_{flot} , le mécanisme de type monosource dominerait pour les grandes valeurs de θ_{flot} . Dans cette hypothèse pour sélectionner des événements monosource, on conserve dans la distribution en angle de flot une zone à grand angle où la distribution est quasiment

plate. **La sélection utilisée dans l'étude de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon est de prendre $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$ avec θ_{flot} calculé avec un tenseur en énergie (voir chapitre 3).** Le choix de cette gamme a été amplement justifié dans de nombreuses publications (par exemple [FRA98, SAL97, LEF97, NGU98]). Cet intervalle correspond à une zone où les distributions de charges et la valeur moyenne de l'énergie transverse des particules légères évoluent relativement peu si l'on regarde les événements tels que $\theta_{\text{flot}} \in [\alpha, \beta]$ avec $\alpha < \beta$, $\alpha \geq 60^\circ$ et $\beta \leq 90^\circ$. Les nombreuses analyses effectuées indiquent que les événements ainsi sélectionnés sont les plus sphériques, les énergies transverses sont les plus élevées, etc... en d'autres termes les caractéristiques indiquent un fort degré de relaxation. La section efficace de cet échantillon est de 19 mb pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

Néanmoins la distribution en angle de flot dans l'intervalle $\theta_{\text{flot}} \in [60^\circ, 90^\circ]$ (partie hachurée de la figure 4.1) n'est pas plate. Cet écart pourrait être associé à une contamination de la composante binaire. Cependant, comme il est démontré dans le chapitre 3 la distribution en angle de flot est très sensible à la configuration du freeze-out. La légère anisotropie de la distribution en angle de flot au delà de 60° peut s'expliquer par des effets de déformation ou de rotation et la forme de la distribution permet de rejeter des déformations de type disque. Par conséquent nous avons voulu confronter les données à des résultats de simulation de multifragmentation statistique, c'est le meilleur moyen de vérifier si les données sont en accord avec un scénario de multifragmentation statistique d'une source déformée. La confrontation avec des approches statistiques a déjà été faite en supposant une configuration de freeze-out sphérique ([SAL97, LEN99]). Nous allons examiner les améliorations apportées en incluant la déformation ou la rotation dans le modèle SMM. Ce modèle a été préféré au modèle MMC incluant la déformation pour une raison de cohérence des observables sur l'ensemble de la gamme en angle de flot. En effet les paramètres utilisés dans le modèle MMC pour reproduire les observables de l'échantillon de données telles que $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$ ne permettent pas d'obtenir une image cohérente des observables sur toute la gamme en angle de flot. De plus, les distributions de charges obtenues dans les simulation avec MMC présentent des structures absentes des données, ces structures nous semblent intrinsèques à la modélisation et ne disparaissent pas lorsque l'on suppose une distribution de sources.

La figure 4.2 montre les $\langle E_{\text{cin}}(Z) \rangle$ en fonction de Z pour les événements dont l'angle de flot est compris dans un domaine angulaire donné. Sur le diagramme du haut de la figure 4.2 sont représentées les données de l'expérience $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon. Plus le domaine en angle de flot sélectionné est proche de la direction du faisceau ($\theta_{\text{flot}} \leq 25^\circ$) plus l'augmentation de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge est rapide. Pour les domaines angulaires tels que $\theta_{\text{flot}} \geq 25^\circ$ les données ont plutôt tendance à atteindre assez lentement un maximum puis à saturer ou à décroître quand la charge augmente. **Cette augmentation très rapide de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge pour les événements tels que $\theta_{\text{flot}} \in [0, 25]$ est la signature de la présence d'un processus de type binaire dans l'échantillon considéré.**

Le diagramme du bas de la figure 4.2 montre l'évolution des profils pour les simulations SMM. Les paramètres utilisés dans SMM sont les suivants : $Z_s = 87$; $E^* = 5.7$ MeV/nucléon ; énergie collective d'expansion $E_{coll} = 1$ MeV/nucléon ; déformation du volume de freeze-out avec un rapport d'aspect $R = 2$. On constate une quasi invariance des courbes en fonction de la coupure en angle de flot. La figure 3.8 montre les $\langle E_{cin} \rangle$ en fonction de Z pour un domaine angulaire d'émission des fragments. Il y a dans le cas d'une géométrie cigare, une nette évolution des courbes entre les émissions transverses et longitudinales par rapport à l'axe faisceau. La coupure en angle de flot conduit à des distributions angulaires des fragments peuplant tous les angles dans le centre de masse. En conséquence les séparations entre les diverses courbes deviennent très faibles dû aux contributions issues de divers domaines angulaires.

Cette quasi invariance est une information précieuse pour montrer que l'on a affaire à un échantillon homogène d'événements, c'est-à-dire provenant du même mécanisme. L'évolution des courbes en fonction du domaine en angle de flot, dans les données expérimentales, (diagramme du haut de la figure 4.2) montre que les échantillons sélectionnés ne sont pas nécessairement homogènes. A l'intérieur d'un même échantillon on a donc la contribution d'au moins deux mécanismes.

4.2.2 Comparaisons avec les prédictions du modèle statistique.

Pour notre étude nous allons examiner deux grandes familles d'observables :

- Les observables que l'on peut qualifier de statiques. Elles correspondent aux propriétés de la partition en taille : distributions de charge, multiplicités de fragments, charge totale sous forme de fragments, asymétrie de taille entre les deux ou trois plus gros fragments, etc...
- Les observables que l'on peut nommer dynamiques. Ce sont les distributions en énergie cinétiques, les distributions angulaires, les distributions des variables globales de forme, etc...

Les observables statiques

La figure 4.3 représente en grisé les distributions expérimentales de variables statiques pour les événements dont le θ_{flot} est compris entre 60 et 90 degrés pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon. Ces observables sont : la distribution de charges (a) ; la charge totale collectée sous forme de fragments Z_{b3} (b) ; la multiplicité des fragments M_{frag} (c) ; la multiplicité de particules de charge $Z \leq 2$ M_{plc} (d).

La distribution de charges décroît de manière continue avec l'augmentation de la charge et présente un plateau caractéristique entre $Z = 20$ et $Z = 30$ (figure 4.3 (a)). Cet intervalle de valeurs correspond typiquement à la taille la plus probable du plus gros fragment. De plus le nombre de fragments émis est important comme le montre la figure 4.3(c). La charge totale collectée sous forme de fragments atteint en moyenne une valeur de 63. Cette observable peut s'interpréter comme la quantité de matière dévolue à la formation d'une phase liquide quand on se place dans l'hypothèse d'une source unique en

équilibre thermique. En dernier lieu la multiplicité de particules légères est en moyenne de 16.8, ce qui est relativement important par rapport à l'ensemble des produits de réaction collectés.

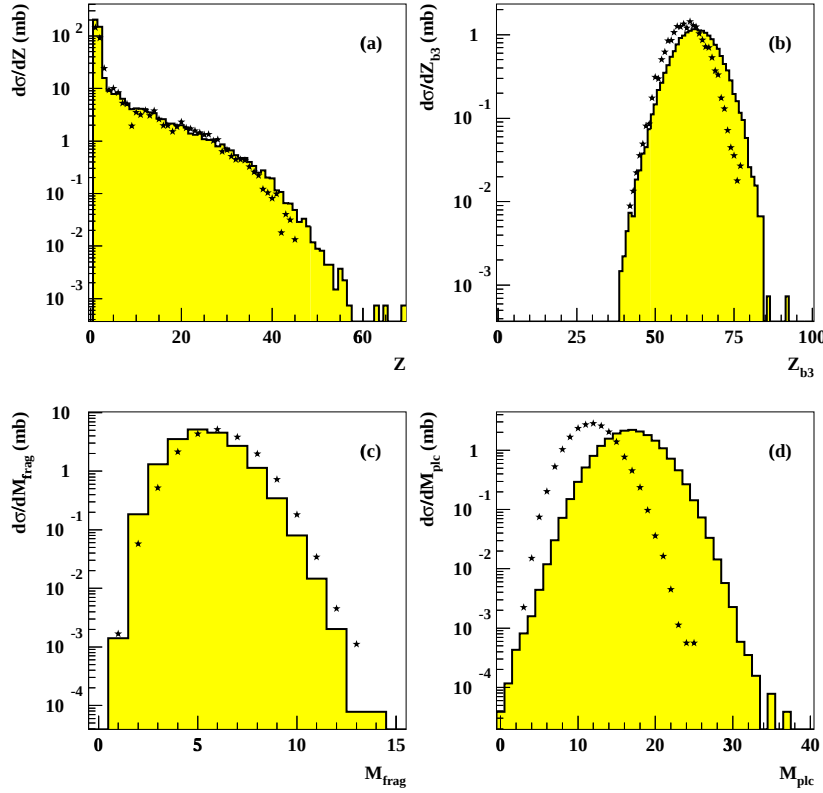


FIG. 4.3 – La distribution de charges (a); la charge totale collectée sous forme de fragments (b); la multiplicité des fragments (c) et la multiplicité de particules légères (d) sont représentées sur cette figure. La zone grisée représente les données expérimentales et les symboles en étoiles les simulations SMM. Les événements sont complets à 80% et vérifient $\theta_{flot} \in [60, 90]$, pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

L'observation concomitante d'une haute multiplicité de fragments M_{frag} et d'une grande valeur de Z_{b3} met en évidence une caractéristique très spécifique d'un système nucléaire formé dans une collision centrale noyau-noyau à une énergie proche de l'énergie de Fermi. Bien que l'énergie totale disponible par constituant est de l'ordre de l'énergie de liaison du noyau, une partie importante de la masse initiale reste liée, ce qui indique une grande stabilité de la matière nucléaire. Mais le système est tout de même fragile puisqu'il se décompose en de nombreux fragments.

Ces caractéristiques expérimentales sont comparées aux prédictions du modèle SMM. Les principaux ingrédients pour les calculs sont l'énergie d'excitation E_s^* , la masse A_s ,

la charge Z_s , et le volume de la source V_s . Pour la génération des partitions on suppose $V_s = 3V_0$ où V_0 est le volume occupé par un noyau avec une masse A_s pris à la densité de saturation. On notera que dans le modèle, les partitions de charge sont calculées en supposant un volume sphérique. La masse A_s est fixée en prenant le rapport N/Z de la source égal à celui du système initial $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ ($N/Z=1.38$). La charge de la source et l'énergie d'excitation au freeze-out sont déterminées en les considérant comme des paramètres ajustables pour reproduire les données expérimentales.

Plusieurs calculs ont été réalisés en supposant que tous les fragments mesurés de charge $Z \geq 3$ proviennent de la source. Pour la comparaison avec les données expérimentales, les événements simulés sont filtrés avec l'acceptance du dispositif expérimental et le critère de complétude a été appliqué aux événements générés. La taille du plus gros fragment joue un rôle majeur dans l'extraction de l'énergie d'excitation thermique par nucléon tandis que la multiplicité de fragments ($Z \geq 3$) et la charge totale liée dans les fragments (Z_{b3}) reflètent la taille de la source (voir [LEF99]). Dans la procédure de recherche, nous nous sommes limités à un seul ensemble de paramètres ce qui est une simplification du scénario supposé dans lequel la phase hors équilibre et la phase d'expansion doivent, en toute rigueur, conduire à toute une gamme de configurations de freeze-out. Malgré tout, le principal objectif de la présente confrontation aux données est d'examiner les caractéristiques générales, et la capacité du modèle à reproduire globalement les données. De ce fait, considérer un ensemble de configurations de freeze-out serait une meilleure reconstitution du scénario mais ne changerait pas l'image globale déduite de la comparaison avec les données.

En se basant sur de nombreuses simulations, on trouve que les caractéristiques expérimentales des partitions de charges sont bien reproduites en supposant $Z_s = 87$ et $E^* = 5.7$ MeV/nucléon. Les distributions obtenues avec ces paramètres et un volume de freeze-out sphérique sont représentées par les étoiles sur la figure 4.3. Les événements générés sont filtrés, vérifient le critère de complétude et sont sélectionnés en angle de flot. Toutes les observables statiques présentées sur la figure 4.3, à l'exception de la multiplicité de particules légères, sont bien reproduites par un modèle supposant une source équilibrée. Le désaccord sur la multiplicité de particules légères observé sur la figure 4.3(d) vient du fait que le modèle statistique SMM ne prend pas en compte les processus rapides de pré-équilibre se produisant au tout début de la réaction ou dans la phase d'expansion de la source (voir [LEN99]). Les particules produites dans ces réactions rapides et violentes sont principalement des particules légères. En conséquence, nous faisons l'hypothèse que la multiplicité de fragments (voir figure 4.3 (c)) est peu affectée par ces mécanismes, mais la multiplicité de particules légères prédite par le modèle est sous évaluée.

Les observables dynamiques : énergie cinétique.

La figure 4.4 regroupe quelques variables cinématiques. Ce sont les énergies cinétiques totales TEC_{frag} intégrées sur tous les fragments de charge $Z \geq 3$ (figures 4.4(a) et 4.4(c)) ; les énergies cinétiques moyennes des fragments $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ (figures 4.4(b) et 4.4(d)). Les

données expérimentales sont représentées par les histogrammes hachurés et les cercles. Les résultats de la simulation sont symbolisés par des étoiles. L'hypothèse que l'énergie d'excitation de la source est purement thermique sous-estime TEC_{frag} et $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ (voir figures 4.4(a) et 4.4(b)). Ce résultat est par ailleurs bien documenté et signale la présence d'énergie collective. Remarquons également que la forme du profil $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ est bien reproduite par la simulation. L'accord en valeur absolue est bien meilleur lorsqu'on ajoute 1 MeV/nucléon d'énergie collective d'expansion (voir figures 4.4(c) et 4.4(d)), quoique cette valeur surestime les variables cinématiques. En fait cette dernière valeur a été fixée en confrontant les simulations et un échantillon expérimental obtenu avec une procédure de sélection différente de la sélection en angle de flot, ce qui explique la différence dans la reproduction des données (voir chapitre 6 et figure 7.10).

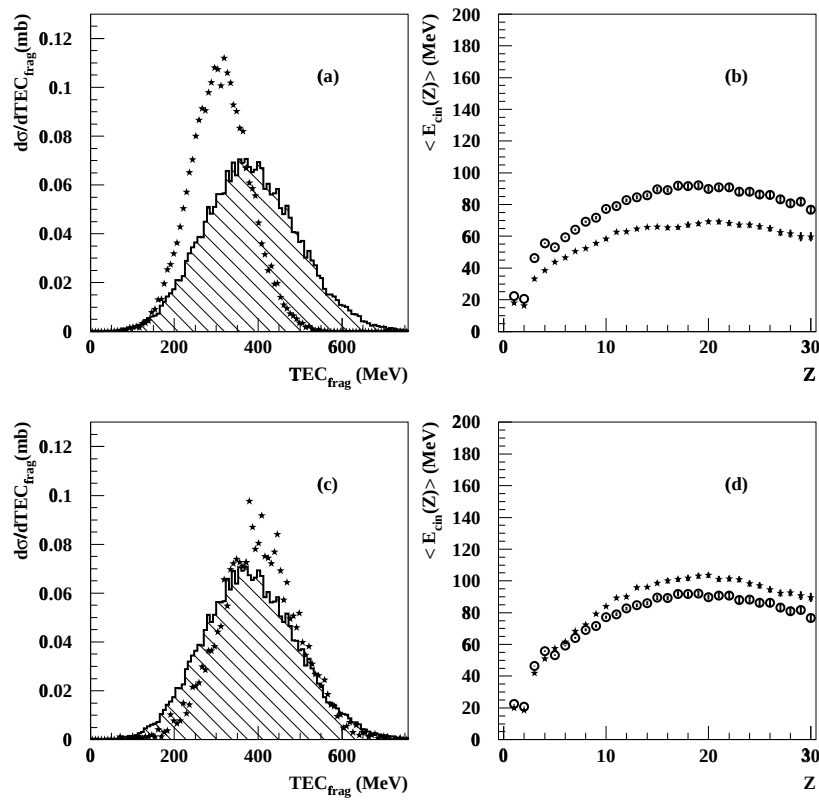


FIG. 4.4 – Distribution de l'énergie cinétique totale des fragments (TEC_{frag}) et profil des énergies cinétiques moyennes $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en fonction de la charge des fragments Z . Comparaisons des données expérimentales (zone hachurée et cercle) et des simulations (étoiles) pour des événements complets à 80% satisfaisant à la condition $\theta_{flot} \in [60, 90]$. Sur la première et deuxième ligne sont montrés les calculs SMM avec un rapport d'aspect $R = 1$ pour respectivement $E_{coll} = 0$ MeV/nucléon et $E_{coll} = 1$ MeV/nucléon.

	Données	SMM flot 1 MeV/A	SMM flot 0 MeV/A
$\langle \text{TEC}_{\text{frag}} \rangle$	384	402	309
$\sigma \text{TEC}_{\text{frag}}$	112	94	71

TAB. 4.1 – Valeurs moyennes et écarts types des distributions expérimentales et simulées des $\langle \text{TEC}_{\text{frag}} \rangle$ (exprimées en MeV).

Les valeurs moyennes et les écarts types des distributions expérimentales et simulées des $\langle \text{TEC}_{\text{frag}} \rangle$ sont reportés dans le tableau 4.1.

De cette étude des variables cinétiques on retiendra principalement :

- Le profil expérimental des $\langle E_{\text{cin}}(Z) \rangle$ a la forme typique d'un profil associé à une multifragmentation statistique.
- Les valeurs absolues de TEC_{frag} et $\langle E_{\text{cin}}(Z) \rangle$ sont bien reproduites si on ajoute une énergie collective.

Distributions angulaires et variables globales de forme: le cas du scénario sphérique.

La figure 4.5 représente la distribution angulaire du plus gros fragment de la réaction dans le centre de masse (figure 4.5(a)); la distribution de tous les fragments à l'exclusion du plus gros dans le centre de masse (figure 4.5(b)); la distribution de coplanarité (figure 4.5(c)), et la distribution de sphéricité (figure 4.5(d)). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité. Les résultats expérimentaux sont représentés par la zone grisée, les étoiles symbolisent les simulations. Les événements simulés sont obtenus en supposant $Z_s = 87$, $E^* = 5.7$ MeV/nucléon et $E_{\text{coll}} = 1$ MeV/nucléon. La géométrie de source choisie est une sphère ($R = 1$) et le mouvement d'expansion collectif est auto-similaire.

Sur la distribution angulaire du plus gros fragment dans le centre de masse un désaccord notable entre les données et les calculs théoriques est observable sur la figure 4.5(a) et ce particulièrement à 0° et 180° . De plus la distribution expérimentale de l'angle d'émission du plus gros fragment présente une forte asymétrie entre l'hémisphère avant et l'hémisphère arrière. Cette asymétrie ne semble pas provenir d'un biais dû à l'appareillage expérimental car elle n'apparaît pas dans les simulations qui subissent un filtrage. On en déduit donc que les événements de type monosource sont très peu altérés par le dispositif expérimental. Pour ce qui est de la distribution angulaire dans le centre de masse de tous les fragments à l'exclusion du plus gros, on constate le même type de désaccord entre la simulation et les données expérimentales, mais dans une moindre mesure (figure 4.5(b)).

Une différence de 0.05 ($\langle C \rangle = 0.20$ pour les données et $\langle C \rangle = 0.15$ pour la simulation SMM) est observée entre la valeur moyenne de la coplanarité pour les données expérimentales et pour les calculs, (figure 4.5 (c)). Cet écart est significatif étant donné que la coplanarité varie entre 0 et $\sqrt{3}/4$. Enfin la distribution de sphéricité représentée sur la figure 4.5 (d) surestime légèrement les données.

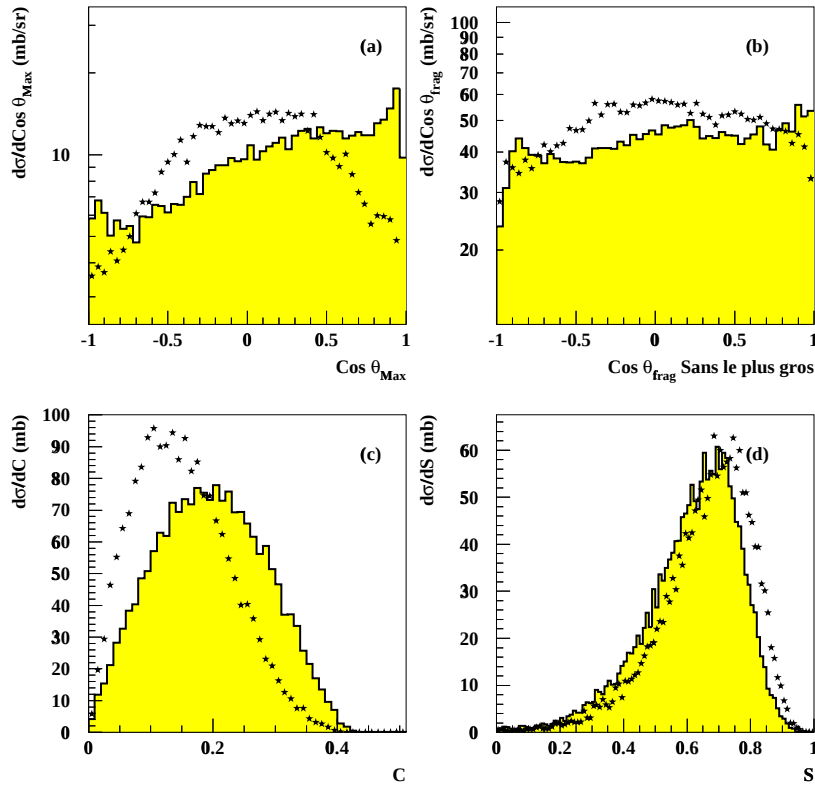


FIG. 4.5 – Distribution angulaire du plus gros fragment (a) ; distribution angulaire de tous les fragments à l'exclusion du plus gros (b) ; distribution de la coplanarité (c) ; distribution de la sphéricité (d). La zone grisée représente les données expérimentales et les symboles en étoiles les simulations SMM. Les événements sont complets et tels que $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$.

Sur la base des comparaisons ci-dessus, un désaccord est trouvé entre les données expérimentales et les résultats d'un calcul supposant la multifragmentation statistique d'une source avec une géométrie du volume de freeze-out de forme sphérique. L'étape suivante est l'étude de l'influence de la déformation de la source.

Distributions angulaires et variables globales de forme : freeze-out déformé et rotation.

Pour tenter de reproduire les données expérimentales il faut donc faire une hypothèse sur la forme de la configuration de freeze-out. Il convient d'estimer quels sont les scénarios les plus plausibles.

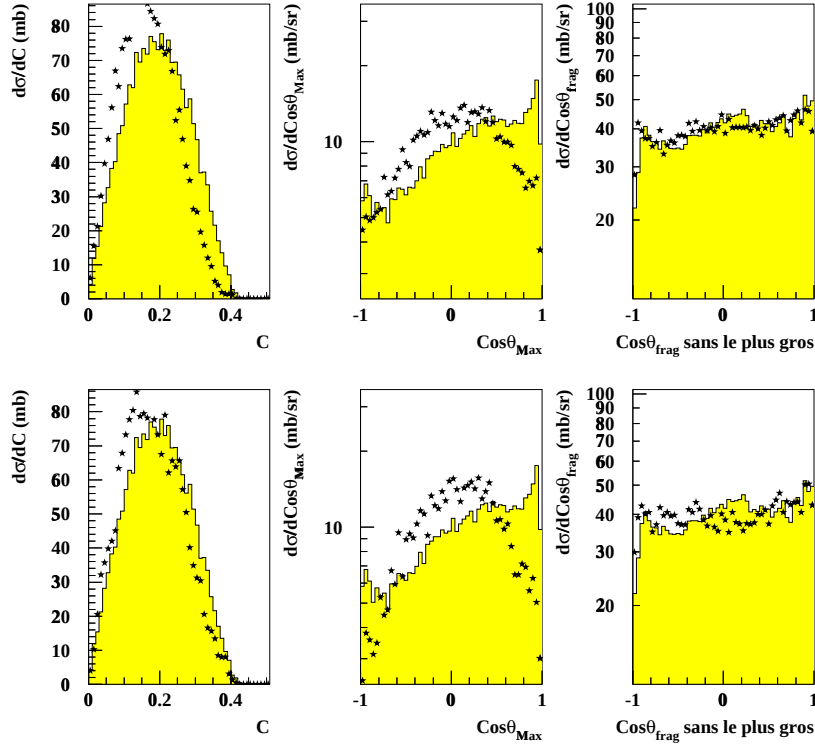


FIG. 4.6 – Distribution en coplanarité (1^{ère} colonne); distribution en angle d'émission du plus gros fragment (2^{ème} colonne) et distribution en angle d'émission de tous les fragments à l'exclusion du plus gros (3^{ème} colonne) pour les événements tels que $\theta_{f_{lot}} \in [60, 90]$. La zone grisée représente les données expérimentales. Les première et deuxième lignes représentent respectivement une configuration sphérique avec un mouvement rotationnel et une configuration de type cigare avec une énergie d'expansion de 1 MeV/A

Nous avons constaté que l'anisotropie des distributions angulaires augmente avec le rapport d'aspect R mesurant la déformation (figure 3.3). L'anisotropie des distributions obtenues avec des événements SMM étant insuffisante (figures 4.5(a) et 4.5(b)). Nous allons donc examiner des simulations supposant d'une part $R = 2$. et un mouvement collectif auto-similaire et d'autre part des simulations avec $R = 1$. et un mouvement collectif rotationnel. Les autres paramètres des simulations sont identiques au cas du volume de freeze-out sphérique.

Les première, deuxième et troisième colonnes de la figure 4.6 représentent respectivement la distribution en coplanarité, la distribution angulaire des fragments à l'exclusion du plus gros et la distribution angulaire du fragment le plus lourd pour les cas suivants:

- une forme sphérique avec une énergie de rotation de 1 MeV par nucléon (première ligne).
- une forme cigare avec 1 MeV par nucléon d'énergie d'expansion et un rapport d'aspect $R = 2$ (deuxième ligne).

Les événements considérés sont complets à 80% et satisfont à la condition $\theta_{flot} \in [60, 90]$. Les résultats des simulations (étoiles) de la figure 4.6 sont comparés aux données expérimentales (aires grisées). Les divers spectres ont été normalisés à l'unité, de manière à pouvoir comparer leurs formes respectives.

Regardons le scénario d'une configuration sphérique en rotation. Un très bon accord est obtenu pour la distribution de tous les fragments à l'exclusion du plus gros. La distribution angulaire du plus gros fragment n'est pas reproduite correctement. La distribution simulée en coplanarité est décalée vers des valeurs plus faibles.

L'hypothèse d'une forme cigare avec une énergie de flot de 1 MeV/nucléon reproduit correctement la distribution de coplanarité et la distribution angulaire de tous les fragments à l'exclusion du plus gros. Le désaccord concernant la distribution angulaire du plus gros fragment persiste. La forte asymétrie entre hémisphère avant et hémisphère arrière n'est toujours pas expliquée. **Pour expliquer cette augmentation anormale du taux de production aux angles avants pour la sélection à l'aide d'une coupure en angle de flot, il faut faire l'hypothèse d'une contribution d'un mécanisme se superposant au mécanisme de la multifragmentation statistique d'une source, et que la sélection n'a pas permis d'éliminer.**

Néanmoins, cette étude des distributions angulaires et des distributions des variables de forme montre que les paramètres les mieux adaptés pour reproduire les données expérimentales sont :

- Un volume de freeze-out allongé selon l'axe du faisceau ($R > 1$)
- Une énergie d'expansion auto-similaire pour coupler l'espace des positions et l'espace des impulsions.

Influence de la sélection.

Sur la base des observables considérées, les différences entre les scénarios envisagés restent très tenues comme le montre la figure 4.6. Notamment la distribution angulaire du plus gros fragment est quasiment identique quel que soit le scénario. Nous sommes très éloigné des signatures claires et spectaculaires montrées à la figure 3.10. La réponse est dans l'examen de la figure 3.11. Il y a une très forte corrélation entre l'angle de flot et l'angle d'émission du fragment le plus gros. Ainsi, sélectionner en θ_{flot} entraîne une contrainte sur les angles d'émissions du gros fragment. En prenant $\theta_{flot} \in [60, 90]$ on oblige le plus gros fragment à être émis principalement dans la direction transverse [CHAR98]. Ce qui explique pourquoi, les distributions angulaires de ces fragments sont

très semblables après sélection en θ_{flot} , alors qu'elles sont distinctes avant sélection. Le constat est analogue pour les profils en énergie cinétique $\langle E_{cin}(Z) \rangle$. Alors que la dépendance angulaire de ce profil donne des informations précieuses sur la configuration de freeze-out, la sélection en $\theta_{flot} \in [60, 90]$ lave complètement les différences, et les scénarios deviennent non distincts. Nous voyons donc que la sélection des événements de type monosources à l'aide de l'angle de flot conduit à une situation délicate. Cette sélection a pour conséquence la perte des outils les plus puissants pour étudier la forme de la configuration de freeze-out. Néanmoins des traces d'un effet de déformation restent visibles, principalement sur les distributions des variables de forme.

Compatibilité avec les événements complets.

Fort de ce résultat sur la forme de la source, il convient de vérifier la cohérence de cette hypothèse avec l'ensemble des données expérimentales. Même si le scénario d'une monosource déformée explique de nombreuses observables expérimentales des événements à grand θ_{flot} , il ne peut expliquer les événements à faible θ_{flot} comme l'indique le profil en énergie cinétique. Nous devons vérifier la compatibilité d'un scénario de formation d'une monosource déformée avec l'hypothèse de la coexistence de deux mécanismes prédominants. En effet la distribution expérimentale de $\cos(\theta_{flot})$ est fortement piquée dans la direction du faisceau et les profils d'énergie cinétique indiquent la présence de collisions binaires.

Considérons une simulation SMM sous forme de cigare. Nous nommerons f les fonctions associées aux données expérimentales et g les fonctions associées aux simulations. La fonction $f(x)$ représente la distribution de l'observable x .

Supposons que tous les événements expérimentaux tels que $\theta_{flot} \in [60, 90]$ soient de type monosource (zone hachurée sur la figure 4.7).

$$N_{Exp}^{60,90} = \int_{\cos(60)}^{\cos(90)} f(\cos(\theta_{flot})) d\cos(\theta_{flot}) \quad (4.1)$$

est le nombre d'événements expérimentaux tels que $\theta_{flot} \in [60, 90]$.

$$N_{SMM}^{60,90} = \int_{\cos(60)}^{\cos(90)} g(\cos(\theta_{flot})) d\cos(\theta_{flot}) \quad (4.2)$$

est le nombre d'événements simulés vérifiant $\theta_{flot} \in [60, 90]$.

Les distributions simulées sont normalisées par un facteur ϱ tel que

$$N_{Exp}^{60,90} = \varrho \times N_{SMM}^{60,90} \quad (4.3)$$

Si l'on suppose deux mécanismes dans les données expérimentales alors

$$\varrho \times g(x) \leq f(x) \quad \forall x \quad (4.4)$$

x étant une observable quelconque, car les données expérimentales comprennent l'ensemble des deux mécanismes. Les distributions des observables du mécanisme de type binaire qui se superpose au mécanisme de multifragmentation sont donc

$$h(x) = f(x) - \varrho \times g(x) \quad (4.5)$$

Concentrons-nous sur les événements tels que $\theta_{flot} \in [25, 45]$ car dans cet intervalle il est supposé un fort mélange entre les deux mécanismes (zone grisée sur la figure 4.7).

La distribution expérimentale de $f(\cos(\theta_{flot}))$ est symbolisée par l'histogramme sur la figure 4.7 pour les événements complets de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon. La ligne pointillée représente $h(\cos(\theta_{flot}))$. Les étoiles représentent $\varrho \times g(\cos(\theta_{flot}))$. Les zones hachurées et grisées représentent respectivement l'intervalle où sont normalisés les distributions et l'intervalle où vont être comparées les contributions des deux mécanismes ($g(x)$ et $h(x)$) pour x une quelconque observable. Sur cette figure il est évident que la propriété $\varrho \times g(\cos(\theta_{flot})) \leq f(\cos(\theta_{flot}))$ est respectée.

Sur les figures 4.7(c) et 4.7(b) la zone grisée, la ligne pointillée et les étoiles représentent respectivement $f(x)$, $h(x)$ et $\varrho \times g(x)$. La distribution en coplanarité (b) et la distribution en sphéricité (c) présentent toute la propriété $\varrho \times g(x) \leq f(x)$. De ce fait nous concluons que le scénario d'un volume de freeze-out déformé est compatible avec les données expérimentales.

La comparaison de $h(x)$ et $\varrho \times g(x)$ permet de distinguer les deux mécanismes dans les données. Sur la figure 4.7(b) est représentée la distribution en coplanarité. Entre le spectre en étoiles et celui en pointillé, il existe une légère différence de la valeur moyenne, montrant que les événements issus du calcul SMM ($\varrho \times g(C)$) sont en moyenne plus sphériques que ceux issus d'un processus de type binaire ($h(C)$) (C coplanarité). La conclusion donnée par la figure 4.7(b) est renforcée par la figure 4.7(c) où l'on constate nettement une différence entre les deux mécanismes sur les distributions de sphéricité où les deux composantes $h(S)$ et $\varrho \times g(S)$ (S sphéricité) sont clairement séparées.

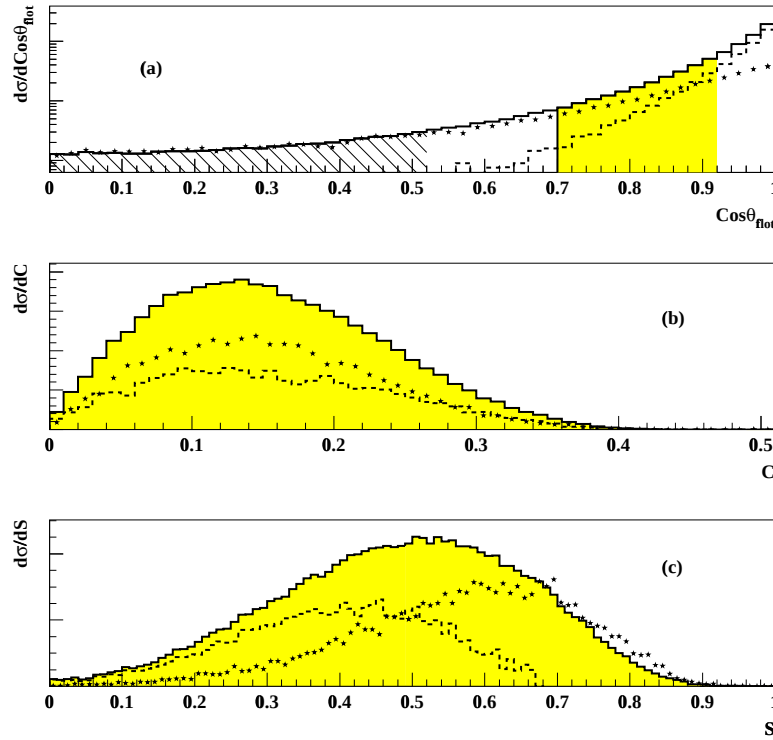


FIG. 4.7 – *Distribution en angle de flot pour les événements complets (a). La distribution en coplanarité et en sphéricité pour $\theta_{flot} \in [25, 45]$, sont représentées respectivement en (b) et (c). La zone hachurée représente les événements auxquels sont normalisées les courbes ($\theta_{flot} \in [60, 90]$) pour les événements et les simulations. La zone grisée représente la gamme en angle de flot entre 25 et 45 degrés pour les données. Les étoiles représentent les résultats du calcul SMM avec une géométrie de type cigare. Les histogrammes en pointillés représentent le résultat de la soustraction des calculs aux données.*

Toutes ces observations permettent de conclure que l'hypothèse d'une source avec une déformation de type cigare allongé selon l'axe du faisceau est parfaitement compatible avec les données expérimentales. Il convient donc de prendre en compte ce résultat et de ne pas se limiter à une géométrie sphérique qui simplifie l'image du processus de multifragmentation de la monosource dans les collisions centrales de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon. Une telle géométrie permet, de plus, d'expliquer la faible variation des distributions de charges pour les événements tels que $\theta_{flot} \in [60, 90]$ par rapport aux événements tels que $\theta_{flot} \in [25, 90]$. En effet, pour $\theta_{flot} \in [25, 90]$ le mélange entre les mécanismes est tels que les altérations de la distribution de charges sont mineures par rapport à $\theta_{flot} \in [60, 90]$ [CHAR98].

Toute analyse cherchant à interpréter une partie des données (échantillon sélectionné avec θ_{flot}) doit s'assurer de sa compatibilité avec l'ensemble des données [DES00].

Rôle de la dimension du tenseur.

Jusqu'à présent n'était considéré que le cas du tenseur en énergie. Pour le calcul théorique réalisé avec SMM les hypothèses sont telles que la sélection doit être quasiment indépendante du choix du tenseur [CHAR98].

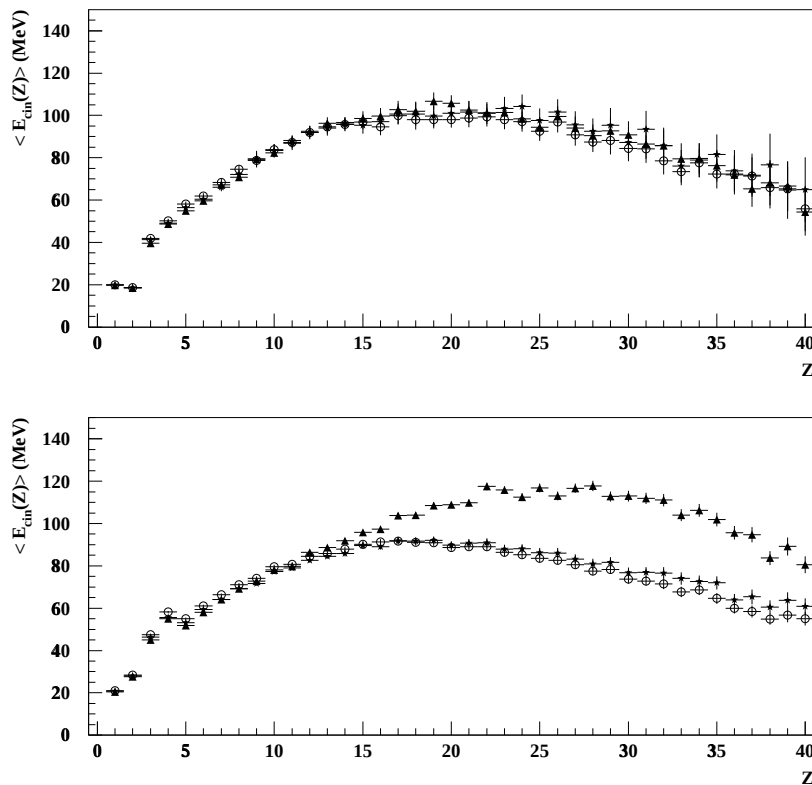


FIG. 4.8 – Énergie cinétique moyenne en fonction de la charge des fragments pour une sélection en angle de flot entre 60 et 90 degrés pour différents tenseurs. Les cercles, étoiles, triangles représentent respectivement les cas d'un tenseur en énergie, en impulsion et sans dimension. Simulation SMM avec une géométrie cigare (diagramme du haut) et données expérimentales (diagramme du bas).

Le tenseur qui permet de calculer l'angle de flot peut être de trois types (voir section 3.2) :

- En énergie
- En impulsion
- Sans dimension

Avec les trois tenseurs on va obtenir trois distributions de l'angle de flot. Nous allons regarder les différences des échantillons tels que $\theta_{flot} \in [60, 90]$ en fonction du type de tenseur utilisé pour calculer θ_{flot} .

Cette propriété d'indépendance des résultats vis-à-vis du choix du tenseur est montrée sur la figure 4.8(a) où sont représentées les énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leurs charges pour les événements vérifiant $\theta_{flot} \in [60, 90]$. Sur la figure 4.8(a) tous les profils se superposent, donc le changement de tenseur n'a pas affecté la sélection. Notons qu'une étude systématique en supposant différentes formes de volume de freeze-out conduit à la même conclusion. **Il semble donc que cette invariance soit une propriété d'une désintégration statistique.** Pour les données expérimentales la situation est différente (figure 4.8 (b)). Nous constatons que pour les événements vérifiant $\theta_{flot} \in [60, 90]$ au moyen d'un tenseur en impulsion ou en énergie les résultats sont quasiment les mêmes, mais pour le tenseur sans dimension, une très grande différence dans le profil est visible.

De cette étude on peut conclure que les événements vérifiant $\theta_{flot} \in [60, 90]$ avec θ_{flot} calculé avec le tenseur en énergie ne sont pas homogènes, vient s'ajouter une composante issue d'un autre mécanisme. Cette composante supplémentaire pourrait expliquer le désaccord pour ce qui concerne la distribution angulaire du plus gros fragment aux angles avants.

D'autres travaux ont été entrepris pour expliquer le surplus de production du plus gros fragment aux angles avant :

- Inclure une légère déflexion de l'axe principal du volume de freeze-out par rapport à l'axe du faisceau
- La prise en compte (très simplifiée) de l'asymétrie de matière projectile-cible pour la génération des positions des fragments dans le volume de freeze-out.

Toutes ces tentatives n'ont pas permis d'expliquer le surplus de fragments aux angles avant et les changements du profil des $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en fonction de Z avec le changement de tenseur pour les événements vérifiant $\theta_{flot} \in [60, 90]$.

4.2.3 Résumé et conclusions

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de notre étude des événements sélectionnés avec l'angle de flot dans les collisions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon.

- La géométrie non sphérique de la source de multifragmentation est visible grâce à des signatures cinématiques claires dans les données $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.
- Les événements sélectionnés tels que $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$ sont compatibles avec un scénario d'une désintégration statistique d'une monosource déformée d'axe principal orienté suivant la direction du faisceau; un mouvement collectif est nécessaire pour expliquer les variables cinématiques.
- La sélection en angle de flot $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$ ne sélectionne qu'un échantillon statistique faible des collisions conduisant à la formation d'une monosource. Sur la base des simulations on peut estimer qu'une part importante (environ 10%) des événements à petit angle de flot provient de collisions conduisant à la formation de monosources (à comparer à un taux de 1% dans le cas d'une sphère).
- Un mécanisme caractérisé par une forte rémanence de la voie d'entrée prédomine aux petits angles de flot ($\theta_{\text{flot}} \leq 25^\circ$).
- Un désaccord subsiste sur la distribution angulaire du plus gros fragment pour les événements tels que $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$. On observe dans les données une accumulation de la production du plus gros fragment lorsqu'il est émis à l'avant.
- Différentes tentatives n'ont pas permis d'expliquer ce désaccord dans le cadre strict d'une désintégration statistique ou en invoquant l'acceptance du détecteur.
- La topologie atypique de la distribution angulaire du plus gros fragment et la variation du profil en énergie cinétique avec le choix du tenseur indiquent la présence d'événements à forte rémanence de la voie d'entrée dans l'échantillon caractérisé par $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$. Cette contribution est de l'ordre de la dizaine de pour cent.
- On peut élargir la sélection des événements monosources à la tranche $\theta_{\text{flot}} \in [45, 90]$, la contribution "voie d'entrée" de type binaire demeure faible pour ce domaine [BOU99].

On constate à ce niveau de l'analyse un certain nombre de problèmes pour trouver une variable de sélection isolant un échantillon pur de multifragmentation d'une monosource. Malgré tout dans cette gamme en angle de flot, un mécanisme de désintégration d'une source unique à l'équilibre thermique est le mécanisme dominant.

4.3 Sélection au moyen de l'angle d'émission du plus gros fragment détecté.

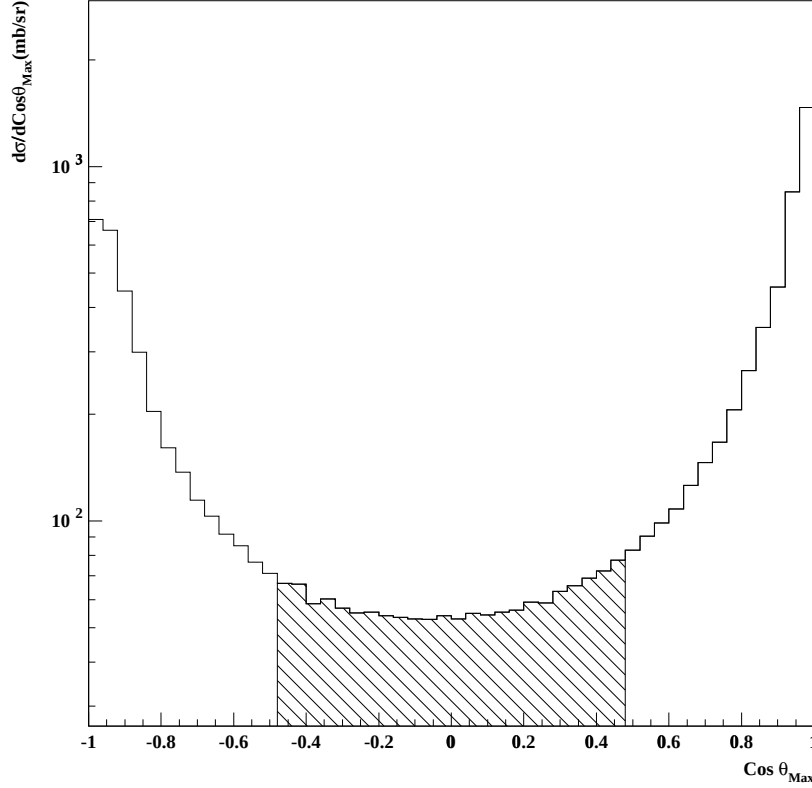


FIG. 4.9 – *Distribution angulaire du plus gros fragment. La zone hachurée représente les données expérimentales sélectionnées et l'histogramme en blanc l'ensemble des événements. Les événements considérés sont complets à 80% et proviennent de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.*

Nous avons vu dans la section précédente que de nombreuses observables peuvent s'expliquer en supposant une désintégration statistique à partir d'une source déformée. Néanmoins la distribution en angle de flot, qui, comme on l'a souligné plusieurs fois est très sensible à la déformation du volume de freeze-out ne peut être comparée à celle d'un à un modèle puisque nous l'avons utilisé comme sélecteur. Pour ne pas utiliser l'angle de flot comme sélecteur et ainsi accéder à sa distribution sans la biaiser, nous avons choisi l'angle d'émission du plus gros fragment détecté dans l'événement. En effet, on peut raisonnablement supposer que si le fragment le plus gros fragment de la réaction est diffusé perpendiculairement à l'axe du faisceau, alors il y a eu une très forte conversion de la direction initiale et donc une perte de mémoire de la

voie d'entrée. Ce faisant, on espère éliminer naturellement la contribution d'un mécanisme binaire à l'avant. Il est évident que la sélection à l'aide de l'angle d'émission du plus gros ne permet plus d'utiliser cette observable pour tester les scénarios. Il s'agit à ce niveau d'obtenir des informations croisées sur la topologie des monosources, avec l'espoir que cette nouvelle sélection permette d'exclure la contamination du mécanisme binaire.

La figure 4.9 présente la distribution angulaire du plus gros fragment ($\cos(\theta_{Max})$) pour l'échantillon des événements complets à 80% mesurés dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon. La zone hachurée montre les événements tels que $\theta_{Max} \in [60, 120]$

Nous avons vérifié qu'avec une telle coupure toutes les variables statiques telles que la distribution de charge, la distribution de M_{frag} , et la distribution de Z_{b3} sont bien reproduites par les simulations SMM. Nous nous intéressons plus particulièrement aux variables angulaires et énergétiques qui signent les effets de la déformation.

Dans la figure 4.10(a) sont représentées les mêmes informations que sur la figure 4.9 et sur les figures 4.10(b), 4.10(c) et 4.10(d) sont représentées respectivement la distribution angulaire de tous les fragments à l'exclusion du plus gros ; la distribution en angle de flot et l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge des fragments. L'histogramme représente la totalité des événements complets, les étoiles symbolisent les simulations SMM et la zone hachurée montre les événements complets tels que $\theta_{Max} \in [60, 120]$. La distribution angulaire expérimentale du fragment le plus gros à une forme en "U". Tout comme la distribution de l'angle de flot des événements complets a été interprétée comme la somme de deux contributions provenant de deux mécanismes, la distribution angulaire du plus gros fragment est interprétée comme étant elle aussi la somme de deux mécanismes. Un mécanisme de type binaire avec diffusion d'un rémanent de quasi-projectile et d'une quasi-cible ; un mécanisme de désintégration d'une monosource. Cette forme en "U" de la distribution angulaire expérimentale permet d'exclure plusieurs scénarios pour la composante statistique. Sur la base des résultats présentés section 3.2.3, seuls les scénarios d'une configuration de type cigare déformé suivant l'axe du faisceau, ou un scénario incluant un mouvement rotationnel induisent cette forme typique en "U" pour la distribution angulaire du gros fragment. Ce sont ces deux scénarios que nous allons examiner. Pour l'analyse qui suit, les événements sont retenus si le fragment le plus lourd de l'événement est émis entre 60 et 120 degrés dans le centre de masse de la réaction, et l'échantillon est confronté aux simulations.

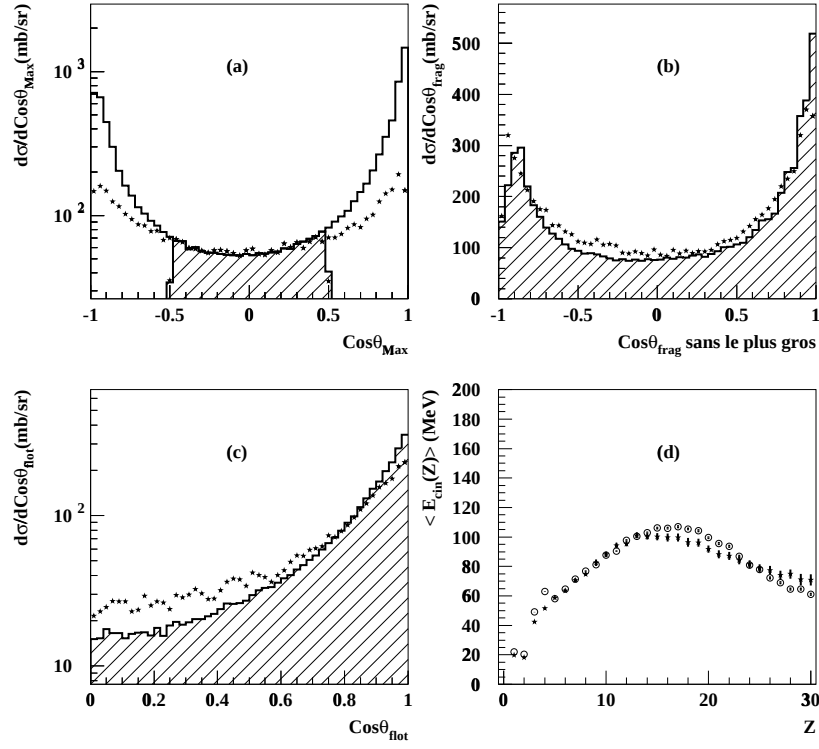


FIG. 4.10 – Distribution angulaire du plus gros fragment (a); distribution de tous les fragments à l'exclusion du plus gros (b); Distribution en angle de flot (c); énergie cinétique moyenne en fonction de la charge des fragments (d). La zone hachurée (ou cercles) représente les données expérimentales et les étoiles représentent les simulations SMM avec un volume de freeze-out de forme cigare et un mouvement collectif auto-similaire. Les événements satisfont la condition $\theta_{\text{Max}} \in [60, 120]$.

4.3.1 Hypothèse d'une configuration déformée.

Les autres diagrammes de la figure 4.10 représentent quelques caractéristiques des événements tels que $\theta_{\text{Max}} \in [60, 120]$: la distribution angulaire de tous les fragments à exclusion du plus gros (figure 4.10(b)); la distribution en angle de flot (figure 4.10(c)); les énergies cinétiques moyennes en fonction de Z (figure 4.10(d)).

Les paramètres de la simulation sont :

- Une taille de source $Z_s = 87$
- Une énergie d'excitation de 5.7 MeV par nucléon
- Une énergie d'expansion de 1 MeV par nucléon
- Un rapport d'aspect $R = 2$.

La distribution angulaire du plus gros fragment obtenue avec ces paramètres est reportée figure 4.10 (a) (étoiles). Elle reproduit bien la forme expérimentale dans le domaine $\theta_{Max} \in [60, 120]$ et demeure incluse dans la distribution expérimentale à l'extérieur de ce domaine angulaire. Sur la figure 4.10(b) on constate que la distribution des fragments à l'exclusion du plus gros est très bien reproduite par les simulations. La distribution expérimentale de l'angle de flot (zone hachurée sur la figure 4.10(c)) est piquée à des valeurs faibles de $\cos(\theta_{flot})$ mais l'anisotropie de la distribution a nettement diminué par rapport à la situation sans coupure sur θ_{max} . La distribution calculée reproduit très raisonnablement les données, ce qui indique la pertinence du scénario supposant une déformation du freeze-out. La figure 4.10(d) représente les profils en énergie cinétique moyenne $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ pour les données (cercles vides) et pour les simulations (étoiles). La tendance globale des deux courbes est la même avec une montée jusqu'à environ $Z = 15$ puis une descente. Les valeurs expérimentales sont sous-estimées d'au maximum 10 MeV pour $Z \in \{13, \dots, 25\}$ puis sont surestimées.

4.3.2 Hypothèse d'une configuration en rotation.

Un autre scénario envisageable pour reproduire les données expérimentales est celui d'une sphère avec une énergie collective rotationnelle. Sur la figure 4.11 sont représentées les mêmes observables avec les mêmes dénominations que pour la figure 4.10. Le seul changement est le passage d'un scénario supposant une configuration de type cigare avec de l'énergie d'expansion à un scénario supposant une configuration sphérique en rotation. Les figures 4.11(a) 4.11(b) et 4.11(c) présentent les mêmes caractéristiques que dans la figure 4.10. L'accord global entre les données et l'expérience est nettement moins bon. La distribution angulaire de tous les fragments à l'exclusion du plus gros est moins bien reproduite que dans le scénario avec déformation. Pour le profil $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ (figure 4.11(d)) on observe une surestimation d'environ 20 MeV des données expérimentales par la simulation SMM pour les $Z \geq 20$. La différence majeure entre la figure 4.11 et la figure 4.10 concerne la distribution de l'angle de flot (figure 4.11(c) et 4.10(c)). Autant la simulation avec un volume de freeze-out de type cigare reproduisait bien les données, autant la distribution obtenue dans l'hypothèse d'une sphère en rotation est en désaccord.

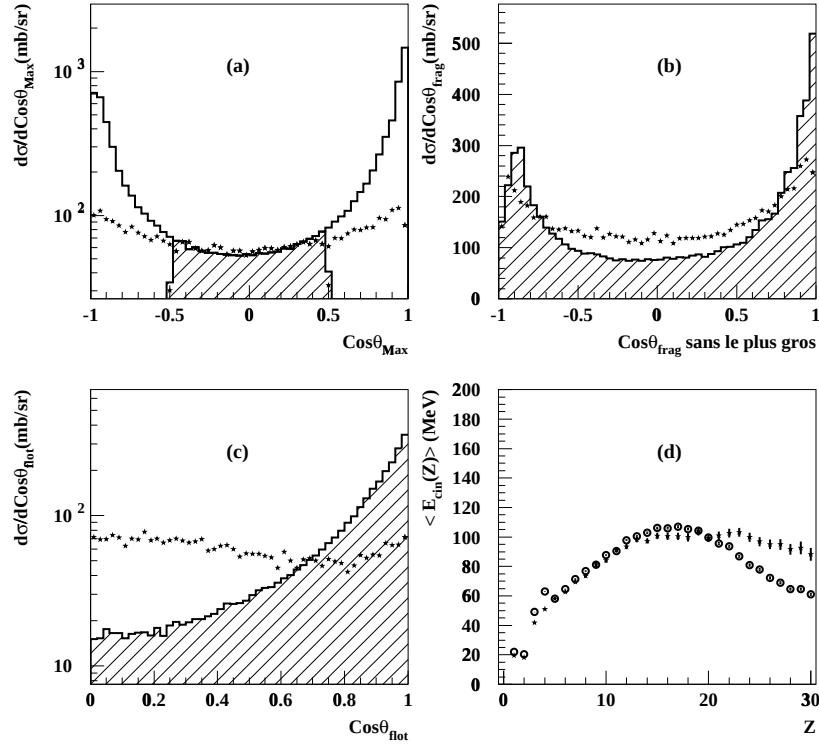


FIG. 4.11 – Distribution angulaire du plus gros fragment (a) ; distribution de tous les fragments à l'exclusion du plus gros (b) ; distribution en angle de flot (c) ; profil en énergie cinétique $\langle E_{\text{cin}}(Z) \rangle$. La zone hachurée représente les données expérimentales et les étoiles symbolisent les simulations SMM avec un volume de freeze-out sphérique et un mouvement collectif rotationnel. Les événements satisfont la condition $\theta_{\text{Max}} \in [60, 120]$

On constate que la coupure θ_{Max} n'a pas changé la forme de la distribution en angle de flot dans le cas d'un scénario où la source est allongée selon l'axe du faisceau (figure 4.10(c)). Il y a donc une dépendance avec θ_{Max} lorsque l'on fait une coupure en θ_{flot} comme le montre la figure 4.5(a). Mais l'inverse n'est pas vérifié à la fois dans des données et dans un scénario SMM où l'on suppose une forme allongée selon l'axe du faisceau. Dans un scénario rotationnel les fragments d'un événement donné sont émis dans un disque. La direction du moment angulaire est dans le plan perpendiculaire au faisceau. Pour avoir le gros fragment émis à 90° par rapport au faisceau il donc faut avoir un fragment placé (dans l'espace des positions) dans le plan constitué par l'axe du faisceau et le vecteur perpendiculaire à l'axe du faisceau et à la direction du moment angulaire. De part la conservation de l'impulsion, quand le fragment sera émis à 90° par rapport au faisceau, les autres fragments vont être émis dans la direction opposée pour conserver l'impulsion totale. Il va donc y avoir en moyenne un alignement du flux d'énergie sur un axe perpendiculaire à celui du faisceau donc l'angle de flot va se retrouver à 90° lui aussi.

En conclusion, la distribution plate de $\cos \theta_{flot}$ obtenue pour le scénario de la sphère en rotation ne reproduit absolument pas les données expérimentales. Cette constatation montre une fois de plus, mais dans le cadre d'une procédure de sélection utilisant l'angle d'émission du plus gros fragment, que le scénario d'un volume de freeze-out de type cigare est le mieux adapté pour expliquer les données. Néanmoins, cette procédure de sélection a pour conséquence majeure d'interdire l'accès à l'ensemble de la distribution angulaire du plus gros fragment.

Pour sélectionner des événements de type monosource, il va donc falloir trouver une variable la moins corrélée possible aux variables angulaires et énergétiques des fragments. De nombreuses variables sont utilisées pour signer la centralité des collisions. Les plus communément utilisées et répertoriées dans la littérature sont l'énergie transverse des particules légères et la multiplicité totale de particules chargées. Ce sont ces procédures de sélection que nous allons appliquer maintenant aux données $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$.

4.4 Les sélections en multiplicité totale de particules chargées.

La multiplicité totale de particules chargées M_{tot} est le nombre total de particules chargées collectées dans l'événement. C'est l'observable la plus simple que l'on puisse construire pour signer la violence de collision. Plus la multiplicité est grande, plus la conversion de l'énergie relative incidente en chaleur de réaction et en énergie cinétique des produits est grande, plus la collision est violente. Les événements de type monosource devraient se trouver dans les événements dont la multiplicité est élevée.

Un autre sélecteur de violence est l'énergie transverse totale des particules légères, E_{T12} qui est définie comme suit.

$$E_{T12} = \sum_{i=1}^{M_{plc}} E_i \sin^2(\theta_i) \quad (4.6)$$

où M_{plc} est la multiplicité de particules légères chargées ($Z \leq 2$), E_i et θ_i sont l'énergie cinétique et l'angle polaire de la particule considérée. L'énergie transverse a la propriété d'être invariante par changement de référentiel. Cette variable a été largement utilisée dans les références [PLA00]. La multiplicité de particules légères étant dominante pour le calcul de la multiplicité totale, il y a une forte corrélation entre M_{tot} et E_{T12} . Nous étudierons seulement les propriétés des échantillons d'événements sélectionnés à l'aide de la multiplicité totale de particules chargées.

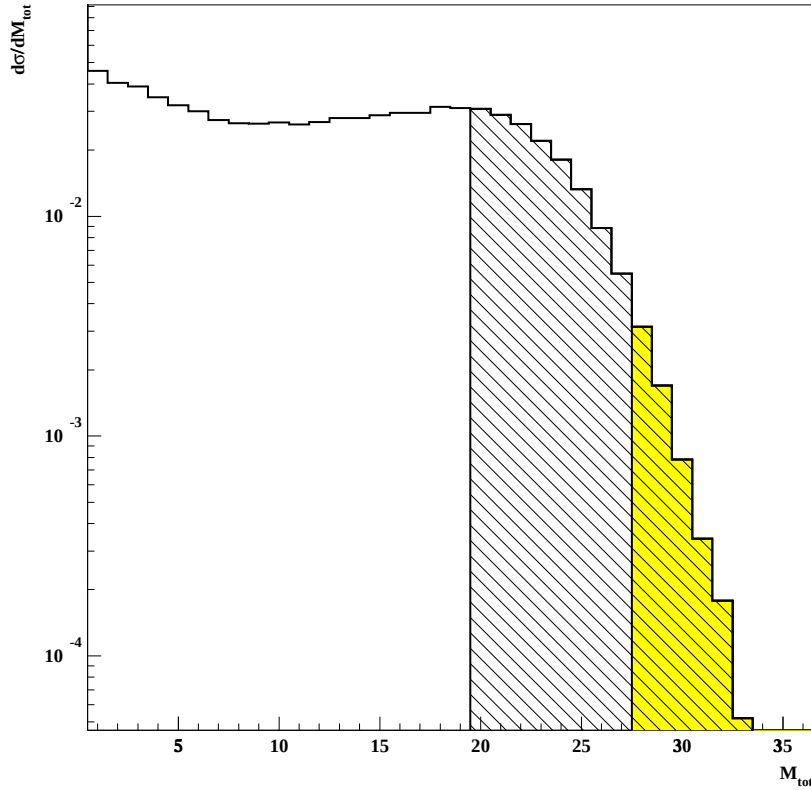


FIG. 4.12 – *Distribution en multiplicité de particules chargées. Les parties hachurée et grisée correspondent respectivement à $M_{tot} \geq 20$ et $M_{tot} \geq 28$.*

La multiplicité totale de particules chargées peut être utilisée pour donner une estimation du paramètre d'impact. La relation grossière entre ces deux quantités peut se traduire par l'expression suivante.

$$b_{red} = \frac{b}{b_{max}} = \left[\int_{M_{tot}(b)}^{\infty} P(M_{tot}) dM_{tot} \right]^{1/2} \quad (4.7)$$

Dans cette expression b_{red} est le paramètre d'impact réduit c'est-à-dire normalisé à la valeur limite du paramètre d'impact b_{max} . Cette valeur de b_{max} est évaluée en se plaçant dans le cadre de l'approximation géométrique. Pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ cette valeur est : $b_{max} = 12.2$ fm. La fonction $P(M_{tot})$ est la densité de probabilité de la distribution en multiplicité totale de particules chargées.

La distribution de M_{tot} est représentée figure 4.12 pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon. Étant donné la relation existant entre la multiplicité totale et le paramètre d'impact, nous allons nous intéresser à deux classes d'événements : une classe correspondant à environ 10 % ($\approx 600\text{mb}$) de la section efficace totale de réaction (zone

hachurée sur la figure 4.12); l'autre classe correspond à environ 1% ($\approx 50\text{mb}$) de la section efficace de réaction (zone grisée sur la figure 4.12). Ces deux sélections correspondent aux coupures $M_{tot} \geq 20$ et $M_{tot} \geq 28$.

Dans un premier temps nous analyserons l'échantillon des événements qui satisfont à la condition $M_{tot} \geq 20$. La figure 4.13 montre la distribution de charge (a), la multiplicité de fragments (b), la distribution angulaire du plus gros fragment de l'événement (c) et l'énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de leurs charges (d). L'angle d'émission et l'énergie cinétique des fragments sont calculés dans le centre de masse de la réaction. Les histogrammes hachurés et les cercles représentent les données expérimentales, tandis que les étoiles représentent les prédictions du modèle SMM obtenues avec l'ensemble des paramètres suivants: $Z_s = 87$; $E^* = 5.7$ MeV/nucléon; énergie collective d'expansion $E_{coll} = 1$ MeV/nucléon; déformation du freeze-out avec un rapport d'aspect $R = 2$. Les événements issus de la simulation SMM ne sont pas sélectionnés en multiplicité totale car les réactions de pré-équilibre, dans les premiers instants de la collision, ne sont pas prises en compte dans SMM, il n'est donc pas possible de normaliser les distributions de M_{tot} entre elles. De ce fait on compare l'échantillon sélectionné dans les données à l'ensemble des événements complets à 80% issus de la simulation. Dans les données la condition de complétude est partiellement assurée par la condition $M_{tot} \geq 20$.

4.4.1 Sélection avec la coupure $M_{tot} \geq 20$.

Pour cette sélection, les variables statiques liées aux partitions en charge possèdent des distributions très similaires à celles obtenues en utilisant la sélection en angle de flot. Cela justifie l'emploi des mêmes paramètres pour les simulations avec le modèle SMM (du moins pour ce qui concerne la taille de la source et son énergie d'excitation thermique). La distribution de charge (figure 4.13(a)) est très bien reproduite par la simulation. La distribution de multiplicité de fragments M_{frag} prédite par le calcul est légèrement décalée par rapport à la distribution expérimentale. En fait, dans la procédure de sélection avec M_{tot} on n'applique pas de critère de complétude, de sorte que dans l'échantillon sont présents des événements moins bien mesurés au sens de la complétude. Ceci est visible sur la figure 4.13(b) où est reportée la distribution de la charge totale collectée Z_{tot} pour l'échantillon satisfaisant à la condition $M_{tot} \geq 20$. De nombreux événements ont une charge totale collectée inférieure à 80, par conséquent le nombre moyen de fragments diminue. Ceci explique le décalage dans la distribution de M_{frag} . On notera que la distribution de Z_{tot} présente un épaulement pour les valeurs élevées. Il est trop tôt pour dire si cette distribution signale la présence de deux mécanismes ou bien s'il s'agit d'un effet de détection. À ce stade, le seul argument en faveur de la première solution, est qu'aucune simulation filtrée n'a montré de distorsion de distribution de charge au point d'observer un épaulement. Nous reviendrons sur cet aspect plus tard.

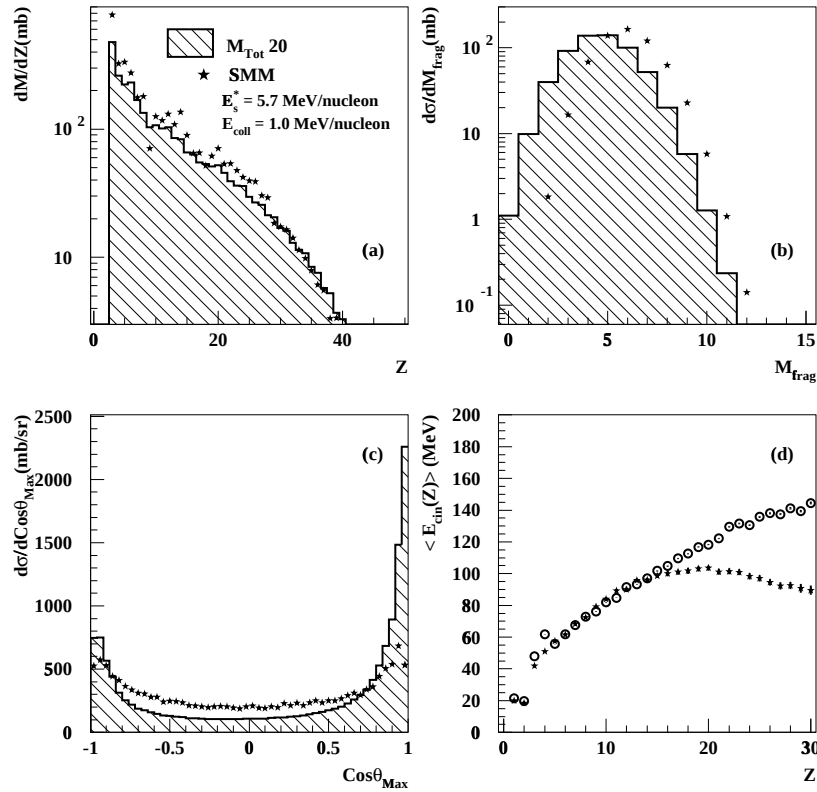


FIG. 4.13 – Caractéristiques des événements tels que $M_{tot} \geq 20$. Distribution de charges (a); multiplicité de fragments (b); distribution angulaire du plus gros fragment (c); énergie cinétique moyenne en fonction de la charge (d). Les histogrammes hachurés et les cercles représentent les données expérimentales. Les étoiles symbolisent les simulations avec le modèle SMM supposant une géométrie du freeze-out de type cigare.

La distribution angulaire expérimentale du fragment le plus lourd (histogramme hachuré de la figure 4.13(c)) est fortement anisotrope avec une asymétrie dans la production, l'hémisphère avant étant plus peuplé. L'asymétrie avant-arrière est due à un effet d'acceptance du détecteur. En effet dans les réactions de type binaire, la faible vitesse de la quasi-cible dans le laboratoire ne permet pas toujours le franchissement des seuils de détection. Cet échantillon contenant une quantité non négligeable d'événements ressemblant à des réactions binaires (voir par exemple le profil des énergies cinétiques sur la figure 4.13(d)), il y a une perte d'efficacité de l'appareillage pour ces collisions, d'où une asymétrie de la distribution angulaire.

L'émission de fragments en provenance d'une configuration de freeze-out sphérique est inconsistante avec la forme en "U" de la distribution angulaire expérimentale (figure 4.13(c)). Les distributions des variables globales de forme permettent de rejeter l'hypothèse d'un mouvement rotationnel comme unique origine pour expliquer l'anisotropie de la

distribution angulaire. Les calculs supposant la déformation d'une source unique avec un rapport d'aspect $R = 2$, reproduisent la tendance globale des données, mais pas la forte anisotropie. Un autre élément expérimental important est donné par l'énergie cinétique moyenne des fragments ($\langle E_{cin}(Z) \rangle$). Le profil expérimental croît de manière monotone avec la charge des fragments (cercles dans la figure 4.13(d)). Cette tendance rappelle un processus de type binaire. Au contraire le modèle SMM prédit une croissance, puis une chute des énergies cinétiques moyennes (étoiles dans la figure 4.13(d)).

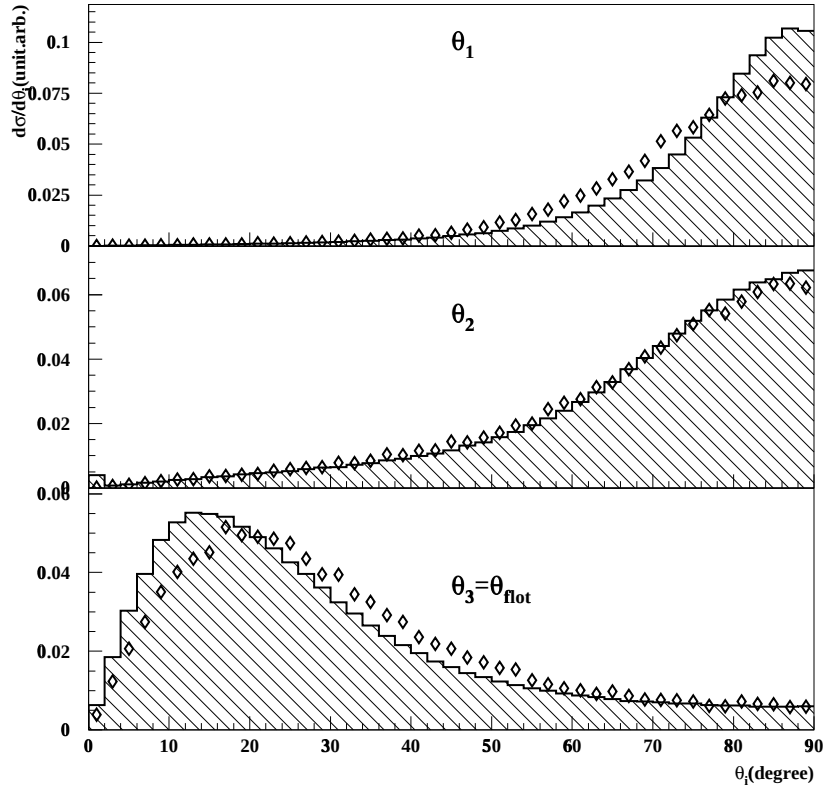


FIG. 4.14 – Distribution des θ_i pour les événements tels que $M_{tot} \geq 20$. Les histogrammes hachurés et les diamants représentent respectivement les données expérimentales ($M_{tot} \geq 20$) et les simulations SMM avec une géométrie de forme cigare. Les distributions sont normalisées à l'unité.

Intéressons nous plus précisément aux variables qui signent les effets de forme. La figure 4.14 montre les distributions des angles des axes principaux de l'ellipsoïde θ_i (voir chapitre 3) pour les données expérimentales (partie hachurée) et pour les simulations SMM (diamants). Les distributions ont été normalisées à l'unité pour pouvoir comparer les formes des courbes. Les différences entre l'expérience et la simulation sont notables sur la distribution de θ_1 et θ_3 . La distribution expérimentale de θ_3 est beaucoup plus piquée

aux petits angles que la distribution simulée. Cet effet se retrouvera sur la distribution en $\cos(\theta_{flot})$. La comparaison avec la figure 4.13(c) montre encore une fois qu'il existe une forte corrélation entre θ_{Max} et θ_{flot} comme il a été démontré au chapitre 3.

Sur la figure 4.15 (a) sont reportés les profils $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en fonction de l'angle d'émission dans l'hémisphère avant. Ce choix de l'hémisphère avant minimise les déficiences d'acceptance du détecteur, et il a été dicté par l'analyse des données expérimentales (voir section 7.2.3).

Une claire évolution entre le régime d'un accroissement linéaire en fonction de la charge pour les émissions aux angles les plus avant ($\theta \in [12, 25]$) et un profil en cloche pour les fragments émis perpendiculairement au faisceau ($\theta \in [60, 90]$) est visible. Les simulations SMM (figure 4.15(b)) avec les mêmes conventions que la figure 4.15(a)) montrent que les profils de l'énergie cinétique moyenne présentent tous les mêmes tendances quel que soit le domaine angulaire d'émission.

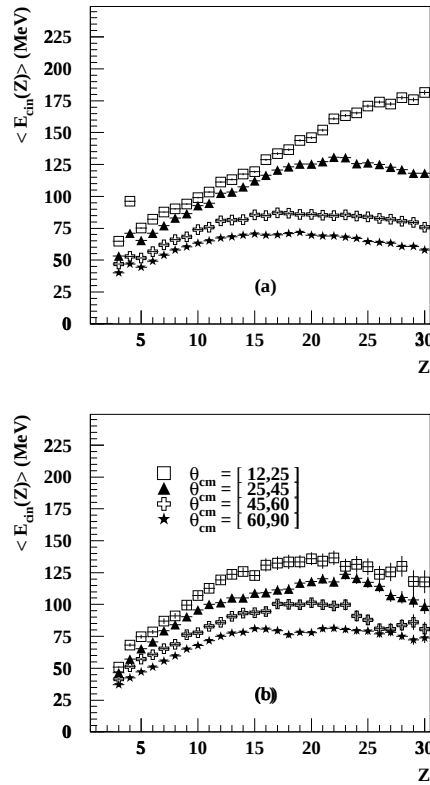


FIG. 4.15 – Distribution des énergies cinétiques moyennes en fonction de la charge et de leur angle d'émission. Événements expérimentaux tels que $M_{tot} \geq 20$ (a). Les événements simulés avec SMM de forme cigare (b).

Si l'on se réfère aux figures 4.13(c) et (d) on constate une forte contribution de l'émission de fragments aux angles avant. En effet la distribution angulaire du fragment le plus gros est piquée aux petits angles (figures 4.13 (c)) et la courbe des énergies cinétiques moyennes est clairement dominée par la composante aux angles avant (figures 4.15 (a)).

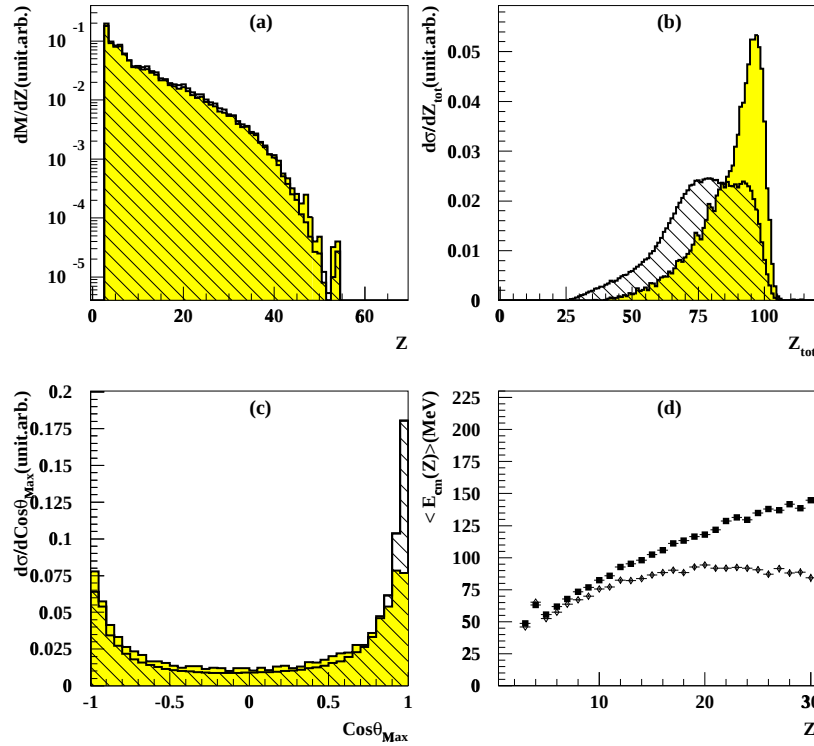


FIG. 4.16 – Caractéristiques des événements issus de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon. Distribution de charge (a); Charge totale collectée dans la réaction Z_{tot} (b); Distribution angulaire du plus gros fragment (c); énergie cinétique moyenne en fonction de la charge (d). Les zones grisées (symbole diamant) et hachurées (symbole carré) de la figure représentent respectivement la coupure telle que $M_{tot} \geq 20$ et $M_{tot} \geq 28$.

En augmentant la déformation dans le modèle, l'accord avec la distribution angulaire du plus gros fragment (figure 4.13 (c)) et la distribution des θ_i (figure 4.14) serait certainement meilleur, mais en aucun cas cela ne changerait drastiquement le profil en énergie cinétique. Ce profil en énergie cinétique suggère la prédominance de collisions de type binaire dans les événements $M_{tot} \geq 20$. Pour compléter l'analyse il convient de vérifier si cette image persiste pour des événements sélectionnés avec une sélection plus sévère.

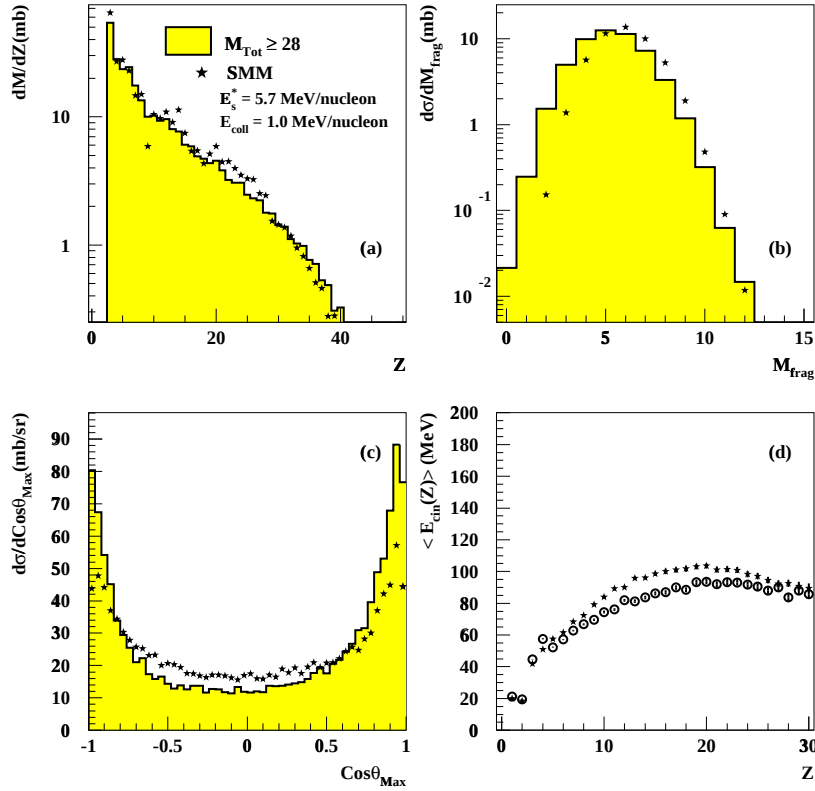
4.4.2 Sélection avec une coupure à $M_{tot} \geq 28$.

FIG. 4.17 – Caractéristiques des événements tels que $M_{tot} \geq 28$. Distribution de charge (a); multiplicité de fragments (b); Distribution angulaire du plus gros fragment (c); énergie cinétique moyenne en fonction de la charge (d). Les histogrammes vides et les cercles représentent les données expérimentales et les étoiles les simulations SMM avec une géométrie de forme cigare.

Sur la figure 4.16 sont comparés la distribution de charge (a), la distribution de charge totale (b), la distribution angulaire du plus gros fragment (c) et les profils en énergie cinétique moyenne (d) pour la sélection $M_{tot} \geq 20$ (zones hachurées et carrés), et pour la sélection $M_{tot} \geq 28$ (zones grisées et diamants). En comparant les deux conditions sur la multiplicité on ne voit pas de changement significatif sur la distribution de charge. Sauf, trivialement, du fait de la condition plus stricte, la distribution de Z_{tot} est piquée à une valeur plus élevée. Notons que la normalisation à l'unité augmente d'un facteur environ 10 la population pour la sélection $M_{tot} \geq 28$. Une évolution intéressante est la réduction de l'anisotropie de la distribution angulaire du fragment le plus gros. L'anisotropie diminue de $\rho = 20$ à $\rho = 7$ lorsque l'on passe d'une coupure en multiplicité de $M_{tot} \geq 20$ à $M_{tot} \geq 28$. De plus, on peut noter que l'asymétrie avant-arrière de la distribution en $\cos(\theta_{Max})$ a

quasiment disparu pour les événements tels que $M_{tot} \geq 28$. Ceci s'explique par le fait que la contribution d'événement de type binaire est moindre donc le détecteur présente une meilleure efficacité. L'évolution la plus spectaculaire est le changement du profil des $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ avec une décroissance de l'énergie cinétique moyenne des plus gros fragments.

Si l'on compare les figures 4.3(a), 4.17(a), 4.16(a) et 4.13(a), on constate une très forte ressemblance entre les distributions de charges quelque soit la sélection effectuée. **Ceci montre que la distribution de charge est une observable qui doit nécessairement avoir cette décroissance caractéristique. Néanmoins elle ne constitue pas une observable suffisante pour conclure que l'on a affaire à un mécanisme de multifragmentation.**

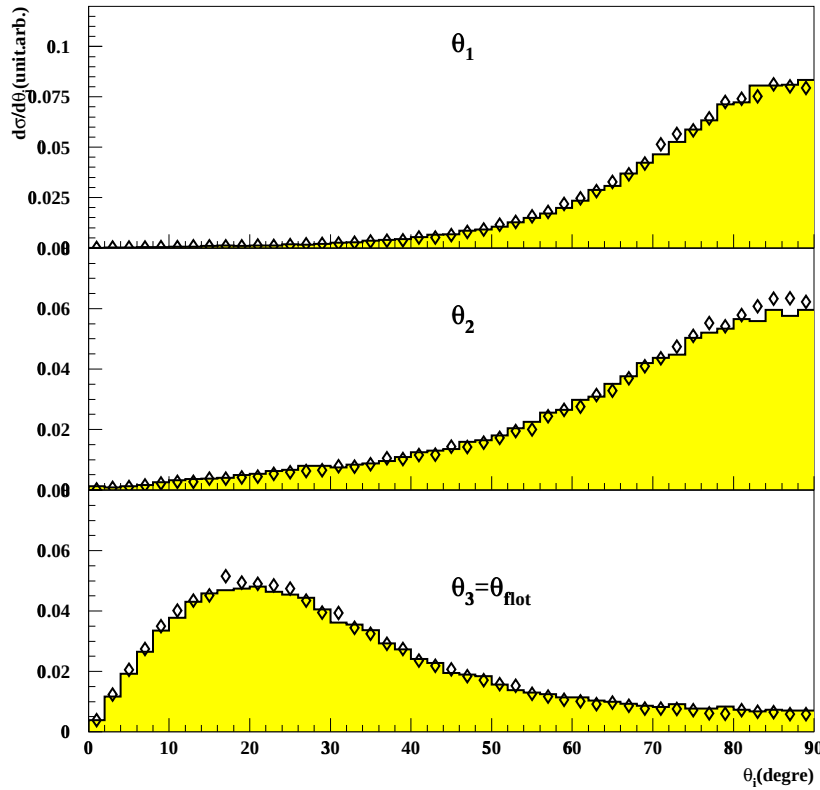


FIG. 4.18 – Distribution des θ_i pour des événements tels que $M_{tot} \geq 20$. Les histogrammes grisés et les diamants représentent respectivement les données expérimentales ($M_{tot} \geq 28$) et les simulations SMM avec une géométrie de forme cigare. Les distributions sont normalisées à l'unité

La figure 4.17 montre la comparaison des données obtenues avec cette nouvelle sélection (correspondant à la partie grisée sur la figure 4.12) avec les résultats de la simulation

symbolisés par des étoiles. Maintenant, un accord global est obtenu. **Donc la coupure à 1% ($M_{tot} \geq 28$) permet d'isoler un ensemble d'événements expérimentaux compatibles avec la désintégration d'une configuration de freeze-out allongée selon l'axe du faisceau.**

Sur la figure 4.18 sont montrées les distributions expérimentales des θ_i pour les événements tels que $M_{tot} \geq 28$ (zone grisée) et les distributions calculées avec le modèle SMM (symboles en diamant). Pour toutes les distributions de θ_i un remarquable accord est obtenu entre les distributions expérimentales et les simulations. L'échantillon d'événements tels que $M_{tot} \geq 28$ est donc parfaitement compatible avec les simulations du point de vue des θ_i et donc de la distribution en angle de flot. Une autre manière de signer la déformation est de regarder les énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leur angle d'émission.

Les profils $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ sont représentés sur la figure 4.19 (a) (expérience avec $M_{tot} \geq 28$) et 4.19 (b) (simulation SMM). Dans les simulations, comme dans l'expérience, les profils ont une forme en cloche et présente une évolution en fonction de l'angle. Dans les deux cas, la valeur maximale atteinte par la courbe décroît lorsque l'on passe d'une émission transverse à une émission longitudinale (voir section 3.2.3). La différence la plus notable entre simulation et expérience est au niveau l'évolution de l'énergie cinétique en fonction de la charge pour les fragments tels que $\theta \in [12, 25]$. En effet dans les données, il y a une augmentation relativement linéaire de l'énergie moyenne avec la charge qui sature à un plateau. Cette évolution est similaire à celle de la figure 4.15(a) (expérience $M_{tot} \geq 20$) pour le même domaine angulaire. Cela conduit à penser qu'il pourrait rester dans l'échantillon un sous-ensemble de taille réduite d'événements attribuables à des collisions binaires, ou bien qu'il y aurait des problèmes liés à la simulation, ou bien encore que l'on aurait une distribution de taille de source.

De multiples informations sont obtenues de cette analyse avec la procédure de sélection M_{tot} :

- **La présence de mécanismes en compétition dans les collisions les plus centrales est indéniable.**
- **Les événements sélectionnés avec la condition la plus stricte sont en accord avec les prédictions de la désintégration statistique d'une configuration de freeze-out déformée.**
- **Le processus de désintégration statistique est dominant dans une gamme de multiplicité totale $M_{tot} \geq 28$.**

Il est évident qu'une frontière aussi stricte, imposée par une valeur de la multiplicité, simplifie beaucoup trop l'image physique. Des investigations plus précises sont nécessaires pour vérifier la représentativité de l'échantillon satisfaisant la condition $M_{tot} \geq 28$. Dans la gamme de multiplicité $M_{tot} \geq 20$ les divers mécanismes présents dans cet échantillon ont propriétés semblables (voir par exemple la distribution de charge et la multiplicité de fragments).

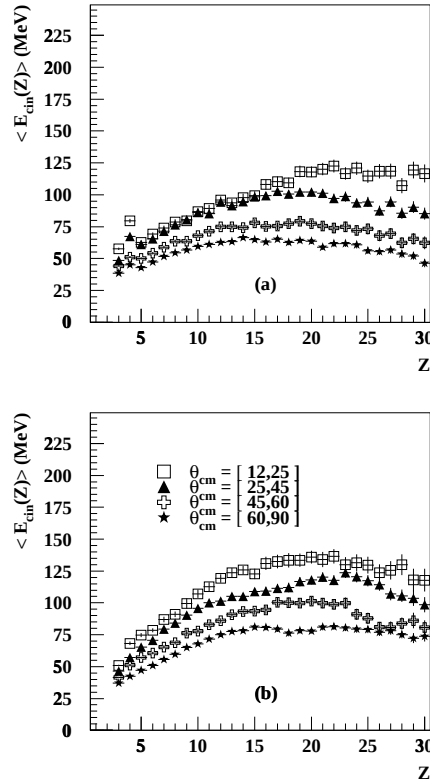


FIG. 4.19 – Distribution des énergies cinétique moyennes des fragments en fonction de la charge et de leur angle d'émission. Les événements expérimentaux tels que $M_{\text{tot}} \geq 28$ (a). Les événements, simulés avec SMM, de forme cigare (b).

4.5 Étude systématique en fonction de l'énergie de bombardement.

Une étude intéressante est la dépendance de la topologie de la configuration de freeze-out avec l'énergie de bombardement. Cela renseigne sur la relaxation du degré de liberté de forme. Nous allons nous intéresser au système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 25 et 50 MeV par nucléon

Nous ne présentons pas l'analyse effectuée en utilisant l'angle de flot comme sélecteur. Cette analyse donne à 50 MeV par nucléon, des résultats équivalents à ceux obtenus pour la réaction à 32 MeV par nucléon : les données sont en accord avec un scénario de freeze-out déformé dont l'axe principal dans la direction du faisceau, les données dans l'ensemble sont mieux reproduites qu'à 32 MeV par nucléon. Cette amélioration est sans doute due au fait qu'à 50 MeV par nucléon le système est plus chaud et le freeze-out est plus dilué, de plus les énergies cinétiques des fragments suggèrent la présence d'une énergie

collective d'expansion de l'ordre de 2 MeV/nucléon et enfin dans l'échantillon sélectionné avec l'angle de flot, il y a une contamination d'une composante de type binaire.

Nous avons choisi de montrer les résultats obtenus avec le sélecteur en multiplicité, de plus ne sont considérés dans cette partie que les événements représentant 1% de la section efficace totale, les sélections à 10% n'apportant rien de réellement différent quant à l'interprétation globale.

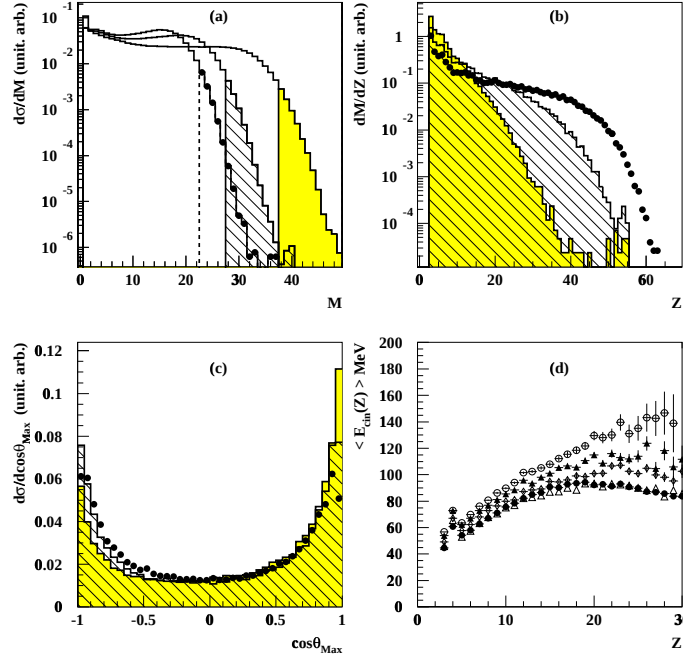


FIG. 4.20 – Comparaison des caractéristiques des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ en fonction de l'énergie de bombardement. Multiplicité totale de particules chargées (a); Distribution de charge Z (b); Distribution angulaire du plus gros fragment (c); énergie cinétique moyenne en fonction de la charge (d). Les symboles en cercles pleins, la zones grisée (symboles en triangles ouverts) et la zone hachurée (symboles en cercles vides) représentent les réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ aux énergies de bombardement respectives de 25, 32, et 50 MeV par nucleon. Les symboles diamants et triangles pleins sur la figure (d) représentent respectivement 39 et 45 MeV par nucléon

Sur la figure 4.20 sont reportées diverses caractéristiques dynamiques et statiques des événements issus des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ pour 25, 32 et 50 MeV par nucléon. Sur cette figure les résultats à 25, 32 et 50 MeV par nucléon sont symbolisés respectivement par des cercles pleins; les zones hachurées et les triangles vides; et les zones grisées et les cercle vides. Les symboles diamants et triangles pleins sur la figure 4.20(d) représentent respectivement les résultats à 39 et 45 MeV par nucléon.

Sur la figure 4.20(a) est représentée la multiplicité totale de particules chargées pour chaque énergie de bombardement. À mesure que l'énergie de bombardement, augmente la

multiplicité de particules produites dans la réaction augmente. La distribution de charge (figure 4.20(b)) présente une décroissance de plus en plus forte avec l'augmentation de l'énergie de bombardement. En effet plus l'on produit de fragments, plus ceux-ci doivent avoir une taille moyenne faible étant donnée la finitude du système. La distribution angulaire du plus gros fragment collecté dans l'événement présente typiquement le même comportement quelle que soit l'énergie de bombardement (figure 4.20(c)). La forme de "U" de cette distribution est caractéristique d'une émission anisotrope des fragments. Avec l'augmentation de l'énergie de bombardement, l'anisotropie de la distribution angulaire du plus gros fragment a tendance à augmenter : ce comportement indique une plus forte persistance de la mémoire de la voie d'entrée avec l'énergie incidente. Pour ce qui est de l'évolution des énergies cinétiques moyennes en fonction de la charge (figure 4.20(d)), il y a une faible évolution entre 25 et 32 MeV par nucléon d'énergie de bombardement. Au contraire de ces deux énergies, de 39 à 50 MeV par nucléon on observe une évolution graduelle des énergies cinétiques et le profil à 50 MeV par nucléon est translaté d'environ une vingtaine de MeV vers les énergies plus élevées.

A part pour 50 MeV/nucléon d'énergie de bombardement, les profils en $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ ont les mêmes tendances que les profils obtenus au moyen du modèle SMM. C'est uniquement à 50 MeV/nucléon d'énergie de bombardement que le profil $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ obtenu avec la sélection avec M_{tot} diffère de celui obtenu avec la sélection au moyen de θ_{flot} . On peut donner deux interprétations à la spécificité des collisions sélectionnées à 50 MeV par nucléon d'énergie de bombardement :

- Soit, en se conformant aux interprétations données précédemment on suppose qu'il y a un mélange de mécanismes. Dans ce cas la sélection avec M_{tot} et la sélection avec θ_{flot} sont à peu près équivalentes vis à vis de la composition du mélange quelque soit l'énergie de bombardement inférieure à 45 MeV par nucléon et à 50 MeV par nucléon d'énergie de bombardement la sélection change la composition du mélange.
- Soit, le processus reste de nature statistique, mais la physique (occupation du volume de freeze-out, forme des profils d'expansion, nature de l'énergie collective) responsable du profile de $\langle E_{cm}(Z) \rangle$ n'est pas incluse dans SMM.

Il n'y a pas d'élément pour choisir l'une ou l'autre des interprétations. Ceci est d'autant plus vrai que la sélection est effectuée avec un coupure très stricte. Cette difficulté de sélection peut être surmontée qu'au moyen des analyses multidimensionnelles.

Examinons maintenant les topologies moyennes des échantillons sélectionnés. L'outil le plus approprié est la distribution angulaire des vecteurs propres par rapport à l'axe du faisceau obtenu grâce à un tenseur en énergie calculé avec les fragments ($Z \geq 3$).

La figure 4.21 représente les distributions angulaires des vecteurs propres du tenseur par rapport à l'axe du faisceau pour les trois énergies de bombardement. Les symboles en cercles pleins, les zones grisées et les zones hachurées représentent respectivement les données obtenues aux énergies de bombardement de 25, 32 et 50 MeV par nucléon. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité pour comparer leur forme. Les distributions angulaires de θ_1 et θ_2 sont de plus en plus piquées à 90 degrés à mesure que l'énergie de bombardement augmente. Par ailleurs, quelle que soit l'énergie de bombardement la distribution de θ_3 (l'angle de flot) est focalisée dans la direction du faisceau. Une nette évolution de la valeur du pic caractéristique de cette distribution est observable : il évolue

entre 16, 20 et 30 degrés pour respectivement 50, 32 et 25 MeV par nucléon d'énergie de bombardement. Il n'y a pas d'évolution majeure de ces distributions entre 32 et 50 MeV /nucléon d'énergie de bombardement. **La tendance gloable montre que plus l'énergie de bombardement est importante, plus la topologie globale des événements est allongée selon l'axe du faisceau.** Cette conclusion ne vaut que pour des échantillons de même section efficace.

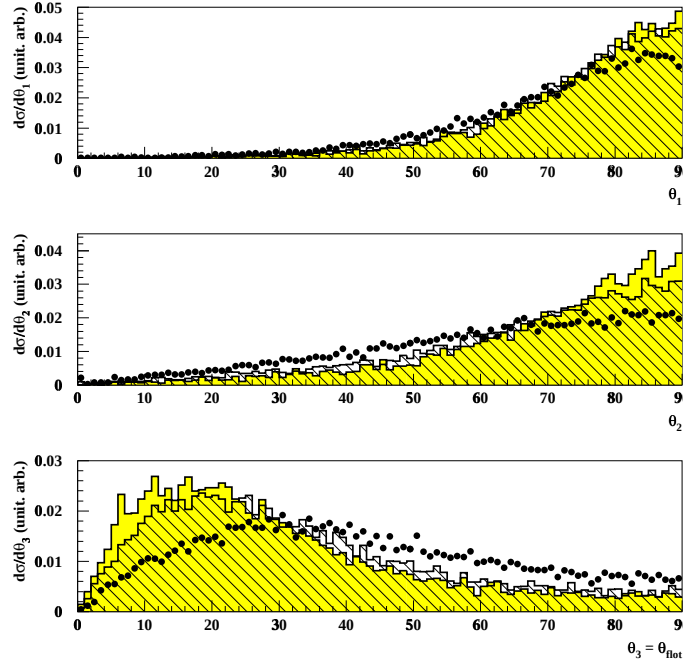


FIG. 4.21 – Distributions expérimentales des angles θ_i entre les axes principaux du tenseur en énergie et l'axe du faisceau pour les réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ en fonction de l'énergie de bombardement. Les diagrammes du bas, du milieu, et du haut correspondent respectivement aux axes principaux associés aux plus grande, deuxième plus grande, et plus petite valeur propre du tenseur en énergie. Les symboles en cercles pleins, les zones grisées et les zones hachurées représentent les réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ aux énergies de bombardement respectives de 25, 32, et 50 MeV par nucléon.

Cette étude systématique du comportement du système en fonction de l'énergie de bombardement permet d'éclaircir plusieurs points. **Le dépôt d'énergie dans le complexe nucléaire formé lors de la collision augmente avec l'énergie de bombardement**, ceci est montré par l'évolution de la multiplicité totale de particules chargées et les distributions de charges. D'autre part, dans le domaine des énergies intermédiaires, une émission isotrope des produits de la réaction n'est jamais atteinte pour les collisions sélectionnées en multiplicité totale de particules chargées. En effet les distributions angulaires des plus gros fragments (ainsi que celles des fragments de masse intermédiaire non montrées ici) ne

présentent pas de caractère d'isotropie.

4.6 Un premier bilan

Dans ce chapitre nous avons analysé les caractéristiques statiques et cinématiques d'ensembles de collisions sélectionnés de trois manières différentes :

- Large valeur de l'angle de flot.
- Emission du plus gros fragment dans la direction transverse.
- Large valeur de la multiplicité totale de produits chargés.

Ces trois procédures sont supposées sélectionner des collisions de type monosource dans lesquelles la majeure partie des constituants sont compatibles avec un degré élevé d'équilibration. La sélection en angle de flot a été largement utilisée dans la collaboration INDRA. Les coupures en multiplicité ont été utilisées dans la référence [DAG96A]. À notre connaissance la sélection à l'aide de l'émission du plus gros fragment n'a pas été utilisée aux énergies intermédiaires.

Ayant sélectionné les collisions d'intérêt, et étant donné la complexité du processus de multifragmentation, un moyen privilégié de vérifier le degré d'équilibration atteint dans les collisions est de comparer les données avec un modèle supposant l'équilibre. En fait nous appliquons la méthode largement utilisée à plus basse énergie pour vérifier la compatibilité des approches statistiques décrivant le processus de désintégration séquentielle d'un noyau de fusion.

Les caractéristiques expérimentales ont été examinées et confrontées aux prédictions d'un modèle statistique de multifragmentation prenant en compte de manière phénoménologique, la présence d'énergie collective et la présence de déformation dans l'espace des configurations. Ces deux degrés de liberté sont découplés du degré de liberté thermique, de plus, dans le modèle, les voies désintégration sont gouvernées par l'énergie d'excitation thermique emmagasinée dans le volume de freeze-out.

De la confrontation des données expérimentales avec plusieurs scénarios possibles pour le freeze-out, nous avons conclu que le meilleur accord est obtenu en supposant **la formation d'un freeze-out ayant une déformation le long de l'axe du faisceau et dans lequel est stockée une énergie collective d'expansion d'environ 1 MeV par nucléon.**

La présence d'énergie collective d'expansion dans le mécanisme de multifragmentation a été déjà souligné dans de nombreux travaux. Par contre le phénomène de déformation a été très souvent négligé. Seuls quelques travaux ont exploré cette direction [LEF99, STA00]. D'autre part, il est probable que cet aspect ait échappé à l'interprétation, des caractéristiques expérimentales ayant été attribuées à un phénomène hors équilibre, alors que les caractéristiques pourraient être cohérentes avec la désintégration statistique d'une source déformée [BOW95]. Ces auteurs ont relevé que dans les collisions Xe + Cu à 30 MeV/nucléon sélectionnées avec une coupure en multiplicité (à 10%) un bon accord est obtenu avec le modèle statistique mais les distributions angulaires et les vitesses des

fragments sont incompatibles avec la désexcitation d'une monosource complètement équilibrée. Il est envisageable que la coupure effectuée par les auteurs n'est pas assez stricte, et qu'il y a un mélange de mécanismes comme celui observé pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon lorsque les collisions sont sélectionnées avec la coupure $M_{\text{tot}} \geq 20$.

Au cours de cette étude, nous avons constaté que dans les échantillons de collisions centrales les variables cinématiques des fragments peuvent présenter de larges différences mais que partitions variaient peu. Or dans le cadre d'une multifragmentation statistique, les probabilité partitions dépendent de la taille et de l'énergie d'excitation thermique de la source. De ce fait on pourrait avancer que les partitions mesurent la composante de l'énergie disponible qui a été thermalisée. On aurait alors un large ensemble de collisions centrales qui présenterait la même composante thermique mais qui regrouperait une large variété de scénarios quant à l'énergie collective non thermalisée. **La compatibilité avec le modèle de multifragmentation statistique permet également d'évaluer quelle proportion du système initial a été équilibrée: environ 83% du nombre initial de nucléons et 70% de l'énergie disponible. Ces proportions indiquent un fort degré d'équilibration.**

Comme le montre les variables cinématiques une partie de l'énergie disponible a été transformée en énergie collective d'expansion. Pour les collisions examinées le mouvement rotationnel ne peut expliquer à lui seul les caractéristiques cinématiques et les variables globales de forme. Comme il a été souligné à plusieurs reprises dans la littérature, ce mouvement collectif d'expansion fait suite à une phase de compression. L'amplitude de ce mouvement (1 MeV par nucléon au freeze-out) est compatible avec les prédictions des modèles de transport et avec différentes analyses [BOR01A, LEN99].

Les données montrent que le degré de liberté de déformation n'est pas totalement relaxé. La configuration de freeze-out reproduisant le mieux les données expérimentales indique un axe de déformation suivant la direction du faisceau. On peut imaginer deux types de cause à cette déformation:

- C'est une propriété intrinsèque des noyaux chauds.
- La déformation est d'origine dynamique.

On pourrait en effet faire un parallèle entre la multifragmentation et une fission généralisée. Dans ce cas il y aurait un axe de multifragmentation comme il y a l'axe de fission. Cependant il n'y a aucune raison pour que l'axe de multifragmentation présente une direction privilégiée. **C'est pour cela que nous pensons plutôt à une origine dynamique de la déformation. C'est-à-dire que le système intermédiaire formé dans l'interaction projectile-cible se désintègre dans une direction privilégiée, orientée selon l'axe du faisceau, sans avoir relaxé la forme .**

En conclusion notre analyse suggère la coexistence d'aspects statistiques et dynamiques dans le processus de multifragmentation des monosources formées dans les collisions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon. **Les partitions suggèrent un fort degré d'équilibration; la déformation au freeze-out et l'énergie collective suggèrent la persistance d'effets dynamiques; l'hypothèse d'un découplage entre les degrés de liberté thermiques et les degrés de liberté dynamiques permet d'expliquer**

une très large variété d'observables expérimentales.

Comme nous l'avons rappelé à plusieurs reprises, notre travail s'inscrit dans la continuité des travaux précédents. Les conclusions quant à la présence de déformation ne changent pas de manière fondamentale l'interprétation des mécanismes de fragmentation des monosources formées dans les collisions centrales. Ce travail doit être considéré comme un enrichissement et une consolidation plutôt que comme une remise en cause. Un progrès dans la caractérisation de la multifragmentation des monosources a clairement été fait. À ce stade nous pourrions dire avoir atteint notre objectif.

Néanmoins des problèmes importants demeurent et il est nécessaire de les résoudre. la manière de solubiliser ces problèmes sera exposée dans la suite de ce manuscrit. Il s'agit d'un travail non trivial ce qui explique que ce manuscrit y est consacré alors qu'à ce stade l'objectif (celui de mettre en évidence la déformation) a été atteint. **Quelles sont les difficultés à surmonter. Elles proviennent de la coexistence de différents mécanismes dans les collisions les plus violentes. Isoler le mécanisme de type monosource n'est pas une tâche aisée et l'utilisation de sélecteurs monodimensionnels permet d'isoler une partie des collisions de type monosource mais pas la totalité.**

4.7 Quelle suite?

À partir de maintenant deux voies sont possibles pour continuer nos investigations :

- Réaliser de nombreuses simulations avec des modèles dynamiques et statistiques pour clarifier l'origine de la déformation du système nucléaire.
- Améliorer la sélection pour sélectionner l'ensemble des collisions de type monosource et distinguer les divers mécanismes présents dans les collisions centrales.

Nous avons préféré la seconde option. Ce problème est fondamental pour de nombreux travaux, et la mise en place de nouvelles méthodes d'analyse peut constituer un progrès important dans la compréhension des mécanismes de réaction aux énergies de Fermi. En effet les diverses analyses avec des variables monodimensionnelles imposent une coupure stricte. Cette coupure franche est sans nul doute empreinte d'un certain arbitraire. *A priori* elle ne prend pas en compte toute la richesse de la physique présente dans les collisions centrales aux énergies intermédiaires. De plus chacune des coupures impose un certain nombre de limitations de part la construction de la variable de sélection :

- La sélection en angle de flot :
 - L'angle de flot est la variable la plus pertinente pour signer la présence d'une déformation. Néanmoins, la coupure biaise cette observable la rendant inexploitable.
 - Les observables de formes (sphéricité, aplanarité, coplanarité) présentent de faibles variations en fonction de la géométrie de la source.
 - Une pollution d'un mécanisme de type binaire subsiste à hauteur de 10% (évalué à partir de l'excès de production du plus gros fragment à l'avant du centre de masse).

- La sélection en angle d'émission du gros :
 - Cette coupure affecte fortement la distribution angulaire de plus gros fragment. Elle ne permet pas l'accès à tous les événements associés au mécanisme recherché.
 - La forte corrélation entre θ_{flot} et θ_{Max} peut affecter fortement les conclusions que l'on peut tirer de la distribution de θ_{flot} .
- La sélection en multiplicité totale de particules chargées:
 - Seule l'information sur le mécanisme dominant est accessible avec un certain degré de contamination par au moins un autre mécanisme.

Les analyses monodimensionnelles ne permettant pas d'avoir accès à l'ensemble des événements de type monosource. Pour connaître la section efficace de formation, il faut donc réaliser une extrapolation au moyen d'un modèle.

Sélecteur	σ Partielle	σ Extrapolée
θ_{flot}	19mb	151mb
θ_{Max}	60mb	168mb

TAB. 4.2 – *Section efficace partielle et extrapolation à la section efficace totale sur la base des simulations SMM avec un rapport d'aspect $R = 2$. Les sections efficaces sont données pour des événements complets à 80% .*

Pour réaliser cette extrapolation, on regarde, avec le modèle SMM, le pourcentage de la totalité des événements simulés pris en compte dans la sélection. À partir de ce pourcentage on estime la section efficace totale dans les données expérimentales. Pour cela on renormalise la taille de l'échantillon simulé à la taille de l'échantillon mesuré. Pour la sélection en multiplicité on ne peut pas extrapoler car on se sait pas comment normaliser les prédictions de SMM sur l'échantillon.

Dans le tableau 4.2 il est intéressant de constater que les sections efficaces extrapolées sont compatibles entre elles. Malgré tout, les deux sélecteurs ne recouvrent pas exactement la même classe d'événements (seul 67% des événements tels que $\theta_{max} \in [60, 120]$ sont inclus dans $\theta_{flot} \in [60, 90]$). **Néanmoins on peut évaluer que en moyenne dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ la section efficace des collisions conduisant à des monosources déformées est entre 100 et 200 mb (pour des événements complets à 80%).**

Bien sur, l'influence des sélections sur les observables peuvent être contrôlées au moyen de simulations. Malgré tout ces influences peuvent être dramatiques. L'exemple le plus édifiant est la distribution angulaire du plus gros fragment qui est très fortement altéré pour un échantillon sélection avec l'angle de flot. De ce fait, dans certain cas un bon accord expérience-théorie est peu concluant. Pour finir il est peu satisfaisant de ne discuter que d'une partie des événements de type monosource. Notamment tous les problèmes associés aux fluctuations, compétition des canaux de désintégration, etc ... peuvent dépendre fortement de l'ensemble de collisions considéré. Par conséquent, l'extraction de l'ensemble

des monosources devient un objectif majeur. Il faut donc aller au delà des sélecteurs monodimensionnels. Certains travaux ont utilisé des combinaisons de plusieurs sélecteurs, comme par exemple une coupure en M_{tot} et E_{T12} . Cette stratégie permet une coupure moins lache que celle à 10% au moyen M_{tot} et E_{T12} et moins stricte qu'une coupure à 1%. Néanmoins les problèmes de biais ne sont pas résolus pour autant.

Toutes ces contraintes semblent montrer qu'il faut s'orienter vers une analyse multidimensionnelle. De nombreuses techniques d'analyse ont été appliquées en physique nucléaire [BEL00, CSA91, DES00, HAD97]. De telles techniques combinent plusieurs observables globales et des variables de formes. Une telle approche ne semble pas adaptée à notre travail car nous voulons étudier les variables de formes, donc elles ne peuvent pas être incluses dans la procédure de discrimination. **De ce fait, dans le présent travail, le choix s'est porté sur la technique des cartes auto-organisées de Kohonen.**

Chapitre 5

La technique des cartes auto-organisées de Kohonen

Les variables monodimensionnelles discutées précédemment réduisent l'information contenue dans un événement à une seule observable. Cette méthode permet de classer avec une relation d'ordre associée à la valeur obtenue. Pour les réactions de multifragmentation, le nombre de particules recueillies dans un événement est très important et les sélections sur une seule observable peuvent induire des biais du fait des effets de taille finie et des lois de conservation. L'idéal serait de déterminer les variables monodimensionnelles les plus pertinentes et éviter les redondances entre les observables. Si deux variables sont fortement dépendantes entre elles, l'étude de l'une suffit. Comment faire pour s'assurer que des variables monodimensionnelles différentes ne transportent pas la même information?

Pour illustrer ce propos, la figure 5.1 représente la corrélation entre l'impulsion totale selon l'axe du faisceau des fragments collectés, exprimée dans le repère du laboratoire $P_{b3} = \sum P_i \quad \forall Z_i \geq 3$ d'une part, et la charge totale des fragments $Z_{b3} = \sum Z_i \quad \forall Z_i \geq 3$ d'autre part. Il est bien clair, même de manière intuitive, que Z_{b3} et P_{b3} sont reliées l'une à l'autre par la relation qui existe entre la masse (une fonction de Z) et l'impulsion. Une forte corrélation entre les deux informations est nettement visible sur la figure 5.1. Pour quantifier la corrélation existant entre ces deux variables A et B on utilise le coefficient de corrélation ρ . Le facteur ρ ne peut avoir une interprétation physique (taux de dépendance de A par rapport à B) que si l'on suppose une relation linéaire entre les deux variables. Sa définition générale est donnée par :

$$\rho = \frac{\text{Cov}(A, B)}{\sigma_A \sigma_B} \quad (5.1)$$

où $\text{Cov}(A, B)$ est la covariance de A et B , σ_A et σ_B sont les écarts-types respectifs de A et B . La covariance des distributions A et B est définie comme

$$\text{Cov}(A, B) = \langle AB \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle \quad (5.2)$$

les écarts-types des distributions de A et B sont définis comme $\sigma_A = \sqrt{\text{Cov}(A, A)}$ et $\sigma_B = \sqrt{\text{Cov}(B, B)}$

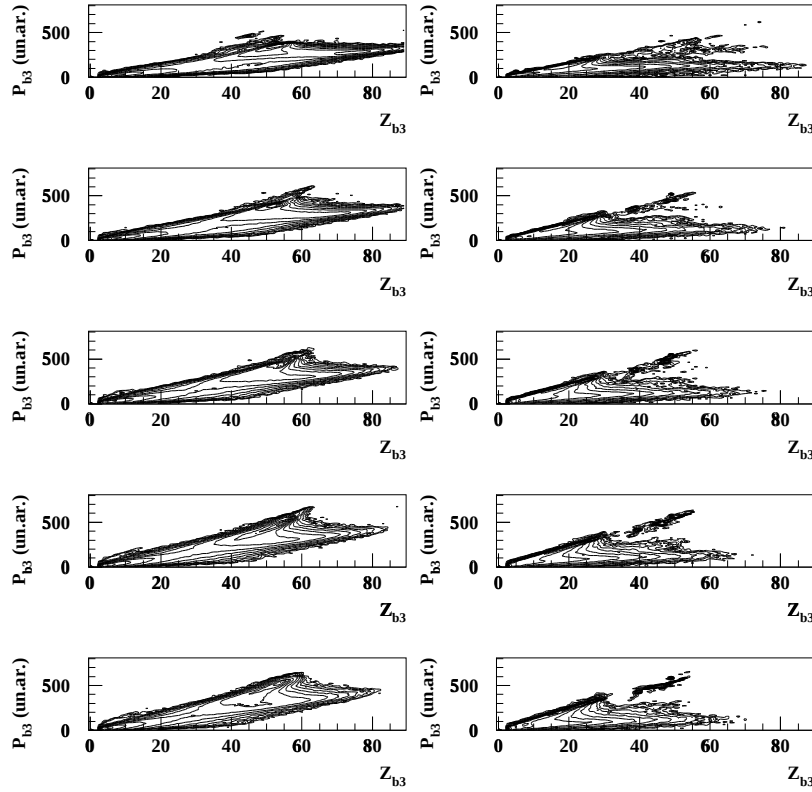


FIG. 5.1 – Impulsion totale des fragments dans le repère du laboratoire en fonction de la somme des charges des fragments collectés. Pour les systèmes $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ (colonne de gauche) à 25, 32, 39, 45 et 50 MeV/nucléon (de haut en bas). Pour les systèmes $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ (colonne de droite) à 32, 52, 64, 74 et 82 MeV/nucléon (de haut en bas).

Un coefficient de corrélation de 0. indique que les deux observables sont non-correlées et un coefficient de 1 ou -1 signe une dépendance linéaire entre les observables. Il faut faire attention au fait que le terme non-correlé ($\rho = 0$) ne veut pas forcément dire que les deux observables sont indépendantes.

Le calcul du coefficient de corrélation entre Z_{b3} et P_{b3} donne une valeur $\rho \approx 0.9$ quelque soit l'énergie incidente pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ et $\rho \approx 0.6$ pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ pour toutes les énergies incidentes considérées. La forte corrélation entre Z_{b3} et P_{b3} montre que l'information est redondante. De ce fait l'étude d'une seule de ces deux variables est suffisante pour connaître le comportement du système. Une idée serait donc de prendre un ensemble de variables décorrelées pour obtenir des informations non redondante sur l'événement.

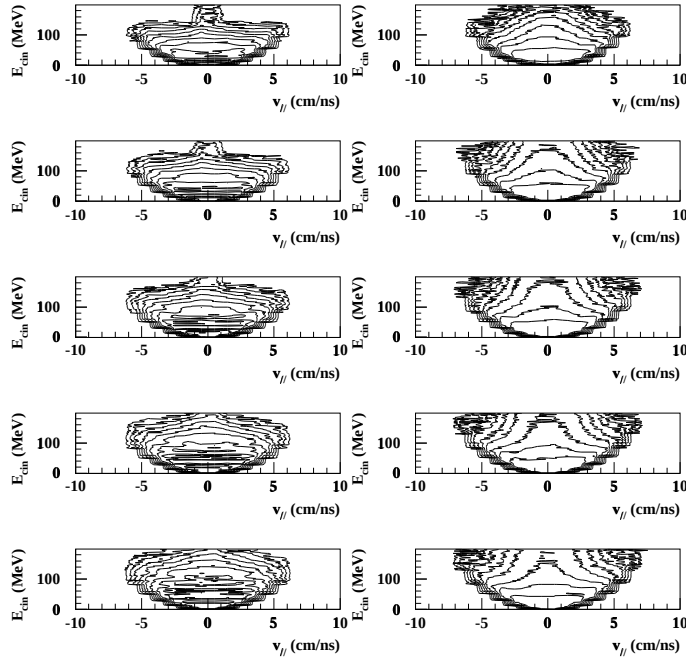


FIG. 5.2 – Énergie cinétique calculée dans le centre de masse des noyaux de lithium en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse. Pour les système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ (colonne de gauche) à 25, 32, 39, 45 et 50 MeV/nucléon (de haut en bas). Pour les systèmes $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ (colonne de droite) à 32, 52, 64, 74 et 82 MeV/nucléon (de haut en bas)

Comme il a été précisé précédemment, non-corrélation et indépendance ne sont pas des propriétés équivalentes. Ce point est illustré sur la figure 5.2 qui représente, pour divers systèmes, l'énergie cinétique des fragments de charges $Z = 3$ en fonction de leur vitesse parallèle à l'axe du faisceau dans le repère du centre de masse. Il est évident que ces deux grandeurs sont reliées entre elles mais leur coefficient de corrélation est environ $\rho = 0$. Ce qui laisse penser que les variables sont non-corrélées. **La non-corrélation entre variables n'est équivalente à l'indépendance entre variables que pour certaines distributions particulières.**

De ce fait on se retrouve dans l'incapacité d'avoir une mesure fiable de la dépendance d'une variable par rapport à une autre. Une telle mesure aurait permis de sélectionner uniquement un ensemble de variables pertinentes et ainsi de réduire l'espace des observables.

Il faut donc s'intéresser aux méthodes qui permettent de traiter l'ensemble des informations de l'événement et de réduire la dimensionnalité du problème à une dimension facilement accessible à l'interprétation. Une réduction d'un problème multidimensionnel à un problème de dimension deux est le meilleur compromis entre la conservation du maximum d'information et la facilité d'utilisation.

Dans un premier temps nous allons présenter quelques considérations générales sur les méthodes d'analyse multidimensionnelle et les diverses approches qui existent et nous justifierons notre choix de la méthode des cartes auto-organisées. Les concepts de base de la programmation de réseaux de neurones seront ensuite évoqués pour donner une vision globale de ces approches, et des grande idée auxquelles elle sont reliées. En dernier lieu nous nous intéresserons à la méthode des cartes auto-organisées de Kohonen dont nous présenterons les principales propriétés.

5.1 Les méthodes de réduction de la dimension d'un ensemble de données.

Dans le groupe de ce que l'on peut qualifier de méthodes réduisant la dimension d'un problème, on distingue deux familles et deux approches. Les deux grandes familles sont les méthodes construites sur une modélisation du problème étudié et celles qui n'utilisent pas de modélisation. Pour ce qui est des approches, là aussi il y en a deux : les techniques statistiques et les techniques de type neuronales. Le tableau synoptique suivant résume la situation.

	Avec Modélisation	Sans Modélisation
Statistique	Analyse Factorielle Discriminante(AFD)	Analyse en composantes principales(ACP)
Neuronal	Réseau multicouche, LQV	Cartes Auto-organisées de Kohonen (SOM)

La liste des méthodes présentées est loin d'être exhaustive mais elle présente les techniques les plus communément utilisées. L'AFD (Analyse Factorielle Discriminante) a été utilisée pour la séparation des sources uniques et des polysources [DES00]. Cette méthode optimise la séparation de deux classes d'événements sur la base des observables qui lui sont fournies. L'ACP (Analyse en Composantes Principales) est une méthode communément utilisée pour traiter de nombreux problèmes de physique des ions lourds [BEL00]. L'objectif est de rechercher dans l'espace multidimensionnel, un axe qui maximise la variance de la distribution des événements projetés sur cet axe. Les réseaux multicouches ont été utilisés pour essayer de déterminer le paramètre d'impact b dans une collision d'ions lourds [HAD97]. L'idée est d'entraîner un réseau de neurones à reconnaître les spécificités d'une gamme de paramètre d'impact à l'aide d'un modèle. Les cartes auto-organisées n'ont à l'heure actuelle jamais été utilisées en physique des ions lourds. Une application de cette méthode avec une phase apprentissage basée sur un modèle (LQV: Learning Quantization Vector) a déjà été utilisée en physique des particules [CSA91]. Actuellement les modèles existants ne sont pas encore en mesure de décrire avec suffisamment de précision les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires sur une large gamme en paramètre

d'impact. Les résultats obtenus par ces modèles sont de plus fortement dépendant des hypothèses associées. Cette situation conduit à l'utilisation de techniques d'analyse ne faisant pas appel à un modèle. pour éviter tout *a priori* sur la physique associée aux données.

Il reste maintenant à faire un choix entre les méthodes de type statistiques et les méthodes de type neuronal. Cela revient à choisir entre l'analyse en composantes principales et la méthode des cartes auto-organisées de Kohonen. Étant donné que l'on s'intéresse particulièrement aux variables globales de forme il faut éviter de les inclure dans la sélection. De ce fait il est plus souhaitable d'utiliser une méthode se basant sur les données brutes. l'utilisation des données brutes permet d'éviter la détermination du référentiel de l'événement qui peut être difficile à évaluer pour toutes les classes de collisions. Toutes ces raisons conduisent à utiliser la méthode des cartes auto-organisées de Kohonen (SOM acronyme pour *Self Organizing Maps*).

5.2 Définition générale et historique des méthodes neuronales.

Les méthodes neuronales sont apparues pour résoudre les problèmes de traitement automatique de l'information. Ce traitement automatique de l'information est une préoccupation importante pour les physiciens. Deux grandes approches ont souvent prévalu pour synthétiser les données au moyen d'ordinateurs.

- L'approche algorithmique. C'est une transcription de la procédure à suivre pour résoudre le problème. La difficulté avec cette méthode c'est que tous les cas doivent être prévus et donc connus à l'avance.
- Les intelligences artificielles (appelée I.A.). Une application connue des I.A. est le système expert. La résolution du problème est confiée à une I.A. qui suit les règles données par un expert humain du domaine. Cette approche est limitée par le fait qu'il faut exprimer toutes les règles. De plus tous les domaines de connaissances ne sont pas forcément transposables sous forme de règles.

Ces deux approches ne suffisent pas à répondre à tous les problèmes. Dans de nombreux domaines, dont celui de la reconnaissance de formes, ces approches se sont révélées infructueuses. La troisième approche du traitement automatique de l'information c'est d'essayer d'imiter le traitement réalisé par le cerveau, comme par exemple : l'apprentissage par l'exemple, la mémorisation et la généralisation. C'est ce qui est à la base de l'essor des réseaux de neurones artificiels.

5.2.1 Qu'est ce qu'un neurone ?

Commençons par nous intéresser à ce qu'est un neurone au niveau physiologique et à son équivalent informatique.

Un neurone est une cellule constituée d'un corps cellulaire et d'un noyau. Le corps se ramifie pour former ce que l'on appelle les dendrites. C'est au moyen des dendrites que l'information est acheminée de l'extérieur vers le cœur de la cellule. L'information traitée par le neurone est ensuite renvoyée vers les autres neurones le long de l'unique axone. La liaison entre les neurones n'est pas directe et se fait par l'intermédiaire des synapses. Les diverses composantes de la cellule sont présentées sur la partie gauche de la figure 5.3

Le neurone est une unité autonome au sein du cerveau. Le neurone reçoit en continu des informations en entrée et donne une réponse unique. La réponse peut avoir un caractère inhibiteur ou excitateur pour les neurones qui vont la recevoir. Ce comportement continu montre que les informations contenues dans les cellules se situent au niveau de l'architecture et de la sensibilité des connexions (synapses).

Chaque neurone artificiel est un processeur élémentaire qui reçoit des informations en provenance de l'extérieur. A chacune de ses entrées (synapses) est associé un poids (noté w_i). Celui-ci représente la sensibilité de cette voie d'entrée à l'information arrivant sur le neurone. Une fois l'information entrante traitée elle est renvoyée sur l'unique sortie (axone).

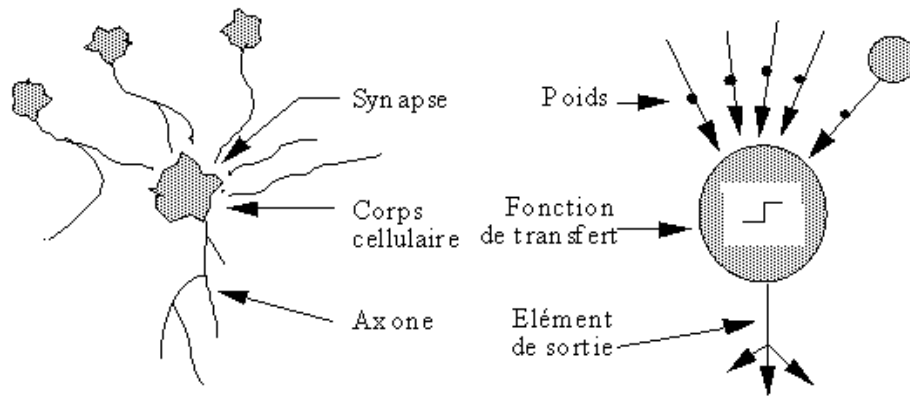


FIG. 5.3 – *Analogie entre le neurone informatique et cellulaire. Tiré de la référence [TOU92]*

La figure 5.3 illustre l'analogie avec la biologie. Sur cette figure les poids des entrées correspondent à la sensibilité des synapses arrivant sur la cellule.

Dans le cadre du modèle mathématique utilisé habituellement, le calcul de la fonction de transfert (relation entre les entrées et la sortie) se fait de la manière suivante. Dans un premier temps on calcule la somme des entrées affectées de leur poids (la sensibilité du neurone à cette voie d'entrée).

$$a = \sum_{i=1}^n e_i w_i \quad (5.3)$$

avec n le nombre total de connexions arrivant sur le neurone, e_i l'intensité de l'excitation arrivant sur la branche i et w_i le poids de la branche i .

Pour faire le parallèle au niveau informatique les caractères inhibiteurs et excitateurs de la sortie du neurone biologique, une transformation de la somme des informations reçues

a est nécessaire. Une fois a calculé, on crée la fonction de transfert comme une fonction de a . Cette fonction de transfert porte spécifiquement le nom de sigmoïde [GUR99]. La valeur de la sigmoïde est typiquement comprise entre $[0, 1]$ (information uniquement excitatrice) ou $[-1, +1]$ (information excitatrice ou inhibitrice). Pour ce qui est du neurone biologique cette opération est réalisée dans le corps cellulaire comme le montre la figure 5.3. Une fonction de sigmoïde typiquement utilisée est la suivante:

$$y = \sigma(a) = \frac{1}{1 + e^{(a-\theta)/\rho}} \quad (5.4)$$

La valeur de sortie y peut être directement considérée ou servir d'entrée à un autre neurone de manière à réaliser une caractérisation plus complète de l'information. En biologie cette nouvelle information synthétisée se propage le long de l'axone (figure 5.3).

Les modifications du comportement sont liées à la modification des liaisons synaptiques des neurones à l'intérieur du cerveau. Ce sont ces modifications qui sont à la base des processus d'apprentissage et de mémorisation. Au niveau informatique, le principe est le même. Un neurone est entraîné à reconnaître ou à identifier un type d'information transmise. Cette entraînement se fait en modifiant de manière itérative les poids d'entrées du neurone en fonction de sa sortie. Cette procédure se poursuit jusqu'à obtenir le comportement voulu. Les méthodes de modification des poids d'entrée sont très variables et se nomment lois d'apprentissage.

Les quelques points évoqués dans cette section nous donnent une idée grossière du fonctionnement d'un neurone biologique et de son équivalent informatique. De plus nous savons comment le faire évoluer. L'important dans un réseau de neurones est surtout l'arrangement et les liaisons entre eux. Chaque processus jouant, à la suite de l'apprentissage, une fonction bien précise dans la globalité du système.

Les cartes de Kohonen constituent un cas particulier de traitement des neurones ou les échanges d'informations entre les neurones voisins constituent le fondement de la technique.

5.2.2 La programmation neuronale.

De manière générale un réseau de neurone peut se définir de la façon suivante

Les réseaux de neurones artificiels sont des réseaux fortement connectés de processeurs élémentaires fonctionnant en parallèle. Chaque processeur élémentaire calcule une sortie unique sur la base des informations qu'il reçoit. Toute structure hiérarchique de réseaux de neurones est évidemment un réseau.

Cette définition donne le cadre global des réseaux de neurones. L'application de cette méthode à l'analyse des données n'est qu'un cas particulier où l'on veut essayer de créer une hiérarchie entre les données et des groupes de données. L'appartenance d'un événement physique à un groupe, créé au moyen d'un réseau de neurones, permet de le classer via son groupe d'appartenance.

5.2.3 L'évolution des concepts au cours du temps.

Arrêtons un instant la description technique des réseaux de neurones pour rappeler l'évolution de ces concepts au cours du temps. L'intérêt d'un tel historique est de montrer les problèmes auxquels ont été confrontées ces méthodes et comment ils ont été surmontés.

Le concept des réseaux de neurones date d'un peu plus d'un siècle et on le doit à un biologiste W.James (Voir références historiques dans [TOU92]). En 1890 W.James introduit l'idée de mémoire associative (capacité de reconnaissance) et donne la première loi de construction d'un réseau ou loi d'apprentissage. Cette loi sera connue plus tard sous le nom de la loi de Hebb.

Ce n'est qu'en 1944 que de nouveaux travaux sont entrepris avec Hebb, il s'ensuit toute une série d'applications. Le perceptron (premier neurone informatique) est développé par F.Rosenblatt, et un modèle un peu plus sophistiqué l'Adaline (ADAdaptive LINEar Element). Le principal problème, à cette époque, est lié à la linéarité du traitement. Un traitement linéaire est une relation entre variables du type $y = a_1x$ et dans ces systèmes neuronaux les dépendances quadratiques $y = a_1x + a_2x^2$; cubique $y = a_1x + a_2x^2 + a_3x^3$ ou d'ordre supérieur ne peuvent pas être prises en compte. Ces limitations du perceptron sont mises en évidence par M.Minsky et S.Papert en 1969 achevant ainsi la fin de la première ère des systèmes neuronaux.

Même si de nombreuses personnes, dont T.Kohonen en particulier, ont travaillé entre temps, ce n'est que dans les années 1992 à 1995 que les réseaux de neurones remontent sur l'avant de la scène. La méthode dite de la rétro-propagation du gradient est apparue. Cette loi d'apprentissage et d'organisation des réseaux, permet en effet de réaliser un traitement non linéaire d'entrée sortie grâce à un réseau de neurones. De plus en plus, même dans l'industrie, les systèmes neuronaux prennent de l'importance dans les applications. Ceci est dû en particulier à cette capacité à traiter des problèmes non linéaires.

5.3 Les cartes auto-organisées.

Les cartes de Kohonen ou cartes auto-organisées sont connues depuis assez longtemps (1977) mais les applications sont assez récentes (1990). Les premières cartes auto-organisées ont été réalisées au moyen de neurones informatiques comme ceux présentés dans les paragraphes précédents. Ces cartes s'organisent par rapport aux données qui leur sont présentées en préservant la topologie de l'espace à étudier. On met en correspondance chaque point d'une carte (bidimensionnelle de manière générale) avec un neurone. Chaque neurone reçoit toutes les informations d'entrées et à la sortie chaque neurone est connecté à ses voisins. Le voisinage ainsi que l'interaction entre voisins peuvent être définis de plusieurs manières. **L'apprentissage est réalisé de telle sorte qu'à son terme chaque neurone réagit spécifiquement à une partie de l'espace des données. De plus deux neurones voisins réagissent à des zones voisines de l'espace de données.**

Dans un premier temps on présentera l'idée générale de la technique des cartes auto-organisées. Ensuite on présentera de manière détaillée la modélisation mathématique de

cette technique.

5.3.1 Généralités sur cartes auto-organisées.

Commençons par nous placer dans le cadre initial dans lequel cette technique a été développée : les réseaux où chaque neurone possède $\mathcal{N}$ entrées et une sortie. **Une carte auto-organisée réalise un isomorphisme entre une partie de $\mathbb{N}^2$, qui est la carte proprement dite, et l'espace des données que l'on souhaite étudier (espace de dimension $\mathcal{N}$).** À chaque point de la carte dans $\mathbb{N}^2$ est associé un neurone, (ou noeud) et celui-ci est référencé par deux entiers k et l comme pour une matrice. Ce noeud est lui-même défini par $\mathcal{N}$ coordonnées. Chacune des coordonnées représente un poids qui correspond en quelque sorte à la sensibilité du neurone à une entrée.

Au départ du processus, les poids (les coordonnées) de tous les neurones sont initialisés à des valeurs aléatoires. **Cette forme d'initialisation permet de ne pas imposer un *a priori* à l'espace que l'on veut caractériser.** Cela mime la situation où aucun neurone n'est spécialisé à reconnaître un type d'information particulière.

Jusqu'à présent, aucune règle ne précise la relation de dépendance entre les neurones. Il convient donc d'ajouter pour chaque neurone des entrées qui correspondent aux sorties de tous les neurones du réseau. Le poids de ces nouvelles entrées est pondéré par la distance séparant les neurones dans l'espace $\mathbb{N}^2$ dans lequel ils sont positionnés. C'est cette notion de distance qui permet de quantifier l'interdépendance entre les neurones. Muni de cette métrique, on définit une règle de connexion, l'interaction entre les neurones étant plus ou moins forte selon que la distance entre eux est plus ou moins grande. **C'est à ce stade qu'intervient le concept de voisinage actif nécessaire pour spécialiser les neurones à la reconnaissance d'un type d'information.** Ce voisinage doit être réduit, sinon l'information est diluée. L'ensemble de ces caractéristiques (structure du réseau, initialisation aléatoire, définition d'une distance, voisinage actif) constitue la phase de préparation du processus.

Après la phase de préparation, la deuxième étape est la phase d'apprentissage. Il s'agit de modifier le réseau initial, dans lequel il n'y a ni ordre ni classement, en un ensemble de neurones capables de reconnaître des types d'informations différentes. La caractéristique des cartes de Kohonen est d'appartenir à la famille des réseaux non-appris appelés également réseaux non-supervisés. Dans les réseaux supervisés on entraîne les neurones (c'est-à-dire on impose les valeurs de sortie des neurones) à reconnaître un comportement particulier prédit par un modèle externe à l'échantillon de données. Dans la phase de fonctionnement, les données sont ensuite classées en fonction des caractéristiques apprises par le réseau via le modèle. Ainsi les phases d'apprentissage et de fonctionnement ne s'appliquent pas sur des données de même nature. On suppose que le modèle est suffisamment représentatif du problème étudié. Cette approche est couramment utilisée dans les cas où l'on recherche un type d'événement aux caractéristiques bien connues parmi un lot d'événements (par exemple en physique des hautes énergies). Dans la technique des cartes de Kohonen, les phases d'apprentissage et de fonctionnement s'appliquent sur des ensembles

de même nature. On modifie le réseau initial pour qu'il reflète l'organisation interne de l'échantillon.

Le processus d'apprentissage des cartes auto-organisées se déroule de la manière suivante. Une donnée est présentée à tous les neurones de la carte. Les contre-réactions entre les sorties et les entrées des neurones conduisent à obtenir un neurone qui réagit de manière maximale à une donnée et qui empêche les autres neurones de réagir. Ce neurone subit des modifications de ses poids d'entrée de manière à être encore plus réactif à la donnée qui lui a été présentée. Par la suite, on itère le processus jusqu'à la fin de l'apprentissage. Ainsi la carte va s'organiser petit à petit pour reconnaître toutes les spécificités des événements qui lui ont été présentée. L'algorithme des cartes auto-organisées est en quelque sorte une régression non linéaire des noeuds de la carte vers les données.

Cette approche fait des cartes auto-organisées un outil particulièrement bien adapté pour l'analyse de données comprenant un grand nombre de paramètres, chaque donnée pouvant être considérée comme un vecteur à $\mathcal{N}$ dimensions.

5.3.2 Le modèle mathématique des cartes auto-organisées.

Dans l'approche biologique du problème on recherche un neurone avec une réaction maximum à un stimulus parmi un ensemble de neurones en interaction. Mais l'approche est coûteuse en temps de calcul. Pour résoudre ce problème on utilise alors un artefact mathématique qui éloigne la méthode de l'approche biologique mais qui permet de gagner beaucoup d'heures de calcul. Chaque neurone de la carte possède des poids qui deviennent une pseudo-donnée. C'est à dire le vecteur constituant les poids est remplacé par un vecteur dont les composantes sont de même nature que les données qui lui sont présentées. Un neurone est considéré comme une donnée. La sélection du neurone ayant la plus grande réaction est aussi modifiée. On considère en fait le neurone qui réagit le plus (le gagnant), comme celui qui est le plus proche en distance de la donnée introduite dans l'espace à $\mathcal{N}$ dimensions considéré.

En résumé:

- Dans une approche biologique, on recherche le neurone tel que a (voir équation 5.3) soit maximum pour la donnée considérée.
- Dans la simplification mathématique proposée, on cherche le neurone tel que la distance entre la donnée considérée et le neurone soit minimale.

Soit un vecteur $\vec{e} \in \mathbb{R}^n$ représentant une donnée. Ce vecteur est comparé aux $\vec{m}_i$ éléments de la carte qui sont également des vecteurs de $\mathbb{R}^n$. Pour simplifier la notation, nous avons remplacé le couple de valeurs entières $(k, l) \in \mathbb{N}^2$ par l'indice i . Dans le cas général, cette comparaison se fait grâce à la distance euclidienne standard $\|\vec{e}(t) - \vec{m}_i(t)\|_{\mathcal{D}} = \sqrt{\sum_{\nu} (e(\nu) - m_i(\nu))^2}$, où ν est l'indice de la coordonnée ($\nu \in \{1 \dots \mathcal{N}\}$). L'indice $\mathcal{D}$ indique que l'on prend la norme dans l'espace des données.

Dans l'ensemble des vecteurs $\vec{m}_i$, il y en a un qui est le plus proche du vecteur $\vec{e}$ et on note par l'indice c le noeud gagnant qui est défini ainsi

$$\|\vec{e} - \vec{m}_c\|_{\mathcal{D}} = \min_i \{\|\vec{e} - \vec{m}_i\|_{\mathcal{D}}\} \quad (5.5)$$

où

$$c = \arg \min_i \{\|\vec{e} - \vec{m}_i\|_{\mathcal{D}}\} \quad (5.6)$$

Pendant la phase d'apprentissage, les neurones interagissent entre eux dans un certain voisinage de la carte. La règle modifiant les composantes des neurones est la suivante :

$$\vec{m}_j(t+1) = \vec{m}_j(t) + h_{cj}(t)[\vec{e}(t) - \vec{m}_j(t)] \quad (5.7)$$

avec $t \in \mathbb{N}$, le numéro de l'étape, et $h_{cj}(t)$ la fonction de voisinage définie sur les noeuds du réseau. La variable t représente chaque étape à laquelle est présenté une nouvelle donnée aux noeuds de la carte. De manière usuelle la fonction $h_{cj}(t)$ est définie comme suit

$$h_{cj}(t) = h(\|\vec{r}_c - \vec{r}_j\|_{\mathcal{C}}, t) \quad (5.8)$$

où l'on a $r_j \in \mathbb{N}^2$ et $r_c \in \mathbb{N}^2$ les vecteurs positions des neurones c et j dans la carte. L'indice $\mathcal{C}$ indique que l'on prend la norme dans la carte auto-organisée (partie de $\mathbb{N}^2$). Le voisinage dans lequel on définit une interaction entre les neurones étant limité, on prend pour règle d'avoir

$$\lim_{\|\vec{r}_c - \vec{r}_j\|_{\mathcal{C}} \rightarrow +\infty} h_{cj} = 0 \quad (5.9)$$

La valeur moyenne de h_{ci} définit le voisinage typique d'interaction des éléments de la carte entre eux. Grâce à cette condition on détermine une limite de l'interaction entre neurones.

De plus la convergence vers une solution stable du réseau impose la condition suivante.

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} h_{ci} = 0 \quad (5.10)$$

Intéressons nous maintenant aux définitions de la fonction h_{ci} . Pour définir le voisinage l'équation généralement utilisée est ce qui est appelé le voisinage "bulle". La fonction s'écrit ainsi

$$h_{cj} = \begin{cases} \alpha(t) & \text{si } j \in N_c(t) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.11)$$

avec $N_c(t)$ une loi définissant l'ensemble des neurones voisins du neurone c . Ce voisinage est généralement constitué par les neurones inclus dans un disque centré sur le neurone gagnant. La fonction de voisinage est dépendante du temps, c'est-à-dire du numéro de l'étapes. Dans le cas d'un voisinage dit "bulle" cette dépendance temporelle correspond à une décroissance linéaire du rayon du disque en fonction du temps. Cette prescription réalise la condition donnée par l'équation (5.10).

Cette fonction $\alpha(t)$ représente l'amplitude de la modification à effectuer sur le neurone à un instant donné. Cette fonction est monotone décroissante en fonction du temps pour assurer la convergence de la méthode. En se basant sur l'équation 5.7, on s'aperçoit

que cette fonction doit être telle que $0 < \alpha(t) < 1$. En effet on ne peut faire plus que remplacer les composantes du neurone par celles de la donnée considérée. La fonction la plus communément utilisée s'exprime de la manière suivante :

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left(1 - \frac{t}{t_\infty}\right) \quad (5.12)$$

où α_0 représente la valeur de la fonction à $t = 0$ et t_∞ est le nombre d'étape de l'apprentissage. Cela permet de créer des agrégats de neurones dans lequel une même famille de vecteur $\vec{e}$ va se ranger.

5.4 Paramètres d'entrée de la méthode.

Pour l'obtention de la carte il reste à fixer les paramètres d'entrée de l'algorithme. La liste de ces paramètres est donnée dans cette section, et la section suivante illustrera la méthode par quelques exemples. Les paramètres d'entrée de la méthode sont au nombre de 5 :

- Le nombre de neurones ($N_a \times N_o$) pavant la carte de référence. Il y en a N_a suivant les abscisses et N_o suivant les ordonnées
- La forme du voisinage actif
- L'étendue du voisinage actif R
- Le taux d'apprentissage α
- La durée de l'apprentissage

Les trois derniers paramètres sont particulièrement importants pour déterminer la carte. Les paramètres r et α génèrent la fonction h_{ci} (voir équation 5.8). La durée d'apprentissage représente, en quelque sorte, le temps nécessaire pour obtenir la réplique neuronale de l'ensemble des données.

5.4.1 Les dimensions.

Pour une carte de dimension 2, il faut donner le nombre de neurones en abscisse (N_a) et en ordonnée (N_o). **Plus une carte comporte de neurones plus la séparation en groupes et le tri des événements sera précis.** En contrepartie plus le nombre de neurones est important, plus le temps de calcul de chaque étape d'apprentissage va être long. En effet à chaque étape, tous les éléments de la carte sont testés et confrontés aux données et un certain nombre d'entre eux sont modifiés. Il faut donc trouver un compromis en fonction du problème à étudier.

5.4.2 La forme du voisinage.

La forme du voisinage définit l'ensemble sur lequel vont être apportées les modifications durant l'apprentissage. La forme la plus usuellement choisie est la forme "bulle". L'équation définissant le taux d'apprentissage en fonction de la position dans la zone en fonction du rayon a déjà été donnée (équation 5.11). Un voisinage de forme bulle minimise la durée

de l'apprentissage, les modifications des composantes des neurones voisins du neurone gagnant n'ayant lieu que sur une zone réduite et ne dépendant que de la fonction $\alpha(t)$.

5.4.3 Le rayon du voisinage.

Le rayon du voisinage fixe la taille initiale de l'environnement actif d'un neurone, c'est à dire la zone, autour du neurone gagnant, dans laquelle les composantes des neurones voisins seront modifiées selon la loi d'apprentissage. Le rayon du voisinage actif, décroît lors de l'apprentissage pour assurer la convergence de la carte vers un état tel qu'une étape supplémentaire n'a plus d'influence sur la carte auto-organisée. Une fois que la valeur du rayon a atteint 0 les neurones ne sont plus modifiés. Ce paramètre est très important car il gouverne la répartition des neurones dans la carte auto-organisée. Deux grandes options sont envisageables :

- celle qui conduit à une population continue de toute la carte
- celle qui crée des agrégats de données proches les uns des autres.

Prenons comme situation de départ, une carte n'ayant subi aucun apprentissage. En choisissant un rayon d'apprentissage élevé, les modifications vont être appliquées sur un vaste ensemble autour du neurone gagnant. On va donc créer une large zone dans laquelle les noeuds vont devenir similaires. En itérant le processus d'apprentissage on va peu à peu recouvrir toute la carte. Si le rayon de voisinage est important, les propriétés de continuité induites par la méthode de construction des cartes rendront difficile la séparation en zone bien spécifique. Inversement, en choisissant un petit rayon, les modifications seront locales autour des points gagnants. Ainsi de petites zones de la carte de référence spécifiquement dédiées à un groupe de données seront créées. Bien évidemment, à l'intérieur de ces zones il y aura des différences qui reflèteront les propriétés de continuité des cartes.

5.4.4 Le taux d'apprentissage.

Le taux d'apprentissage est l'amplitude des modifications appliquées aux composantes de chaque neurone à une étape t (équation 5.12). Le paramètre α_0 représente le taux à l'étape $t = 0$. Le paramètre t_∞ est le nombre de pas d'apprentissage. Le paramètre α gouverne la rapidité de convergence de la méthode. Plus sa valeur est élevée, plus la méthode converge rapidement vers une représentation de l'espace des données, et les noeuds ressemblent très vite à des données réelles. Si le paramètre est trop important on risque d'avoir des instabilités qui détruiront l'apprentissage qui a été réalisé aux étapes précédentes. Prenons le cas limite de $\alpha \approx 1$, l'équation 5.7 montre que dans ce cas le neurone est complètement remplacé par la donnée présentée à la carte auto-organisée. Il y a donc une destruction complète de toutes les informations accumulées sur ce neurone aux étapes antérieures. La décroissance du paramètre au cours de la durée de la mise en place de la carte assure la convergence de la méthode vers un état dans lequel il n'y a plus de modification de la carte. Mais contrairement à l'évolution du rayon de la zone à modifier (R), qui modifie le nombre de neurones participant à l'apprentissage au cours du temps, α modifie l'amplitude des modifications subies par les neurones au cours du temps. À la fin il ne doit plus y avoir aucune modification des neurones. Les paramètres α ont des valeurs

généralement assez faibles (entre 0.1 et 0.01). De cette manière les modifications se font graduellement au cours du processus d'apprentissage. Cela permet de conserver au mieux l'acquis des diverses étapes d'apprentissage et de bien organiser la carte de référence.

5.4.5 La durée de l'apprentissage.

La durée de l'apprentissage est le nombre événements différents est analysé par le réseau pour sa modification. Cette durée dépend du nombre d'événements disponibles et de l'ensemble de données considéré. Plus la durée d'apprentissage est longue, plus le temps de calcul est important. Mais en contrepartie, le classement des données est plus précis. De plus, plus le temps d'apprentissage est long plus la carte sera peuplée dans son ensemble. Pour regrouper les données en classes il faut prendre un temps de convergence limité car il ne doit pas conduire à un peuplement de l'ensemble de la carte.

5.4.6 Code de calcul.

Le code de calcul utilisé pour ce travail est le `som_pak` 3.1. Ce code est disponible en libre accès via le FTP. La procédure pour obtenir ce programme est la suivante :

- Faire une connexion FTP sur la machine "cochlea.hut.fi". L'adresse Internet de cette machine est 130.233.168.48.
- Se connecter en tant que "anonymous" et donner son adresse électronique comme mot de passe.
- Aller dans le répertoire `/pub/som_pak`
- Prendre les fichiers compressés en utilisant le transfert de données sous forme binaire.

L'utilisation de ce programme requiert l'adaptation des données au format d'entrée du code "som_pak". La visualisation et le traitement des données après la réalisation de la carte sont aussi à la charge de l'utilisateur.

5.5 Propriétés et exemples.

Pour se familiariser avec le procédé on va regarder quelques exemples simples illustrant les aspects liés à

- **la convergence** (comment l'algorithme permet la modification du maillage initial de manière à obtenir une réplique de l'espace des données).
- **la continuité** (les neurones proches dans le réseau ont des composantes telles que les points correspondants sont proches dans l'espace des données).
- **la capacité de séparation**.

Le but est ici de se placer dans des conditions très simples de manière à illustrer la méthode pour des exemples que l'on maîtrise.

5.5.1 Illustration de la convergence.

Représentation d'un espace uniforme de dimension 2.

Pour cette étude de la convergence, l'exemple choisit est celui d'un carré uniformément peuplé. Chaque donnée est constituée par l'abscisse et l'ordonnée d'un point tiré au hasard dans un carré (x, y) tel que $x \in [-40, 40]$ et $y \in [-40, 40]$. L'ensemble des couples (x, y) sera dénommé $\mathcal{D}$. Cet espace va être maillé par 30×30 neurones d'une carte à deux dimensions. Chaque neurone de la carte est défini par un couple de valeurs. À la première étape, les valeurs initiales des composantes sont telles que $x^2 + y^2 \leq 4$. Ici, on a initialisé les composantes des neurones à des valeurs très éloignées de celles des données. Le paramètre α gouvernant l'amplitude du changement à chaque étape est pris égal à 0.05 et le rayon initial du voisinage bulle est fixé à 10.

L'objectif est de vérifier comment l'algorithme permet de construire une carte de référence dans laquelle chaque neurone sera associé à une zone de l'espace des données.

La figure 5.4 est édifiante. Elle montre les valeurs prises par les composantes des neurones à différents stades de l'apprentissage. Au départ, les composantes des 900 noeuds de la carte peuplent la région réduite telle que $x^2 + y^2 \leq 4$. On voit très clairement que même si les composantes initiales sont très éloignées des données, l'action de l'algorithme permet de recouvrir totalement l'espace des données. Après 5000 étapes, l'ensemble du carré est très nettement reconnaissable, et à la 100000^{ème} étape le carré est parfaitement reconstruit.

Suite à l'apprentissage l'espace des données est donc maillé par les noeuds de la carte : chaque neurone est associé à une zone du carré. Les zones sont disjointes et recouvre l'ensemble du carré $\mathcal{D}$. Une zone du carré est associée à un neurone précis. La zone associée à un neurone i est l'ensemble $\mathcal{Z}_i$ des vecteurs $\vec{e}(x, y)$ avec $(x, y) \in [-40, 40] \times [-40, 40]$ tel que $\|\vec{e} - \vec{m}_i\| \leq \|\vec{e} - \vec{m}_j\| \forall j$. De cette manière chaque noeud (i) se spécialise dans une partie du carré (données à étudier) et répond de manière maximale si une donnée ($\vec{e}$) qui lui est soumise se trouve à son voisinage ($\vec{e} \in \mathcal{Z}_i$). Ainsi, toute l'information contenue dans les données a été retranscrite dans la carte auto-organisée selon un ordre différent de celui de l'espace $\mathcal{D}$, qui peut s'exprimer par $\cup_i \mathcal{Z}_i = \mathcal{D}$, l'aire de chaque zone $\mathcal{Z}_i$ étant reliée à la densité de population.

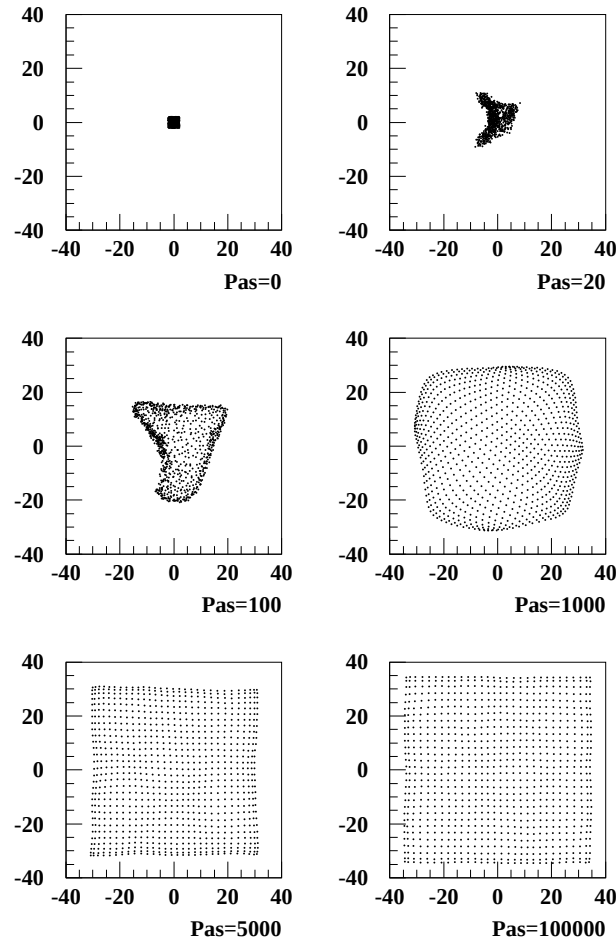


FIG. 5.4 – Évolution des valeurs prises par les neurones pour diverses durées d'apprentissage. Les données sont les abscisses et les ordonnées d'un carré uniformément peuplé. Les durées sont de gauche à droite et de haut en bas $t = 0, 20, 100, 1000, 5000, 100000$

Représentation d'une espace uniforme de dimension 1.

Dans un deuxième exemple, nous vérifions la capacité de l'algorithme à peupler au mieux un espace des données de dimension intrinsèque 1 à l'aide d'un réseau bidimensionnel. L'ensemble des données $\vec{e}(x, y)$ à étudier est un cercle. Cet objet est monodimensionnel car les composantes x et y ne dépendent que d'une seule variable ϑ .

$$\begin{cases} x = R_0 \cos(\vartheta) \\ y = R_0 \sin(\vartheta) \end{cases} \quad (5.13)$$

où R_0 est une constante égale à 40, et ϑ est choisie aléatoirement dans une distribution plate. L'ensemble des valeurs de $\vec{e}$ sera dénommé $\mathcal{E}$. Les composantes (x, y) des noeuds du

réseau sont initialisées de sorte que $x^2 + y^2 \leq 4$. Les paramètres du réseau sont une taille de carte de 30×30 , un rayon de voisinage $R = 10$ et un taux d'apprentissage $\alpha = 0.05$.

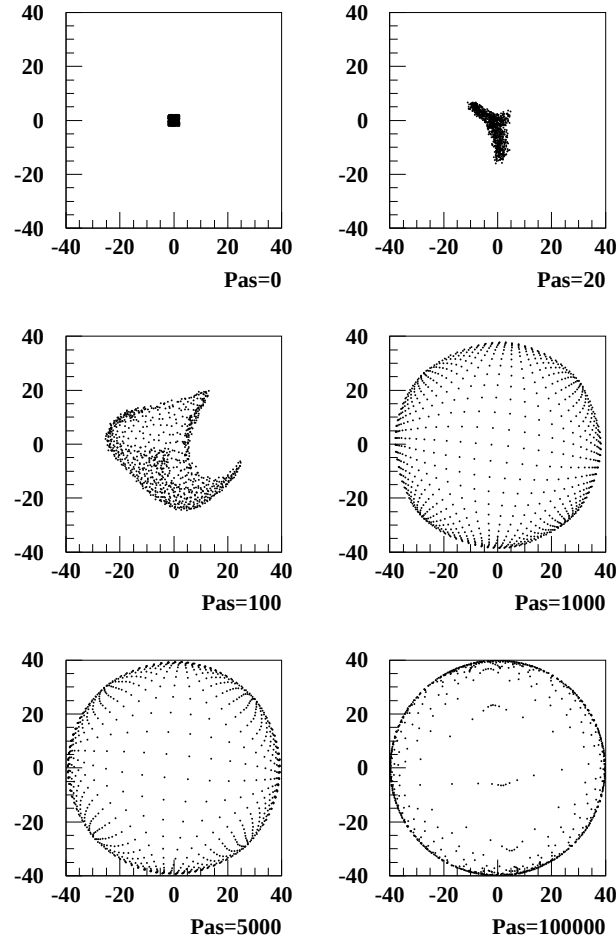


FIG. 5.5 – Évolution des valeurs prises par les neurones pour diverses durées d'apprentissage. Les données sont les abscisses et les ordonnées d'un cercle uniformément peuplé. Les durées sont classées de gauche à droite et de haut en bas $t = 0, 20, 100, 1000, 5000, 100000$

La figure 5.5 illustre les modifications durant l'apprentissage. En dépit de l'éloignement initial, après 5000 pas d'apprentissage, la forme d'un cercle est clairement reconnaissable. Les composantes des neurones prennent en majorité des valeurs proches de celles du cercle représentant l'ensemble des données. La densité de population autour des valeurs des données utilisées pour l'apprentissage devient de plus en plus importante avec la durée d'apprentissage. Au terme de l'apprentissage chaque neurone est associé à une zone $\mathcal{Z}_i$ qui correspond à une portion du cercle initial. Néanmoins, du fait que l'on classe un objet

de dimension 1 à l'aide d'un espace à 2 dimensions ne permet pas à tous les neurones de se placer sur le cercle. C'est à dire qu'il existe des neurones i tels que $\mathcal{Z}_i \cap \mathcal{E} = \emptyset$. De ce fait certains neurones ne seront jamais utilisés dans le classement suivant l'apprentissage.

Représentation d'un espace non uniforme.

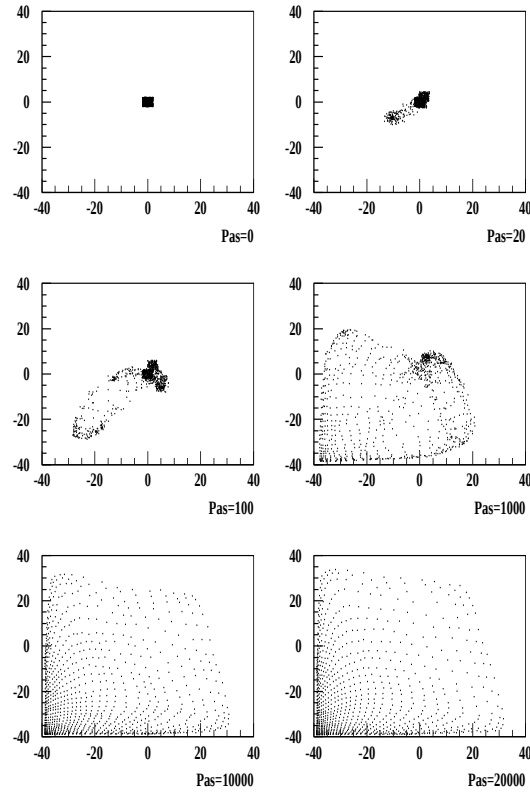


FIG. 5.6 – Évolution des valeurs prises par les neurones pour diverses durées d'apprentissage. Les données sont les abscisses et les ordonnées d'un carré avec des densités de population non uniforme (voir texte). Les durées sont classées de gauche à droite et de haut en bas $t = 0, 20, 100, 1000, 10000, 20000$

Examinons maintenant le cas où la distribution des données n'est pas uniforme. Chaque donnée est constituée par l'abscisse et l'ordonnée d'un point tiré au hasard dans un carré (x, y) tel que $x \in [-40, 40]$ et $y \in [-40, 40]$. L'ensemble des couples (x, y) sera dénommé $\mathcal{U}$. Mais les valeurs sont réparties de manière non uniforme. La probabilité de présence est une exponentielle décroissante de -40 à 40 selon x et y . La probabilité de x est donc $\gamma e^{-\beta x}$ pour $x \in [-40, 40]$ (ou $\beta = 5$ et γ est un facteur de normalisation). La probabilité de présence est définie de la même manière pour y . Cet espace est maillé par 30×30 neurones d'une carte à deux dimensions. Chaque neurone de la carte est défini par un

couple de valeurs. À la première étape, les valeurs initiales des composantes sont telles que $x^2 + y^2 \leq 4$. Le paramètre α gouvernant l'amplitude du changement à chaque étape est pris égal à 0.05 et le rayon initial du voisinage bulle est fixé à 10.

La figure 5.6 montre clairement que la carte s'organise en respectant les densités de population. Les neurones se concentrent dans les zones de forte probabilité de présence ($x = -40$ $y = -40$) et sont très peu nombreux dans les zones où il y a une faible probabilité de présence ($x = 40$ $y = 40$). Néanmoins l'ensemble de l'espace est peuplé en accord avec la densité de probabilité. Les zones de forte concentration de données sont décrites (plus de neurones associés) avec une meilleure précision que les zones de faible concentration.

Les cartes auto organisées permettent donc de créer un maillage de l'espace à étudier. Ce maillage peut être réalisé même si les composantes initiales de neurones sont très éloignées de celles des données à traiter. Les différences de dimension entre l'espace des neurones et celui des données n'altèrent pas les qualités de convergence. Des données de dimension 1 peuvent être traitées par un réseau de dimension 2. L'inverse est aussi possible comme il sera montré dans la section suivante (voir figure 5.7). Les données de dimension 2 sont évidemment prises en compte par un réseau de dimension 2. **En généralisant, on conclut qu'un réseau de dimension n peut prendre en compte les données issues d'un espace de dimension quelconque.**

5.5.2 Illustration de la continuité.

Une autre capacité de l'algorithme est la préservation de la continuité de l'espace des données à celui des neurones. **En d'autres termes deux neurones voisins dans la carte sont proches l'un de l'autre dans l'espace des données à étudier.**

Comme pour les tests précédents sur la convergence on va s'intéresser à des données bidimensionnelles. Les données sont les abscisses et les ordonnées de points pris dans un espace délimité par un triangle peuplé uniformément. Le réseau est monodimensionnel et la ligne comprend 300 neurones. Chaque neurone de la ligne est représenté par ses deux composantes x et y . Les valeurs initiales des composantes satisfont à la relation $x^2 + y^2 \leq 4$. Les paramètres d'apprentissage de la ligne sont le rayon de voisinage $R = 5$ et le taux d'apprentissage $\alpha = 0.05$.

On voit sur la figure 5.7, qu'après une durée d'apprentissage de 10000 pas on obtient une chaîne continue, et chaque neurone est relié au suivant, les neurones étant affichés successivement en fonction de leur ordre dans le réseau du numéro 1 au numéro 300. À la fin l'apprentissage, le réseau de neurones couvre tout l'espace à étudier. Par ailleurs, cet exemple confirme qu'un réseau de dimension 1 peut représenter un espace de dimension 2. L'autre information importante que l'on tire de la figure 5.7 est qu'il existe bien une relation entre proches voisins. **Deux neurones contigus sont nécessairement proches dans l'espace des données. Cela montre que la sélection d'un ensemble de neurones voisins permet de sélectionner une partie continue de l'espace des**

données. Toutefois, du fait des différences de dimensions (l'espace des données est plus grand que l'espace des neurones), la proposition inverse n'est pas nécessairement vraie. Un ensemble continu dans l'espace des données ne l'est pas forcément dans l'ensemble des neurones.

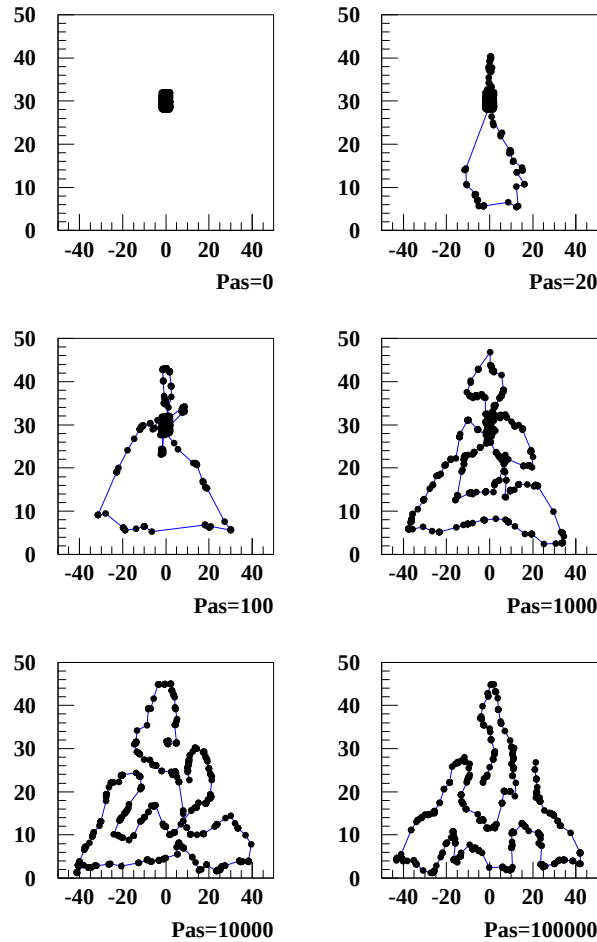


FIG. 5.7 – Évolution des valeurs prises par les neurones pour diverses durées d'apprentissage. Les données sont les abscisses et les ordonnées des points d'un triangle uniformément peuplé. Les durées sont classées de gauche à droite et de haut en bas $t = 0, 20, 100, 1000, 10000, 100000$.

Pour s'assurer que la continuité est traitée correctement, revenons au traitement d'un ensemble à une dimension et considérons l'exemple de points échantillonnés sur un cercle (ensemble $\mathcal{E}$). Examinons la représentation de cet ensemble par un réseau à une dimension. Dans ce cas il y a équivalence entre la dimension de l'objet traité et la dimension de la carte de référence. On prend (x, y) tel que $x^2 + y^2 \leq 4$ à $t = 0$. Les paramètres sont une

ligne de 300 neurones, un rayon de voisinage $R = 10$ et un taux d'apprentissage $\alpha = 0.05$. La figure 5.8 donne l'évolution des valeurs des composantes des neurones en fonction de la durée d'apprentissage. Après 100000 pas d'apprentissage, le cercle est parfaitement décrit par les neurones. De plus chaque neurone de la ligne est relié directement à son voisin. La reconnaissance de cette ligne est possible dès 10000 pas d'apprentissage. **Le cercle a bien été reproduit de manière continue par le réseau. La sélection de noeuds contigus sur la ligne donne un arc de cercle.**

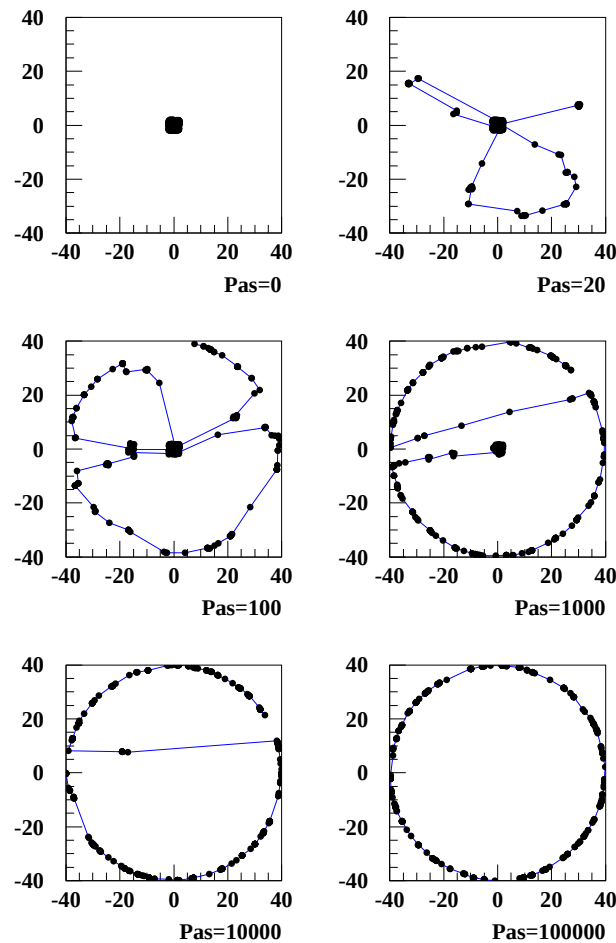


FIG. 5.8 – Évolution des valeurs prises par les neurones pour diverses durées d'apprentissage. Les données sont les abscisses et les ordonnées d'un cercle uniformément peuplé. Les durées sont classées de droite à gauche et de haut en bas $t = 0, 20, 100, 1000, 10000, 100000$.

5.5.3 Image des données dans un réseau de neurone.

Lors de la phase d'apprentissage d'une carte auto-organisée, l'algorithme opère un transfert de l'information contenue dans les données vers la carte auto-organisée. Il est intéressant de connaître sur des exemples simples sous quelle forme cette information se retrouve dans la carte auto-organisée.

Ici, nous étudierons l'exemple du cercle représenté par un réseau à une ou deux dimensions. Cet ensemble a été défini précédemment comme l'ensemble $\mathcal{E}$. L'étude des propriétés de convergence et de continuité a été effectuée dans la section 5.5 (voir figure 5.8). Ici on s'intéresse aux événements associés à chaque noeud après la phase d'apprentissage. Les tailles et les paramètres d'apprentissage des réseaux sont identiques à ceux utilisés pour réaliser la figure 5.8 (dimension de la carte 1) et la figure 5.5 (dimension de la carte 2).

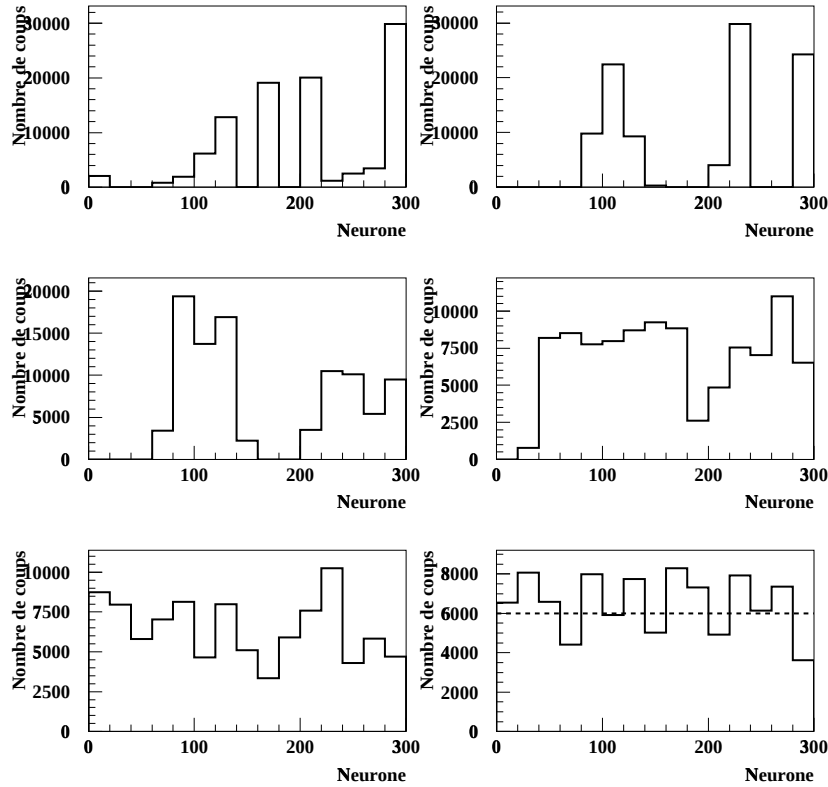


FIG. 5.9 – Nombre d'événements associés à chaque neurone en fonction de la durée d'apprentissage. Les données sont prises dans l'ensemble $\mathcal{E}$. Le réseau est de dimension 1 et le paramètre d'apprentissage donné dans le texte. Les durées d'apprentissages sont, de gauche à droite et de haut en bas, de $t = 0, 20, 100, 1000, 10000, 100000$

La figure 5.9 montre la répartition du nombre de données associées à chaque neurone pour différentes étapes du processus d'apprentissage. Pour réaliser cette figure on prend un échantillon de 10^6 données dans $\mathcal{E}$. On dénombre ensuite pour chaque neurone les données associées, c'est-à-dire combien de fois un neurone a été gagnant sur l'ensemble de données qui lui ont été présentées.

À la suite d'un apprentissage bref ($t \leq 100$), les neurones ne sont absolument pas organisés et seuls quelques uns sont associés à une grande partie des données. Après 100000 pas d'apprentissage, il y a une répartition à peu près uniforme de la quantité d'événement associée à chaque noeud, comme le montre la ligne pointillée sur le diagramme en bas et à droite de la figure 5.9. **Cela rappelle la distribution de ϑ utilisée dans l'équation 5.13 et définissant les coordonnées x et y des points du cercle. Ceci correspond à ce que l'on voit sur figure 5.8 : les neurones sont tous repartis presque uniformément sur le pourtour du cercle. Le réseau a réussi à classer correctement les événements et à reproduire la distribution uniforme de la variable génératrice de l'espace des données.**

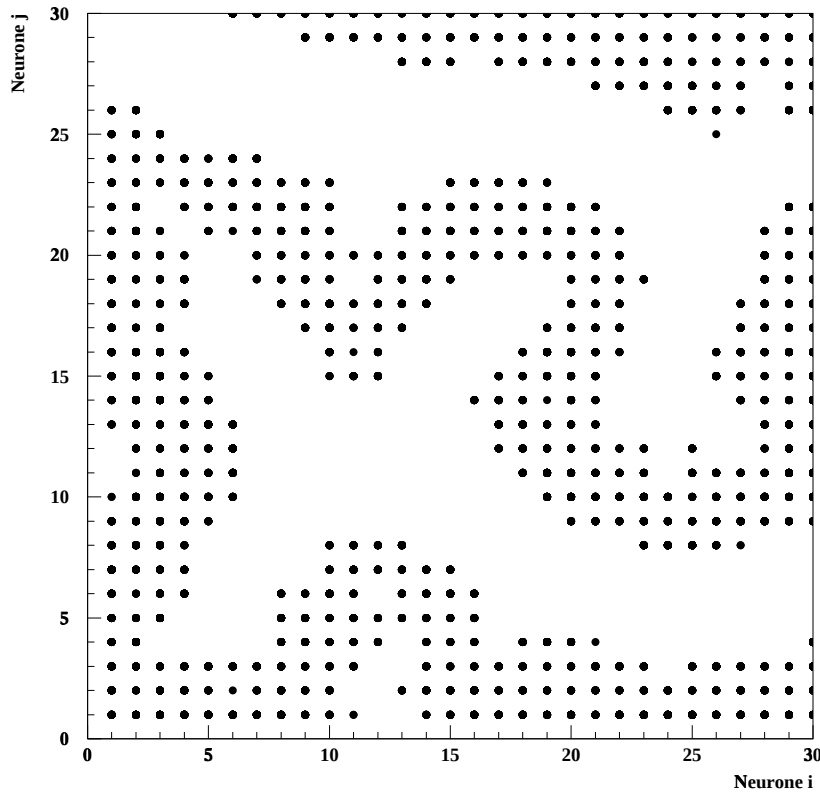


FIG. 5.10 – Événements associés à chaque neurone. Les données sont prises dans l'ensemble $\mathcal{E}$. Le réseau est de dimension 2 et les paramètres d'apprentissage sont donnés dans le texte. La durée d'apprentissage est de 100000 pas.

Regardons maintenant l'exemple d'un cercle représenté par un réseau de dimension 2. La répartition des valeurs des neurones est montrée sur la figure 5.5. La figure 5.10 représente les neurones auxquels sont associés des événements de $\mathcal{E}$ dans la carte 30×30 de l'espace des neurones. La carte de référence utilisée dans la figure 5.10 a subi 100000 étapes d'apprentissage.

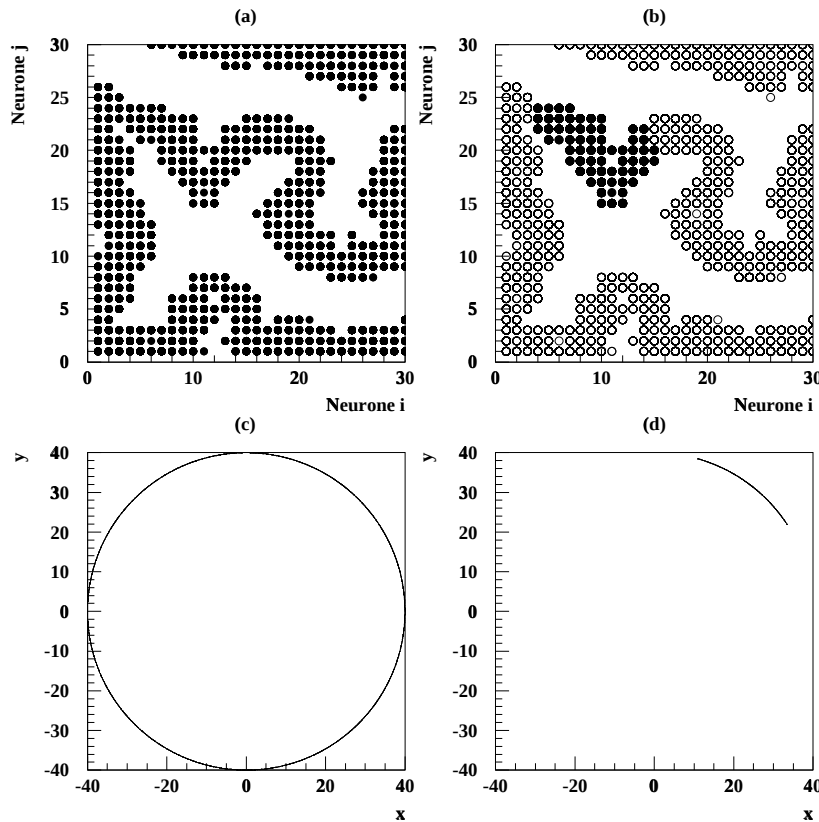


FIG. 5.11 – Continuité de la méthode des cartes auto-organisées. La figure (a) représente les neurones sensibles aux données dans l'ensemble de la carte. L'espace des données est représenté sur la figure (c). La partie des neurones sélectionnée est montrée dans la figure (b) par les points noirs. La figure (d) montre les données associées aux neurones sélectionnés dans la figure (b).

L'objet à représenter par la carte de référence à 2 dimensions est un objet de dimension intrinsèque 1. En conclusion la représentation de l'ensemble $\mathcal{C}$ doit être à une dimension. Un objet à une dimension dans un espace de dimension 2 est une courbe. C'est bien ce que montre la figure 5.10 une courbe dessinée dans un plan. L'étape ultime de la convergence serait une courbe qui remplirait tout le plan.

De part les propriétés de continuité, la troncation d'une partie de la courbe représenté dans la carte auto-organisée donne un arc de cercle. Sur la figure 5.11(d) est représenté l'arc de cercle correspondant à l'ensemble de données sélectionnées (points noirs) de la

figure 5.11(b). Cette image montre clairement qu'une partie de la courbe réalisée dans l'espace des neurones représente une partie continue de l'espace des données c'est-à-dire un arc de cercle.

L'espace $\mathcal{E}$ est donc correctement reproduit par la carte de dimension 2 comme le montre les figures 5.11(a) et 5.11(c). **De manière générale, la représentation d'un ensemble par une carte auto-organisée donne une classification cohérente de cet ensemble.** Malgré tout la réplique neuronal de l'objet peut avoir une forme quelconque. La représentation de la figure 5.10 n'évoque pas du tout un cercle.

5.5.4 Illustration des capacités de classement.

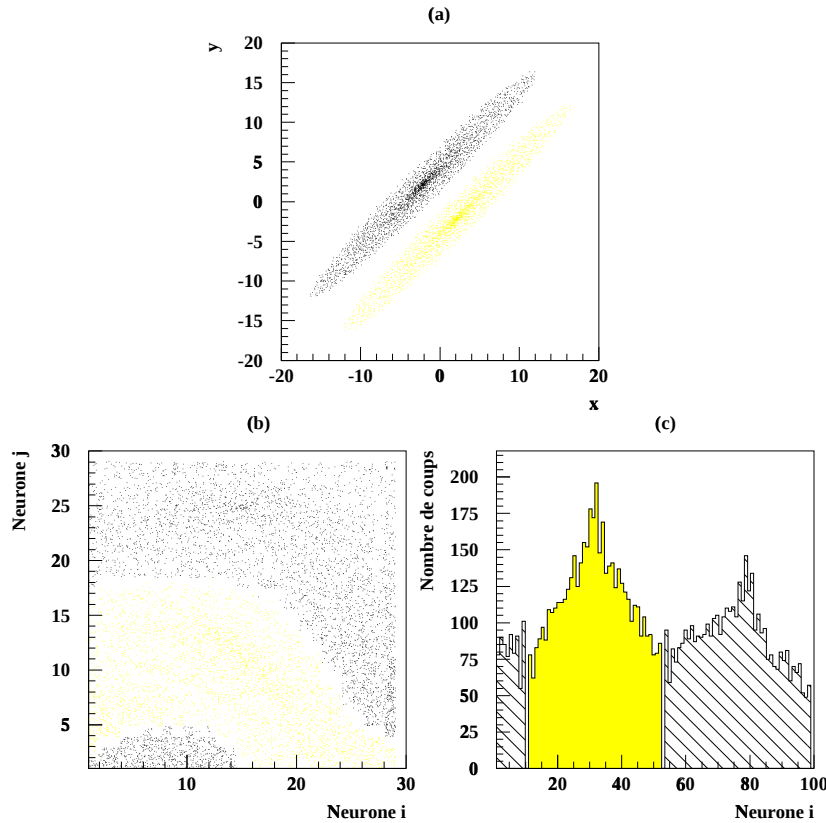


FIG. 5.12 – *Exemple de classement de données par un réseau de neurones. Les données à traiter sont représentées sur la figure (a). Les figures du bas représentent le nombre d'événements associés à chaque neurone obtenu par un réseau à deux dimensions (b) et celui obtenu par un réseau à une dimension (c). La partie grise (noire) représente la partie grise (noire ou hachuré) des données.*

Les exemples de données étudiés dans les sections 5.5.2 et 5.5.3 de ce chapitre sont des ensembles uniformes sans discontinuité de peuplement. Il est intéressant de regarder

la capacité des cartes auto-organisées à traiter des ensembles de données présentant des distributions non uniformes et des discontinuités de peuplement.

L'ensemble des données (couple (x, y)) choisies est représenté sur la figure 5.12(a). L'ensemble est constitué par deux ellipses dont les caractéristiques sont les suivantes:

- Elle sont construites par le tirage aléatoire dans des distributions plates pour le θ et pour la taille du petit axe de l'ellipse.
- Leur grand axe est de longueur 40.
- Leur petit axe est de longueur 4.
- La distance entre les centres des ellipses est de 6 (centres initiaux $(-3., 0.)$ et $(3., 0.)$).
- Elles ont subi une rotation de 45°

Nous allons étudier la représentation de ces données à l'aide d'un réseau à deux dimensions de 30×30 noeuds et à l'aide d'une ligne de 100 noeuds. Pour les deux types de réseaux, les paramètres d'apprentissage sont un rayon de voisinage $R = 3$, et un taux d'apprentissage $\alpha = 0.02$. La durée d'apprentissage est de 100000 pas.

Les figures 5.12(b) et 5.12(c) sont obtenues en montrant la localisation des données de la figure 5.12(a) dans la carte auto-organisée.

Les deux zones grise et noire des données sont bien séparées pour le réseau à deux dimension (5.12 (b)) comme pour le réseau à une dimension (figure 5.12 (c)). De plus on constate des neurones associés à aucun événement sur la figure 5.12 (c). Ces points particuliers correspondent à la discontinuité entre les deux ensembles (noir et gris) de la figure 5.12 (a). Il existe le même type de neurones dans la figure 5.12 (b) mais la représentation la rend moins visible. Une coupure dans un ensemble continu de neurone permet de sélectionner une partie spécifique et continue des événements de la figure 5.12 (a). **Il est clair que la méthode permet de séparer les différentes zones présentes dans les données. La capacité des cartes auto-organisées à classer les objets de manière continue en respectant leur topologie est clairement mise en évidence par cet exemple.**

Les neurones sont sensibles dans pratiquement la totalité de la carte pour deux raisons :

- Le nombre de pas d'apprentissage est important ce qui conduit à un peuplement d'une large partie de la carte.
- La dimension de l'espace à étudier (dimension 2) est proche de celui de la carte (dimension 2 ou 1)

L'augmentation de la taille de l'espace à étudier en augmentant la dimension du vecteur d'entrée avec de nouvelles variables dépendantes de x et y permet une séparation plus nette des zones en agrégats. Cet effet est montré sur la figure 5.13. Sur cette figure sont représentés les résultats obtenus sur les données déjà montrées sur la figure 5.12(a) avec les mêmes paramètres de carte auto-organisée avec et les deux modifications suivantes :

- Dans ce cas 6 variables dépendantes de x et y ont été rajoutées au vecteur (x, y) de donnée pour réaliser un vecteur de dimension 8
 $(x, y, a(x, y), b(x, y), c(x, y), d(x, y), e(x, y), f(x, y))$.
- La durée d'apprentissage est de 10000 pas.

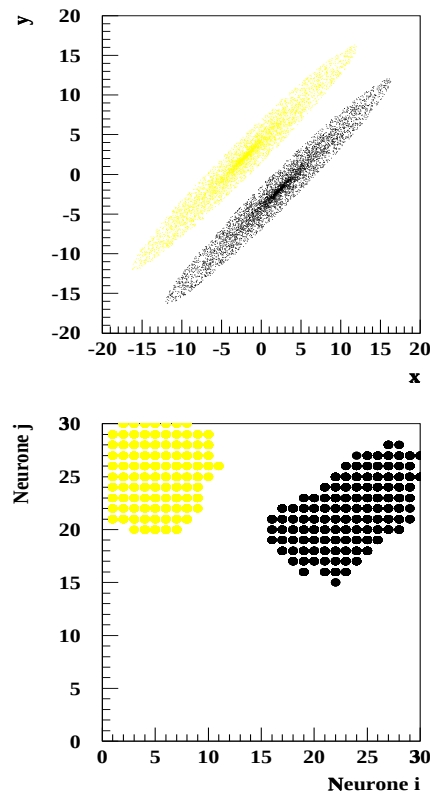


FIG. 5.13 – Exemple de classement de données par un réseau de neurones. Les données à traiter sont représentées sur le diagramme du haut. Le diagramme du bas représente les neurones sensibles à la suite de l'apprentissage. Les niveaux de gris se correspondent zone à zone entre le diagramme du haut et le diagramme du bas.

La figure 5.13(b) a été obtenue en représentant la localisation des données de la figure 5.13(a) dans la carte auto-organisée. Une très nette séparation entre les deux classes est visible. Chaque agrégat est associé à la zone de niveau de gris correspondante de la figure 5.13(a). La discrimination entre les deux zones devient alors évidente.

La nette séparation des diverses composantes d'un ensemble d'événements simples fait espérer que la méthode sera efficace pour traiter des problèmes plus complexes. Il faut tout de même se rappeler que les cas d'école traités ici illustrent une séparation très claire entre les diverses composantes. Cette qualité de discrimination pourra éventuellement être altérée par l'augmentation de la dimension de l'ensemble des données.

5.6 Bilan des propriétés de la méthode.

Nous avons montré que les cartes de Kohonen constituent une méthode d'analyse des données avec de nombreux points forts.

- Les cartes réalisées dans l'espace des neurones ont des propriétés de continuité. Cet avantage est double car il assure que des événements très différents sont bien séparés et qu'il y a une cohérence de l'information contenue dans des neurones voisins.
- Les cartes permettent de prendre en compte correctement toute l'information contenue dans les données avec un nombre d'itérations assez faible (de l'ordre de 10000). Les propriétés de convergence de la méthode sont donc de bonne qualité.
- Enfin rappelons que la technique est indépendante d'un modèle ce qui lui permet de ne pas dépendre des hypothèses éventuelles introduites par une simulation.

Malgré tous ces bons points il existe des limitations que l'on pourrait considérer comme des avantages. Tout comme le fait le cerveau humain un événement qui est présenté à la carte auto organisé lors de la phase d'apprentissage est évalué par rapport à des objets déjà connus. La carte fait la meilleure approximation possible à cette instant. De ce fait à la fin de l'apprentissage les classements peuvent différer d'une carte à une autre, en fonction des événements présentés. Néanmoins des classes très différentes ne peuvent être confondues.

Chapitre 6

Traitement des données au moyen des cartes auto-organisées

Nous allons maintenant appliquer cette méthode sur les événements expérimentaux issus de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon. **L’objectif est de rechercher des classes d’événements ayant des propriétés compatibles avec la multifragmentation d’une source unique.** L’étude au moyen des sélecteurs monodimensionnels (angle de flot, angle d’émission du plus gros fragment, multiplicité totale) présentée au chapitre 4 donne une image globale des caractéristiques recherchées. L’objectif de l’utilisation des cartes auto-organisées est triple :

- Obtenir l’ensemble des événements issus du processus de multifragmentation d’une source déformée.
- Séparer les divers mécanismes présents dans les données expérimentales.
- S’assurer que les caractéristiques des événements obtenus par la coupure monodimensionnelle (angle de flot, angle d’émission du plus gros fragment, multiplicité totale) ne sont pas biaisés.

Dans un premier temps sera présenté l’espace des données que nous allons étudier et les paramètres d’apprentissage choisis pour réaliser la carte de référence. Ensuite nous nous intéresserons aux diverses classes d’événements mises en évidence par la méthode des cartes auto-organisées.

6.1 Paramètres de la carte auto-organisée

6.1.1 Les prescriptions

Pour étudier la multifragmentation il faut s’intéresser aux caractéristiques des fragments produits lors de la réaction. Pour cette raison, l’espace à étudier est limité à celui des fragments ($Z \geq 3$). Une première condition, reliée à des conditions expérimentales est de retenir uniquement les événements tels qu’au minimum, quatre particules aient touchées le détecteur INDRA. L’espace étudié est celui des fragments. Il est inutile de perturber l’apprentissage de la carte avec des événements sans aucun fragment. Donc une

condition $M_{frag} \geq 1$ est rajoutée. Ces deux conditions ne biaisent pas l'étude des événements de multifragmentation. Les analyses réalisées avec des coupures monodimensionnelles montrent que les événements associés aux collisions les plus dissipatives présentent un nombre important de fragments (voir figures 4.3 et 4.15 du chapitre 4).

6.1.2 Définition de l'espace à analyser

Le but est de trouver un compromis entre la taille de l'espace à étudier et le temps de calcul nécessaire pour réaliser la carte. La description des événements par les seuls fragments a déjà permis la réduction de l'espace. L'objectif est d'avoir le maximum d'information sur les fragments avec le moins de redondance possible. De plus un traitement préliminaire des événements, pour avoir des informations globales sur l'événement risque d'introduire un *a priori* dans l'analyse en ne sélectionnant qu'une partie de l'information disponible. Ces transformations peuvent même potentiellement introduire des biais du fait de la dépendance entre les variables utilisées.

Toutes ces contraintes conduisent à utiliser les observables directement mesurées par l'appareillage expérimental. Un fragment est complètement défini dans le détecteur IN-DRA au moyen de 4 grandeurs physiques:

- L'angle polaire θ
- l'angle azimutal ϕ
- L'énergie E
- La charge Z

Les multiplicités de fragments n'excédant que rarement 10 dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon, seuls les 10 plus gros fragments de l'événement sont retenus. Pour un événement donné, si la multiplicité des fragments est inférieure à dix, les autres valeurs du vecteur définissant l'événement sont prises égales à 0. On a ainsi défini un vecteur de dimension quarante (4 valeurs $\times$ 10 éléments). Ce vecteur contient toutes les informations sur les fragments produits dans la réaction. Ce vecteur $\vec{e}$ s'écrit comme suit :

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} Z_1 \\ \dots \\ Z_{10} \\ \theta_1 \\ \dots \\ \theta_{10} \\ \phi_1 \\ \dots \\ \phi_{10} \\ E_1 \\ \dots \\ E_{10} \end{pmatrix}$$

Dans ce vecteur les fragments sont classés par charges décroissantes. Les diverses caractéristiques d'un fragment se correspondent une à une dans le vecteur c'est à dire que Z_p , correspond aux θ_p , ϕ_p , et E_p avec $p \in \{1..10\}$. Ces vecteurs réalisent un bon compromis entre la taille de l'espace à étudier (40) et l'information accessible. De plus les variables sont indépendantes de tout changement de repère ou de toute hypothèse sur la physique.

Il ne reste plus qu'à mettre en œuvre la méthode. Les paramètres à utiliser sont définis dans la section suivante.

6.1.3 Paramètre d'apprentissage de la carte

Nous rappelons les paramètres d'apprentissage utilisés pour réaliser la carte associée aux données issues de l'expérience $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 Mev par nucléon.

- La dimension de la carte en abscisses : 100
- La dimension de la carte en ordonnées : 100
- La forme du voisinage : "Bulle"
- L'étendue du voisinage R : 3
- Le taux d'apprentissage α : 0.02
- La durée de l'apprentissage : 10^4

Avec l'ensemble de ces paramètres, l'objectif est de créer des zones distinctes dans les données de manière à séparer au mieux les différents mécanismes.

Détaillons un peu plus les raisons de ces choix:

- La dimension de la carte fixe sa résolution maximale. Pour l'analyse des données la taille de la carte est de 100×100 . Ce choix laisse suffisamment de souplesse dans la construction de la carte tout en gardant un nombre de neurones raisonnable (10000).

- Le voisinage “ Bulle” a été choisi en raison de sa simplicité et de la rapidité des calculs effectués avec ce type de voisinage.
- Pour l’étude des données il a été choisi d’effectuer la phase d’apprentissage avec un rayon faible en l’occurrence 3 à $t = 0$. Ce choix est fait de manière à créer des zones bien spécifiques associées à chaque grande classe de mécanisme présent dans les événements recueillis.
- le cas standard a été utilisé pour le paramètre d’apprentissage α . A savoir une décroissance linéaire de sa valeur en fonction du temps d’apprentissage. La valeur du paramètre α à $t = 0$ a été prise égale à 0.02.
- la durée d’apprentissage a été fixée à 10^4 pas ce qui réalise un bon compromis entre la variété d’événements et la durée de l’apprentissage. L’espace à étudier étant déjà important on ne peut pas demander trop de pas d’apprentissage. De plus pour réaliser des agrégats dans lesquels se range une catégorie bien précise des données il ne faut pas faire trop de pas d’apprentissage sinon toute la carte se trouve remplie. En effet, à partir d’un unique point sensible de la carte auto-organisée, petit à petit, au cours de l’apprentissage, les noeuds situés autour de ce noeud sensible vont eux aussi devenir sensibles aux données. Ainsi de proche en proche, toute la carte va devenir sensible aux données. Mais une carte auto-organisée où tous les noeuds sont sensibles n’est pas forcément idéale pour discriminer entre des classes d’événements.

A la suite de cet apprentissage on obtient une carte de référence qui permet d’étudier les données. Cette carte ne sera plus jamais modifiée. Pour l’étude des données on compare chaque événement aux neurones de la carte et on cherche le neurone qui est le plus proche. C’est-à-dire que l’on attribue à chaque événement son neurone gagnant.

6.2 Principales caractéristiques des cartes auto-organisées

Les figure 6.1(a) et 6.1(c) montrent le résultat de la méthode des cartes auto-organisées appliquée aux les événements mesurés dans les collisions de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon et satisfaisant aux deux conditions suivantes : quatre détecteurs touchés dans INDRA et une multiplicité de fragments $M_{frag} \geq 1$. **Les événements se regroupent en deux zones bien séparées.**

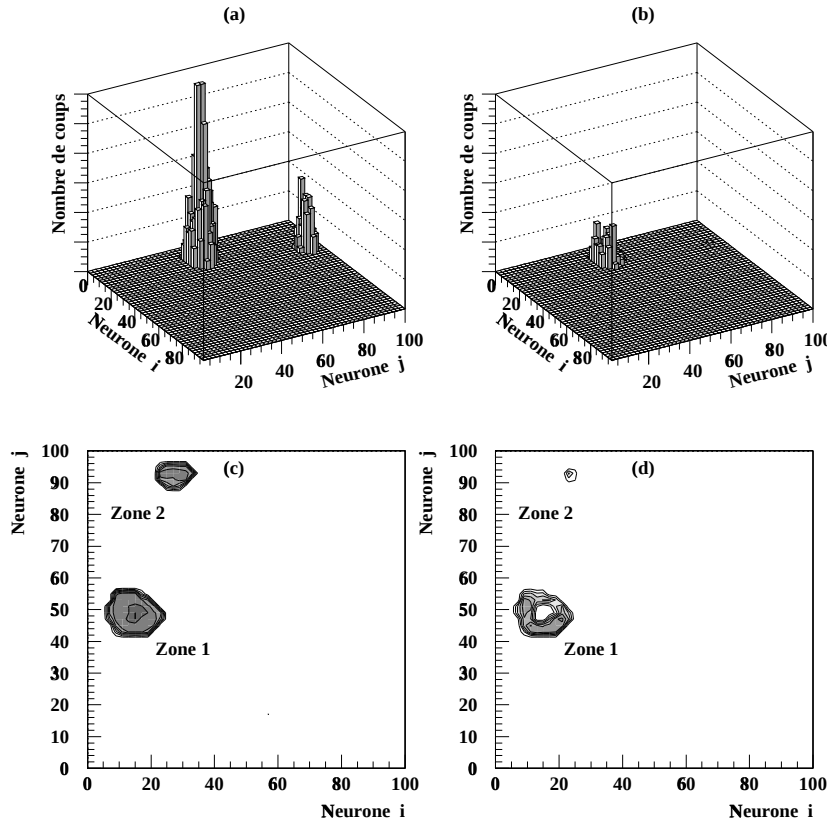


FIG. 6.1 – Vue en perspective de la carte auto-organisée obtenue pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon pour tous les événements (a) pour les événements complets (b) satisfaisant à la condition $Z_{\text{tot}} \geq 0.8 \times Z_{\text{sys}}$ où Z_{sys} est la charge totale du système $\text{Xe} + \text{Sn}$. Les diagrammes (c) et (d) sont les vues de dessus correspondantes de la carte. Seuls les événements $M_{\text{frag}} \geq 1$ sont pris en compte.

La position des zones dans la carte peut dépendre de l'étape d'initialisation, mais le nombre de zones est quasi indépendant de l'étape d'initialisation. Il n'a pas été trouvé de règle simple pour estimer *a priori* le nombre de zones ; il varie d'un système à l'autre sans évolution systématique mais reste à peu près constant pour un même système à diverses énergies de bombardement dans une gamme allant de 30. à 100. MeV/nucléon

Comme nous l'avons dit précédemment, nous innovons en utilisant pour la première fois la méthode des cartes auto-organisées dans la physique nucléaire. Il s'agit d'une nouvelle méthode de classement dont il a fallu connaître le fonctionnement. Pour cela un certain nombre d'études sur les cartes elle-même et à l'aide de simulations (SMM [BON95], SIMON [DUR96]) ont été réalisées. La méthode de classement présentée dans ce manuscrit nous semble la plus adaptée.

À cette étape de l'analyse, seules les caractéristiques globales de la carte de référence sont présentées. Les interprétations en terme de physique des échantillons seront proposées dans le chapitre suivant. Dans le but de mieux appréhender le fonctionnement des cartes

auto-organisées, les événements expérimentaux ont été classés en fonction de l'énergie transverse totale des particules légères chargées (E_{T12}). E_{T12} a été utilisée comme sélecteur de centralité et donne une classification grossière entre les événements périphériques, semi-centraux et centraux [BOC00, PLA00].

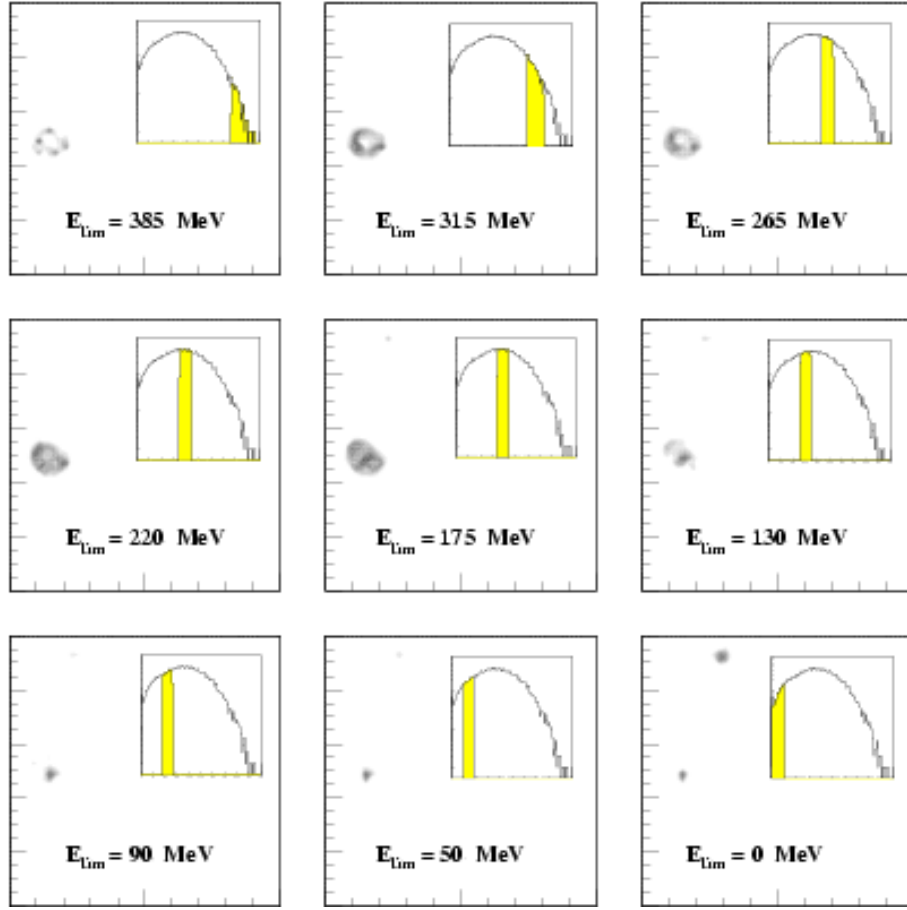


FIG. 6.2 – Remplissage de la carte auto-organisée pour les événements sélectionnés en utilisant l'énergie transverse des particules légères (E_{T12}). En allant des collisions les plus centrales (en haut à gauche) aux plus périphériques (en bas à droite). Les limites inférieures de la tranche en E_{T12} sélectionnée sont indiquées sur chaque diagramme. À l'intérieur de chaque figure est reportée la distribution en énergie transverse et la partie sélectionnée est en grisé.

La figure 6.2 montre le remplissage de la carte, pour plusieurs tranches de E_{T12} , des collisions les plus centrales (diagramme en haut à gauche) au plus périphériques (diagramme en bas à droite). La distribution totale en E_{T12} est reportée à l'intérieur de chaque diagramme et la zone grisée représente la fraction sélectionnée. La limite inférieure de la partie grisée E_{lim} est notée sur chaque diagramme et correspond aux découpes réalisées dans la distribution sans biais de E_{T12} mesurée dans la même expérience [BOC00]. Les deux critères de sélection requis (au moins quatre détecteurs touchés dans INDRA et $M_{frag} \geq 1$) diminuent le nombre de coups associés aux collisions les plus périphériques.

Ceci est évident au niveau du comptage pour les petites valeurs de l'énergie transverse totale.

A l'exception des collisions les plus périphériques, la plupart des événements peuplent la zone 1 dans la figure 6.2. Les événements se concentrent en anneaux avec un rayon qui augmente lentement avec l'augmentation de E_{T12} et donc avec la centralité. Cette structure en anneaux est reliée à la manière dont l'apprentissage a été implémenté et la figure 6.2 montre que la coupure en anneaux est bien adaptée à l'organisation des données à l'intérieur des zones.

La figure 6.2 montre clairement que les événements contenus dans la zone numérotée 2 sur la figure 6.1 sont des collisions très périphériques. Dans la suite du manuscrit, les événements de cette zone seront qualifiés de "périphérique". Les événements associés à la zone 1 de la figure 6.1 semblent en majorité provenir de réactions plus dissipatives (voir figure 6.2). Pour cette raison cette zone sera nommée zone "dissipative".

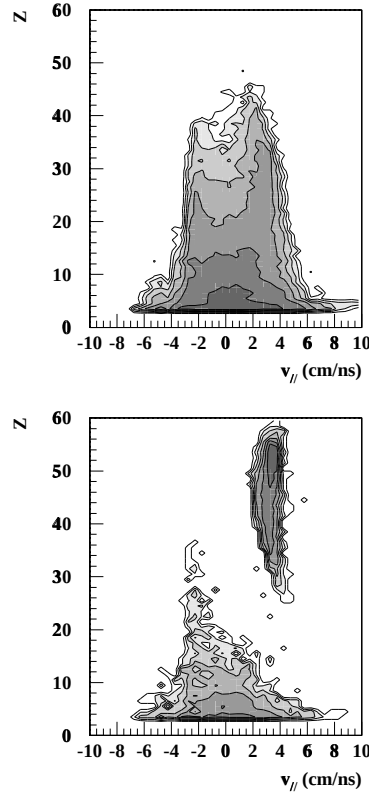


FIG. 6.3 – Charge des fragments en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse pour les événements analysés avec la méthode des cartes auto-organisées. Les événements des zones "périphérique" et "dissipative" sont reportés respectivement sur les diagrammes du bas et du haut.

La charge totale détectée Z_{tot} tend à augmenter entre le centre de la zone et sa frontière extérieure. Ceci est reporté dans les figures 6.4(c) et 6.7(c) où sont montrés les événements qui satisfont au critère de complétude à 80%. La réduction aux événements complets atténue la zone “périphérique” et déplete le centre de la zone “dissipative”. C’est de cette manière que l’on détermine visuellement le centre de la zone et des anneaux. La largeur de chaque anneau correspond à peu près à 2 neurones.

6.3 Première application.

La figure 6.3 montre un graphique bidimensionnel de la charge de chaque fragment en fonction de sa vitesse calculée dans le centre de masse. La zone “dissipative” est représentée sur le diagramme du haut et la zone “périphérique” sur le diagramme du bas. Cette figure 6.3 justifie parfaitement les appellations “dissipative” et “périphérique”. La zone “périphérique” correspond à des événements où principalement le quasi-projectile a été détecté. La zone “dissipative” correspond à des événements ayant subi une plus forte dégradation de la voie d’entrée.

Regardons plus précisément les caractéristiques des événements contenus dans chacune de ces zones.

6.3.1 La zone “périphérique”

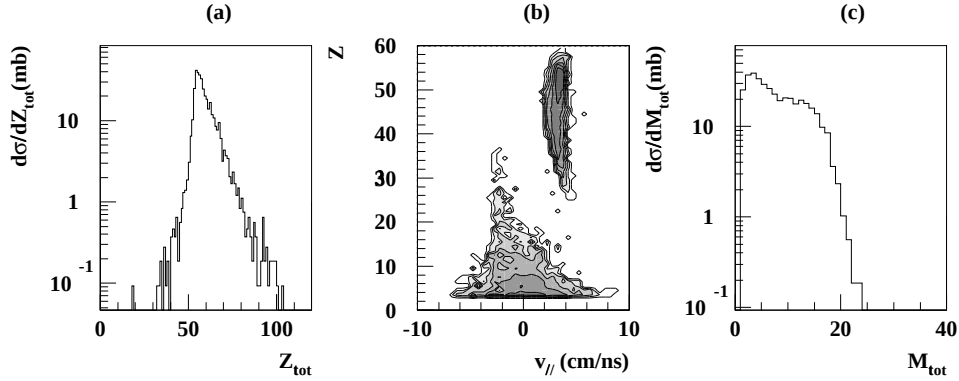


FIG. 6.4 – Les diagrammes (a), (b) et (c) représentent respectivement la charge totale collectée Z_{tot} , la charge des fragments en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse, et la multiplicité totale M_{tot} pour les événements analysés avec la méthode des cartes auto-organisées. Les événements représentés sont ceux de la zone “périphérique”.

Les événements issus de la zone “périphérique” représentent à peu près 20% du nombre total d’événements analysés. Ils possèdent les caractéristiques typiques des collisions les plus périphériques qui libèrent un rémanent lourd et rapide avec les propriétés proches de celles du projectile. Le rémanent lent de la cible n’est pas mesuré à cause des seuils

de détection de l'appareillage. Ces événements sont aussi associés à de faibles multiplicités totales de particules chargées comme le montre la figure 6.4(c) (en moyenne 8.0). La figure 6.4(a) représente la charge totale collectée. Cette distribution est très fortement piquée à $Z_{tot} = 54$. Ceci montre clairement que dans la plupart des événements de cette zone, seul le quasi-projectile a été détecté avec quelques résidus légers issus de l'interaction avec la cible.

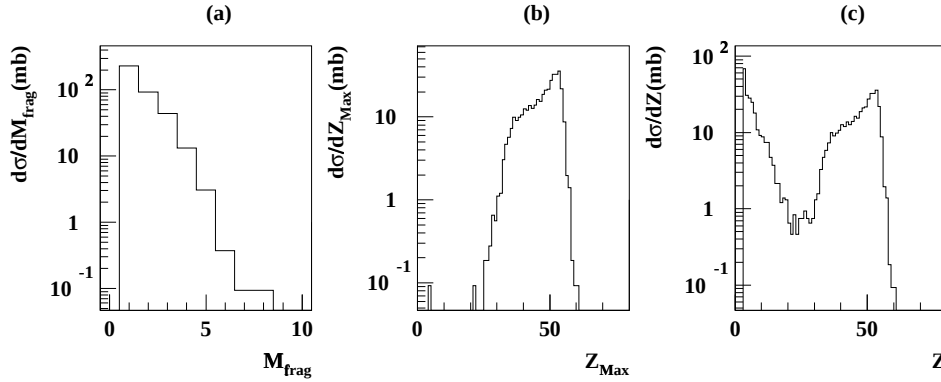


FIG. 6.5 – Les diagrammes (a), (b) et (c) représentent respectivement la distribution en multiplicité de fragments (M_{frag}), la distribution de charge du plus gros fragment (Z_{Max}) et la distribution de charge pour les événements analysés avec la méthode des cartes auto-organisées. Les événements représentés sont ceux de la zone “périphérique”.

Regardons plus en détail les propriétés de cette zone en nous intéressant à d'autres observables. Sur la figure 6.5 sont représentées les distributions en multiplicité de fragments M_{frag} (a), la distribution en charge du plus gros fragment Z_{Max} (b), et la distribution de charges (c). La distribution de M_{frag} est très fortement piquée à $M_{frag} = 1$. D'autre part la distribution en taille du plus gros fragment est très fortement piquée à la valeur de la charge du projectile de Xe ($Z = 54$). Ces deux observations confirment ce que laissait fortement supposer la figure 6.4(a) : pour la majorité des événements de la zone “périphérique” dans la plupart des cas il est détecté seulement un quasi-projectile (proche de $M_{frag} = 1$ et $Z_{Max} = 54$).

La distribution de charge (figure 6.5(c)) montre clairement deux branches : une correspondant au quasi-projectile et une autre correspondant aux particules produites durant la réaction à grand paramètre d'impact entre la cible et le projectile. Cette forme de la distribution de charge confirme bien que cette zone est très nettement dominée par des événements associés aux collisions les plus périphériques.

Pour étudier l'ordre interne de ces zones et pour illustrer le pouvoir de discrimination de la méthode des cartes auto-organisées, nous avons séparé les zones en cinq anneaux de la manière décrite dans la section 6.2 . La figure 6.6 montre la distribution de multiplicité totale de particules chargées (M_{tot}) et la distribution en impulsion longitudinale totale collectée (P_{tot}) en fonction de la charge totale collectée (Z_{tot}). Les événements sont issus de la zone "périphérique". On s'intéresse ici à l'évolution des caractéristiques des événements en fonction de leur éloignement au centre de la zone.

Le classement des anneaux commence à partir du centre de la zone en allant de manière croissante de l'anneau le plus à l'intérieur (première ligne de la figure) jusqu'à celui le plus à l'extérieur (dernière ligne de la figure). Il est important de noter que chaque diagramme correspond à un ensemble différent de neurones qui sont déconnectés zone à zone. Cette représentation a été choisie comme convention pour toutes les figures utilisant un classement en anneau.

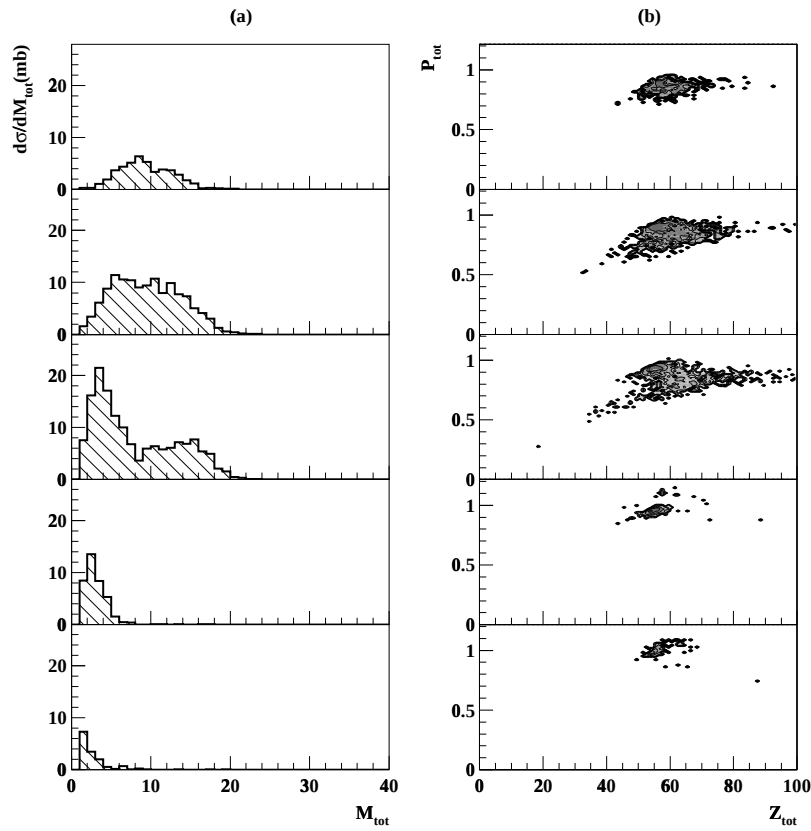


FIG. 6.6 – Distribution en multiplicité totale M_{tot} (colonne (a)) et en impulsion totale P_{tot} en fonction de la charge totale collectée Z_{tot} (colonne (b)) pour la zone "périphérique". Les diagrammes du haut et du bas représentent respectivement l'anneau le plus interne et le plus externe.

La figure 6.6(b) montre clairement la présence de deux grands types de réactions dans cette zone. Une partie des réactions sont des réactions quasi-élastiques avec une très faible production de fragments. Ces événements sont situés dans les anneaux extérieurs. D'autre part, il y a des événements pour lesquels l'interaction entre le projectile et la cible a été plus forte et plus de particules ont été produites. Ces événements sont situés dans les anneaux intérieurs. Dans ces réactions plus violentes, même si le M_{tot} est équivalent, par rapport à la zone "dissipative" (anneau intérieur de la figure 6.9(a)) la topologie de l'événement est très différente. En effet, dans ces réactions, presque toute l'impulsion initiale a été collectée et la charge totale est proche de la taille du projectile comme le montre la figure 6.6(b). Pour ce qui est des anneaux extérieurs de la zone "périphérique" la multiplicité totale est proche de 1. Ceci montre que le quasi-projectile a été détecté avec très peu de particules résultant de l'interaction avec la cible. Les diagrammes correspondants aux anneaux les plus extérieurs (colonne (b) de la figure 6.6) montrent une très forte accumulation autour de $Z_{tot} = 54$ et autour d'une impulsion totale égale à l'impulsion initiale. Ces caractéristiques confirment bien le fait que l'on a détecté uniquement le quasi-projectile.

Les événements contenus dans cette zone sont incompatibles avec les événements de multifragmentation d'une monosource que nous recherchons. De ce fait ils ne seront pas étudiés plus en détail.

6.3.2 La zone "dissipative"

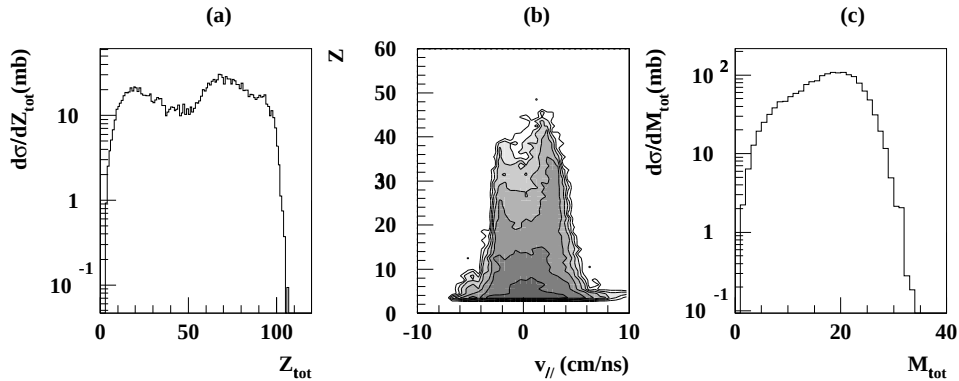


FIG. 6.7 – Les diagrammes (a), (b) et (c) représentent respectivement la charge totale collectée Z_{tot} , la charge des fragments en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse, et la multiplicité totale M_{tot} pour les événements analysés avec la méthode des cartes auto-organisées. Seuls les événements de la zone "dissipative" sont reportés sur cette figure.

Les événements de la zone "dissipative" représentés dans la figure 6.7 sont caractérisés par une corrélation entre la charge et la vitesse parallèle qui montre deux branches (figure

6.7(b)). La distribution de M_{tot} a été reportée sur la figure 6.7(c). Cette distribution est très large et ne présente qu’une seule bosse. La valeur moyenne de la distribution en multiplicité totale de particules chargées est de 17.6 . Cela montre que cette zone est associée aux collisions les plus violentes qui ont conduit à la production d’un grand nombre de particules. De plus la distribution en Z_{tot} (figure 6.7(a)) est très large est présente deux pics très marqués autour de $Z_{tot} = 20$ et $Z_{tot} = 75$. Ceci laisse penser que plusieurs mécanismes ou plusieurs degrés de complétude peuvent être mélangés dans cette zone.

Continuons l’investigation de cette zone en examinant d’autres observables. Sur la figure 6.8 sont représentées les distributions en multiplicité de fragments M_{frag} , la distribution en charge du plus gros fragment Z_{Max} , et la distribution de charges. Les événements représentés sont ceux de la zone “dissipative”.

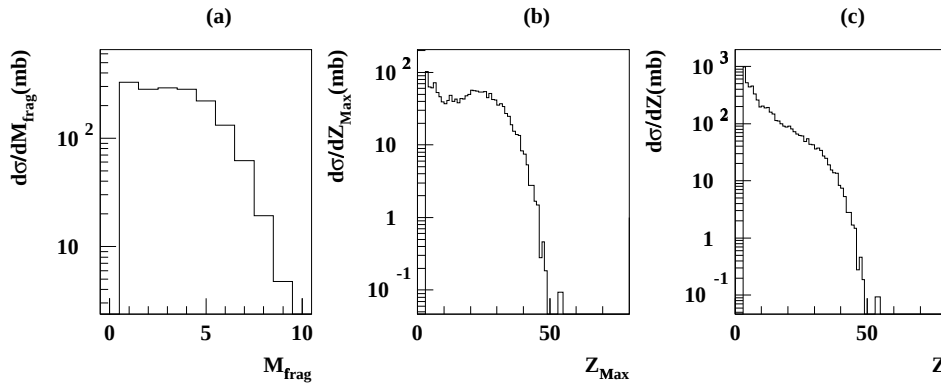


FIG. 6.8 – Les diagrammes (a), (b) et (c) représentent respectivement la distribution en M_{frag} , la distribution de Z_{Max} et la distribution de charge pour les événements analysés avec la méthode des cartes auto-organisées. Seuls les événements de la zone “dissipative” sont représentés sur cette figure.

Les événements de la zone “dissipative” sont clairement les plus violents (par rapport à la zone “périphérique”) et peuvent sans doute se subdiviser en sous-classes. La distribution de charge (figure 6.8(c)) et la multiplicité de fragments M_{frag} n’indique pas si un certain nombre de sous-classes existent dans cette zone. La distribution de charge de la figure 6.8 présente une forme typique d’un mécanisme de fragmentation. La distribution M_{frag} est très large (tout comme celle de M_{tot} figure 6.7(c)) et ne présente pas de pic clair. La valeur moyenne de cette distribution est de 3.84 ce qui est relativement élevé et montre un fort degré de fragmentation. La présence de deux pics dans la distribution de Z_{Max} autour de $Z = 5$ et autour de $Z = 25$ confirme la présence d’au moins deux sous-classes

dans cette zone.

Nous avons séparé la zone “dissipative” en cinq anneaux, comme nous l’avons fait pour la zone “périphérique”. La figure 6.9 montre la distribution de multiplicité totale de particules chargées (M_{tot}) et la distribution en impulsion longitudinale totale collectée (P_{tot}) en fonction de la charge totale collectée (Z_{tot}).

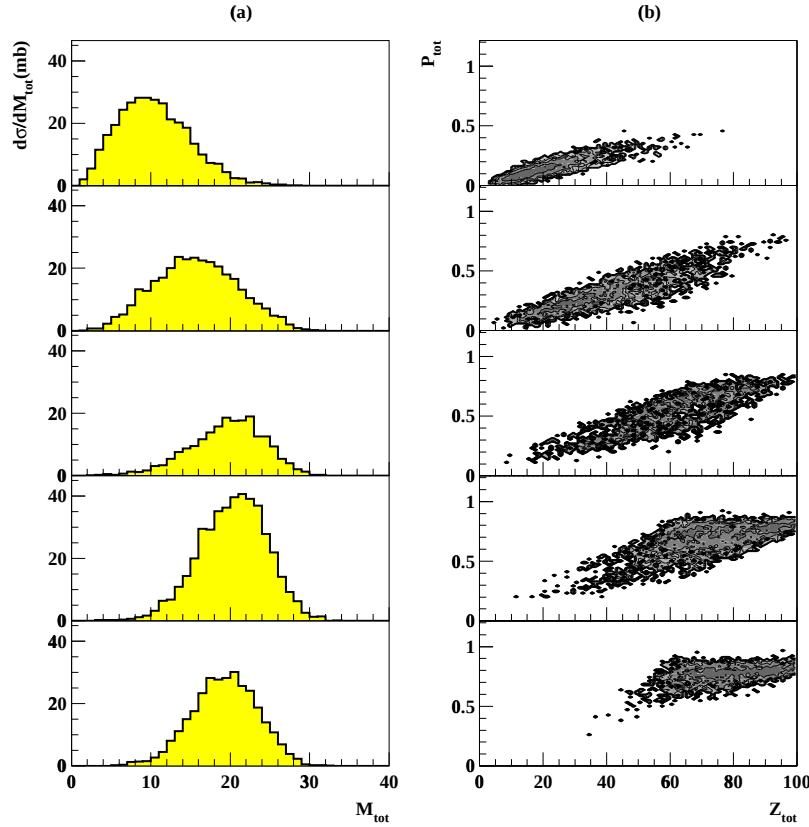


FIG. 6.9 – Distribution en M_{tot} (colonne (a)) et P_{tot} en fonction de Z_{tot} (colonne (b)) pour la zone “dissipative”. Les figures du haut et du bas représentent respectivement l’anneau le plus interne et le plus externe.

Les distributions de multiplicité totale présentent toutes des formes en cloche (figure 6.9(a)). En allant de l’anneau le plus intérieur (haut), vers l’anneau le plus extérieur (bas) on constate une augmentation de la valeur moyenne de la distribution de multiplicité totale de particules chargées. Par ailleurs, la figure 6.9(b) montre clairement que les anneaux les plus au centre de la zone représentent les événements pour lesquels une partie de l’information a été recueillie. En effet la charge et impulsion collectées sont faibles par rapport à la charge et à l’impulsion initiale (moins de 50% dans l’anneau le plus interne). Ceci est corrélé avec la faible multiplicité totale de particules chargée (en moyenne 10.43) associée

à ces anneaux les plus internes (figure 6.9(a)). À mesure que l'on va vers les anneaux les plus externes et que M_{tot} augmente, les événements sont de plus en plus complets et présentent une impulsion totale collectée de plus en plus importante. Dans l'anneau le plus à l'extérieur, on trouve une valeur de P_{tot} à peu près constante et proche de l'impulsion initiale et une valeur de Z_{tot} comprise entre la charge du projectile ($Z = 54$) et la charge totale du système ($Z_{sys} = 104$). **Ce comportement suggère que les anneaux extérieurs peuvent regrouper deux sous-classes: une gardant une mémoire de la voie d'entrée et une correspondant à un mécanisme de fragmentation plus violent.**

Intéressons-nous donc plus précisément aux événements inclus dans la zone “dissipative”. Sur la figure 6.10 ont été représentées les distributions de M_{frag} , Z_{tot} et Z_{Max} pour les événements de la zone “dissipative”. La distribution de la charge totale détectée Z_{tot} évolue rapidement pour les trois premiers anneaux et reste à peu près constante pour les derniers anneaux avec une valeur moyenne atteignant 75% de la charge totale disponible (colonne (b) de figure 6.10). Il faut noter que les événements complets sont principalement partagés entre les trois derniers anneaux. La distribution de Z_{Max} montre que dans les anneaux 1 et 2, les plus gros fragments sont de taille très faible (en moyenne respectivement 7.1 et 12.7). Ceci confirme bien ce qui a été observé dans la figure 6.9 à savoir que la totalité particules produites dans les événements localisés dans les anneaux intérieurs n'a pas été détectées. Dans les anneaux 3, 4 et 5 la valeur moyenne de Z_{Max} est systématiquement plus faible que celle du projectile. Sur la distribution de Z_{tot} il convient de noter la présence d'un épaulement de la distribution pour les anneaux 4 et 5. Cet épaulement peut signer la présence de sous-classes à l'intérieur de ces deux anneaux. Du fait de la forte complétude des événements associés (figure 6.10(b)) et de la forte multiplicité de fragments (figure 6.10(a)) on en déduit que les événements inclus dans ces anneaux sont issus de fragmentations très violentes.

6.3.3 Bilan de la première application

Le premier traitement des données permet de séparer les événements mesurés en trois classes :

- Une classe où l'information est principalement concentrée sur le plus gros fragment (zone “périphérique”).
- Un ensemble d'événements ayant un haut degré de complétude et où l'information est répartie sur plusieurs fragments (anneaux 3 à 5 dans la zone “dissipative”).
- Un groupe d'événements caractérisés par un faible degré de complétude et comprenant plusieurs fragments de taille relativement faible (zone “dissipative” anneaux 1 et 2).

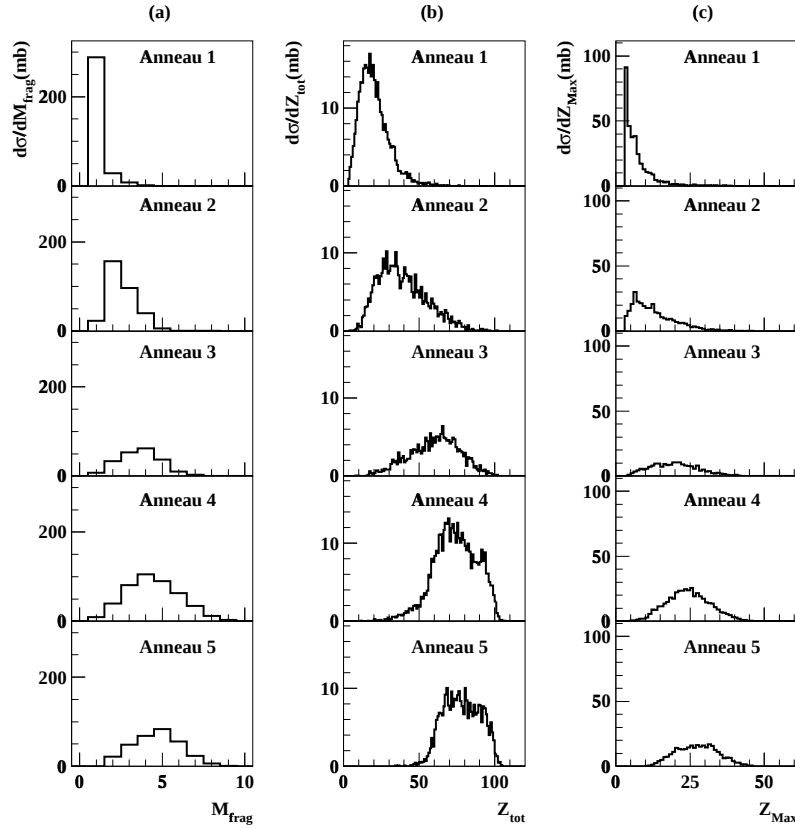


FIG. 6.10 – Distribution de la multiplicité de fragments M_{frag} (colonne (a)), de la charge totale collectée Z_{tot} (colonne (b)) et de la charge du plus gros fragment (colonne (c)) pour les anneaux de la zone “dissipative” donnée par la méthode des cartes auto-organisées. Les anneaux sont numérotés de manière croissante à partir du centre de la zone.

Comme l’objectif est d’étudier les partitions de charge en relation avec les caractéristiques d’émission dans les collisions les plus centrales, il est nécessaire d’avoir une bonne mesure de la plupart des produits provenant de la réaction. De ce fait une grande valeur de Z_{tot} est requise. Les événements contenus dans les trois derniers anneaux de la figure 6.10 présentent clairement un haut degré de fragmentation et de complétude. Ce sous-ensemble représente environ 50% de l’ensemble initial satisfaisant aux deux conditions : quatre particules détectées dans le détecteur INDRA et $M_{frag} \geq 1$.

En utilisant le nombre total de particules incidentes et l’épaisseur de la cible, la section efficace absolue correspondante est environ de 990 mb. Cette section efficace implique évidemment un large ensemble de géométries de recouvrement entre les participants, et les collisions les plus violentes sont incluses dans cet ensemble. **C’est pour cette raison qu’une deuxième analyse est réalisée sur les événements se trouvant dans les trois derniers anneaux de la zone “dissipative” donnée par la première carte auto-organisée.**

6.4 Deuxième application

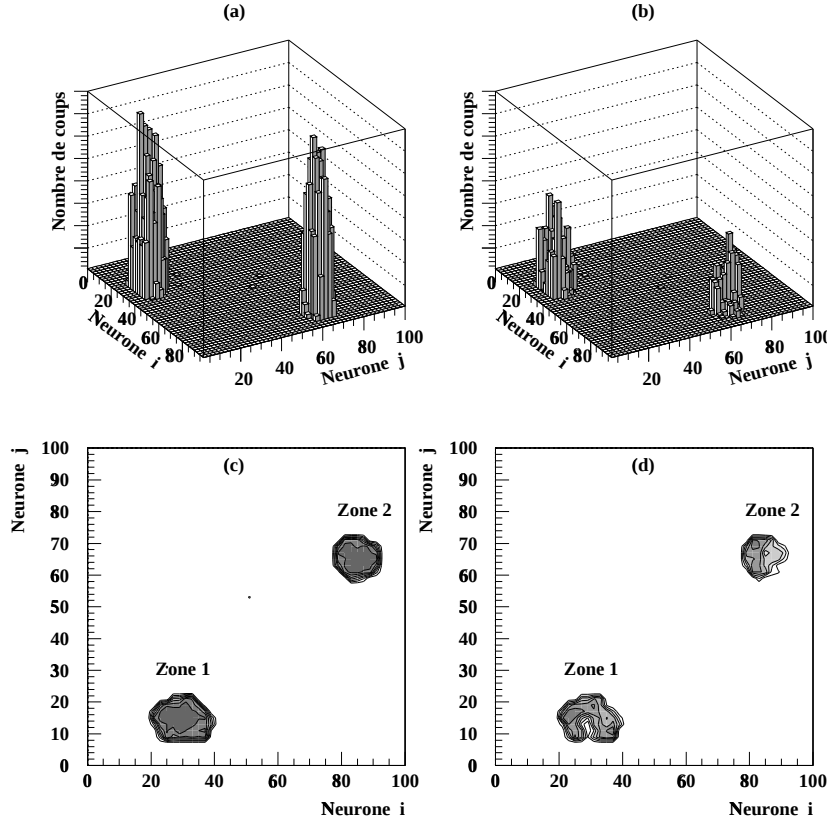


FIG. 6.11 – Vue en perspective de la seconde carte auto-organisée obtenue pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon pour les événements sélectionnés dans la première carte auto-organisée (les trois anneaux les plus externes de la zone “dissipative”). La figure (a) représente tous les événements. La figure (b) représente les événements complets satisfaisant à la condition $Z_{tot} \geq 0.8 \times Z_{sys}$ où Z_{sys} est la charge totale du système $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$. Les figures (c) et (d) sont les vues de dessus correspondantes de la carte.

Une deuxième carte est obtenue en traitant un nouvel échantillon de 10^4 événements situés dans les trois anneaux que nous venons de définir. La fabrication du deuxième réseau requiert environ 3.5×10^4 événements : 10^4 événements pour l’étape d’apprentissage de la première carte et 2.5×10^4 événements analysés grâce à la première. Pour cette deuxième application, on garde les mêmes valeurs pour le taux d’apprentissage et le rayon du voisinage que celles utilisées dans la première application. Le traitement des données au travers de la deuxième carte conduit à deux zones peuplées de manière équivalente et bien séparées comme le montre la figure 6.11.

Les figures 6.11(a) et 6.11(b) représentent la localisation de l’ensemble des événements dans la carte auto-organisée. Les figures 6.11(c) et 6.11(d) représentent la localisation des

événements complets à 80% dans la carte auto-organisée. Tout comme pour la zone “dissipative” dans la première carte auto-organisée (voir zone 1 de la figure 6.1), on constate une déplétion du centre des zones lorsqu’une condition de complétude est requise. De ce fait, comme précédemment, on sélectionne des classes d’événements au moyen de cinq anneaux par zone. Ce choix de coupures partage, de plus, la statistique à peu près uniformément entre les anneaux. On se souvient (figure 6.10(a)) que les événements étudiés sont pour la plupart associés à des collisions ayant conduit à un état final très fragmenté.

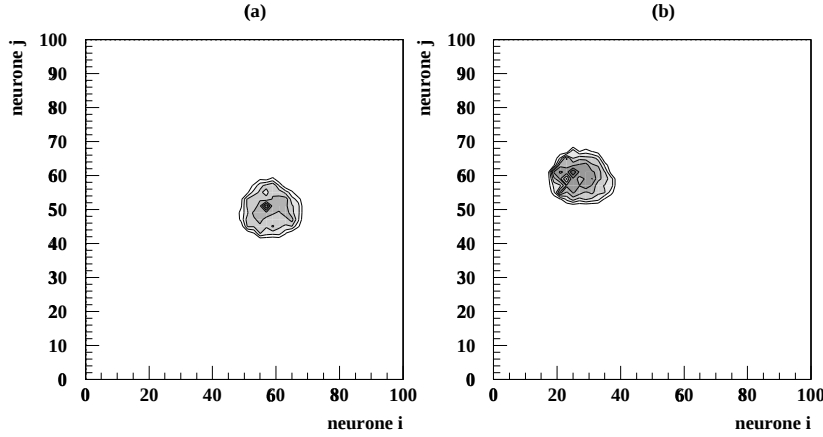


FIG. 6.12 – Carte auto-organisée obtenue après une troisième application de la méthode pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon pour les événements des deux zones de la seconde carte auto-organisée. Les figures (a) et (b) représentent respectivement les événements des zones 1 et 2 de la deuxième carte auto-organisée.

Chaque zone est stable lors d’une troisième application comme le montre la figure 6.12. Ceci indique une convergence de la technique de sélection. En effet dans de la troisième carte seul l’ordre interne des classes est pris en compte et non plus la séparation entre les classes.

Un outil communément utilisé pour classer les mécanismes de réaction est la distribution angulaire des fragments. Ici nous allons regarder brièvement les caractéristiques angulaires du plus gros fragment de l’événement pour les événements contenus dans chacune des deux zones. Les caractéristiques de l’ensemble des événements de chaque zone notée 1 et 2 sur la figure 6.11 sont respectivement le diagramme de droite et de gauche de la figure 6.13.

La faible anisotropie de la distribution angulaire du plus gros fragment des événements de la zone 1, par comparaison à celle de la zone 2, nous conduit à appeler la zone 1 zone de “fragmentation”. Il semble y avoir en majorité une forte dissipation de l’énergie au cours de la réaction pour ces événements. Le fait que la distribution angulaire du gros fragment soit extrêmement piquée aux angles avants nous conduit à appeler la zone 2 zone “binaire”.

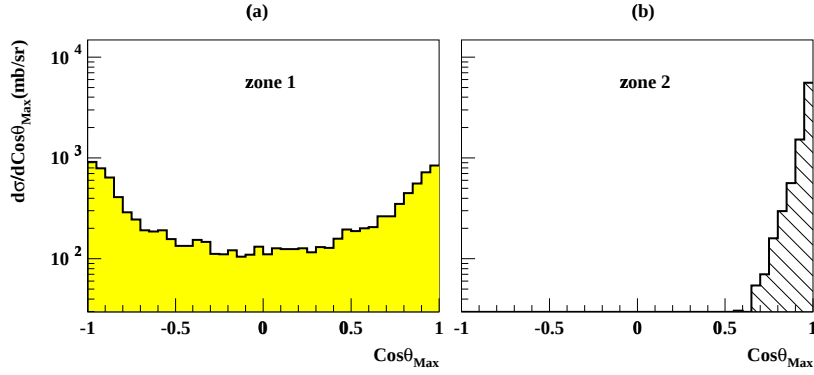


FIG. 6.13 – *Distribution angulaire du plus gros fragment de chaque événement pour les zone 1 (“fragmentation”) et 2 (“binaire”) référencées sur la figure 6.11.*

Cette focalisation selon l’axe du faisceau signe la présence d’un mécanisme qui garde une mémoire très forte de la voie d’entrée. Ces dénominations grossières, tout comme celles utilisées pour nommer les zones issues de la première application, vont permettre de simplifier la discussion. La justification plus précise de ces noms se fera spontanément quand nous décrirons plus précisément les propriétés respectives de chaque zone.

6.4.1 Propriétés globales des zones “fragmentation” et “binaire”

Sur les figures 6.14 et 6.15 sont représentées les distributions de charges (colonne (a)) et la charge des fragments en fonction de la vitesse dans la direction parallèle au faisceau $v_{//}$ dans le centre de masse (colonne (b)). Ces observables sont représentées pour la zone de “fragmentation” (figure 6.14)) et la zone “binaire” (figure 6.15).

Commençons par examiner la zone de “fragmentation”. La distribution de charge représentée dans la figure 6.14(a) présente une décroissance constante en fonction de Z quelque soit l’anneau considéré. Néanmoins à mesure que l’on va vers les anneaux les plus extérieurs un plateau apparaît progressivement entre $Z = 10$ et $Z = 25$.

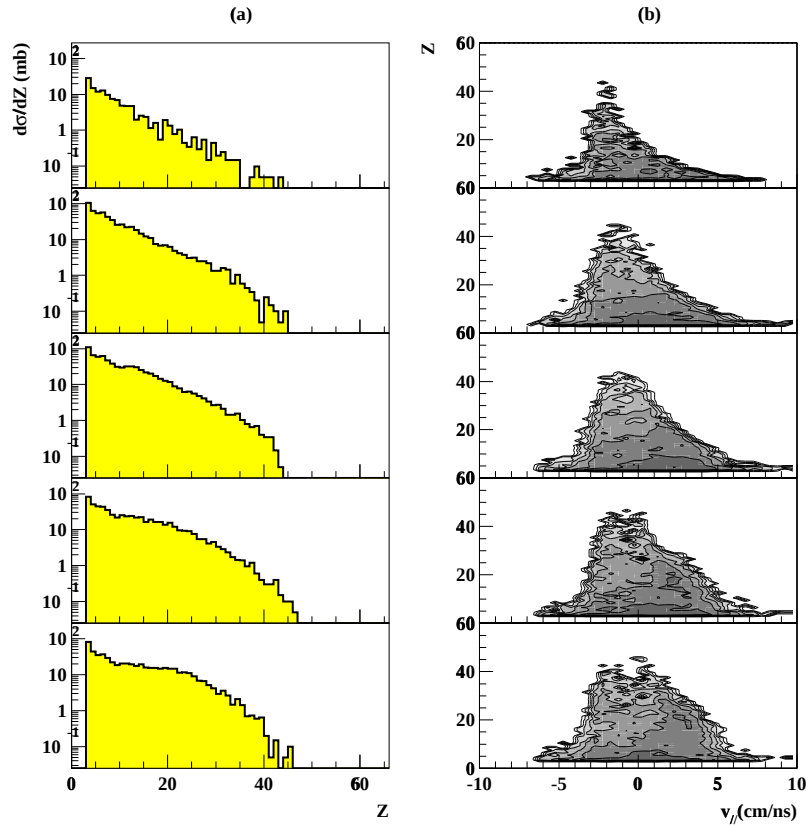


FIG. 6.14 – Distribution de charge (colonne (a)) et Z en fonction de $v_{||}$ (colonne (b)) pour la zone de “fragmentation”. Les diagrammes du haut et du bas représentent respectivement l’anneau le plus interne et le plus externe.

La charge des fragments en fonction de $v_{||}$ présente une distribution à peu près centrée sur 0. Néanmoins les deux anneaux les plus intérieurs (haut de la figure 6.14(b)) présentent une accumulation de fragments émis à l’arrière du centre de masse. Cette effet disparaît peu à peu en allant vers les anneaux externes (bas). Pour ces anneaux la distribution est quasiment symétrique par rapport à une vitesse nulle.

Regardons maintenant la zone “binaire”. Certaines caractéristiques de cette zone sont très particulières. Pour l’anneau le plus intérieur, la distribution de charge (figure 6.15(a)) présente une composante autour de $Z = 35$ et une autre autour des fragments de taille plus petite (environ $Z = 5$). Cette tendance très marquée pour l’anneau le plus central s’estompe pour les anneaux plus extérieurs. L’anneau le plus extérieur de la zone “binaire” présente une distribution de charge relativement semblable à l’anneau le plus extérieur de la zone de “fragmentation”. Ceci montre que nous avons affaire à la limite de chaque zone les événements inclus dans chacun de ces anneaux ayant des propriétés très proches. Un tel comportement de la distribution de charge avec deux composantes est le signe d’un

processus de fragmentation dans lequel persiste une forte rémanence de la voie d'entrée.

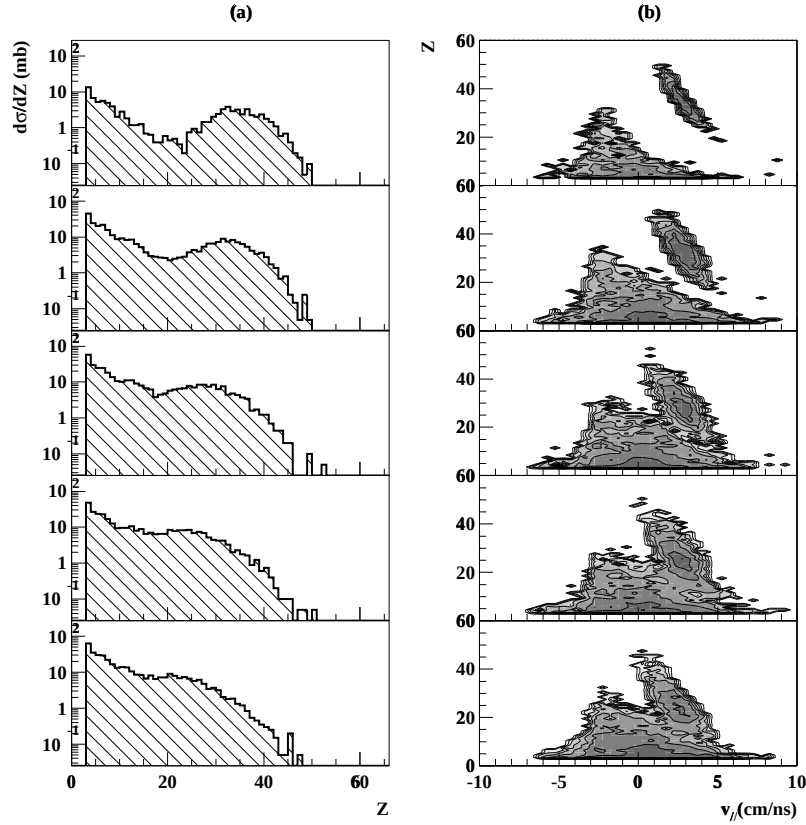


FIG. 6.15 – *Distribution de charge (colonnes (a)) et Z en fonction de $v_{//}$ (colonnes (b)) pour la zone "binaire". Les diagrammes du haut et du bas représentent respectivement l'anneau le plus interne et le plus externe.*

Si l'on regarde maintenant la charge en fonction de $v_{//}$ (figure 6.15(b)), quelque soit l'anneau, on voit clairement deux branches. Une correspondant à un fragment lourd émis à l'avant et un ensemble de fragments de tailles plus réduites émis à l'arrière du centre de masse. La branche qui correspond aux fragments émis à l'avant du centre de masse correspond à un reste du projectile ayant réagi plus ou moins fortement avec la cible. Plus l'événement est dans un anneau extérieur plus la réaction a été violente. En effet la taille du résidu du projectile diminue, signature d'une interaction plus violente. La raison de l'asymétrie de cette distribution dans le repère du centre de masse est liée à la faible vitesse du résidu de la cible qui ne franchit pas les seuils de détection. Cet effet de détection sera montré ultérieurement de manière très nette.

6.4.2 Variables statiques

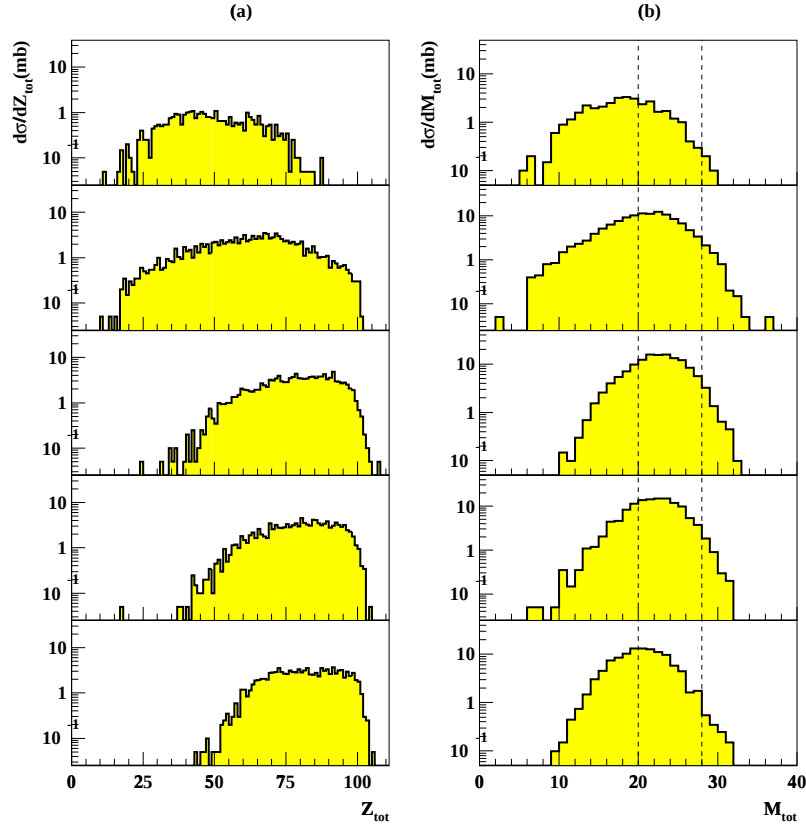


FIG. 6.16 – Distributions en Z_{tot} (colonne (a)) et M_{tot} (colonne (b)) pour la zone de "fragmentation". Les diagrammes du haut et du bas représentent respectivement l'anneau le plus interne et le plus externe.

Continuons l'investigation systématique des caractéristiques des zones de "fragmentation" et "binaire" en nous intéressant aux distributions en Z_{tot} et M_{tot} .

Sur les figures 6.16 et 6.17 sont représentées les distributions de Z_{tot} (colonne (a)) et M_{tot} (colonne (b)) pour la zone de "fragmentation" (figure 6.16) et la zone "binaire" (figure 6.17).

La distribution en Z_{tot} de la zone de "fragmentation" (figure 6.16(a)) montre une nette augmentation de la valeur moyenne (de 49 à 81) lorsque l'on va de l'anneau le plus intérieur vers l'anneau le plus extérieur. Il y a une saturation de cette valeur à partir du troisième anneau. La distribution en M_{tot} présente la même tendance que celle de Z_{tot} . Cependant on constate une légère diminution de $\langle M_{tot} \rangle$ (passage de 22 à 20) dans le dernier anneau par rapport au précédent. Si l'on se réfère à la figure 6.14 les deux anneaux les plus internes (colonne (b)) montrent une absence de fragment à l'avant du centre de

masse, effet qui peut s'expliquer par le fait qu'une partie des fragments produits n'a pas été collectée. **Les trois derniers anneaux groupent des événements ayant un très bon degré de complétude et une multiplicité totale élevée.**

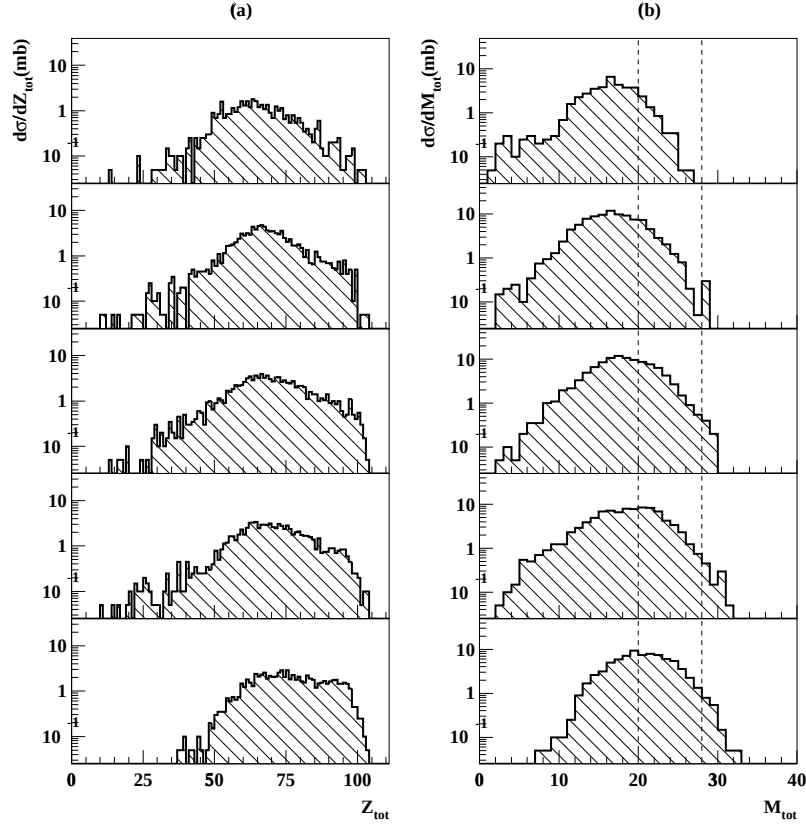


FIG. 6.17 – Distributions en Z_{tot} (colonne (a)) et M_{tot} (colonne (b)) pour la zone de “binaire”. Les diagrammes du haut et du bas représentent respectivement l’anneau le plus interne et le plus externe.

Examinons la zone “binaire” (figure 6.17). La distribution de Z_{tot} est toujours piquée à $Z_{tot} = 70$ quelque soit l’anneau considéré. Malgré cela il y a une légère augmentation de la valeur moyenne de la distribution de Z_{tot} quand on passe de l’anneau le plus interne ($\langle Z_{tot} \rangle = 65$) à l’anneau le plus externe ($\langle Z_{tot} \rangle = 76$). La distribution en M_{tot} a le même comportement. On constate globalement des valeurs moyennes de $\langle Z_{tot} \rangle$ et $\langle M_{tot} \rangle$ plus faibles pour la zone “binaire” que pour la zone de “fragmentation”. La valeur relative de $\langle M_{tot} \rangle$ entre les deux zones tend à montrer que les événements de la zone de “fragmentation” sont plus violents que ceux de la zone “binaire”. **Néanmoins il convient de remarquer le fort recouvrement entre les distributions d’observables issues des deux ensembles, c’est-à-dire que les deux distributions couvrent des valeurs très semblables.**

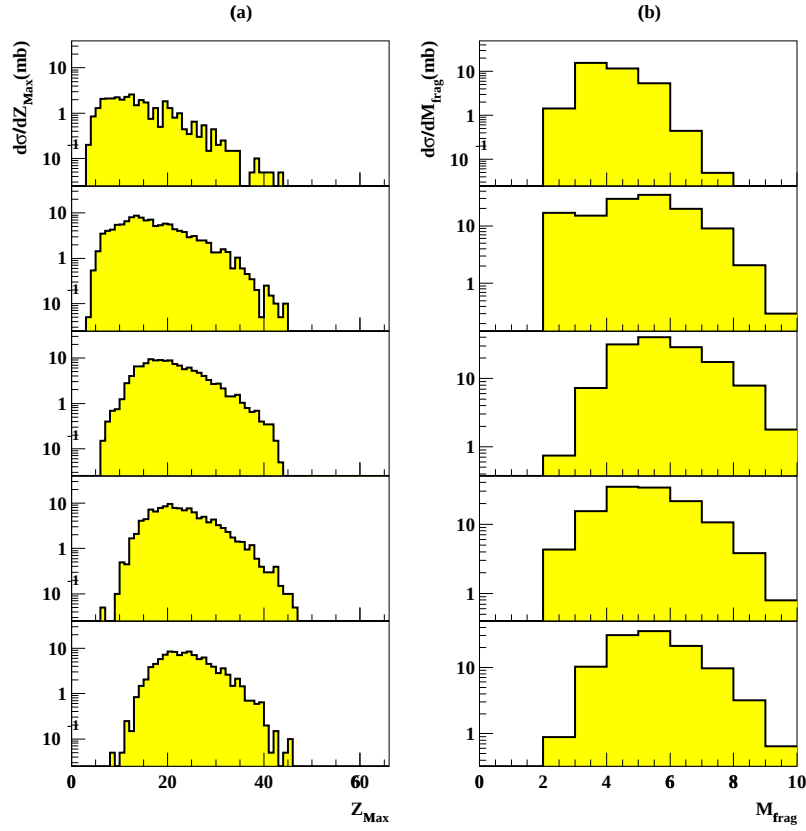


FIG. 6.18 – Distribution en Z_{Max} (colonnes (a)) et de M_{frag} (colonne (b)) pour la zone de “fragmentation”. Les figures du haut et du bas représentent respectivement l’anneau le plus interne et le plus externe.

Sur les figures 6.18 et 6.19 sont représentées les distributions de Z_{Max} (a) et de M_{frag} (b) pour les événements de la zone de “fragmentation” (figure 6.18) et ceux de la zone “binaire” (figure 6.19).

Concentrons-nous d’abord sur la zone de “fragmentation”. Les distributions de Z_{Max} (figure 6.18(a)) pour les deux anneaux les plus internes ont des valeurs moyennes respectives de 14 et 17. Ceci est dû au faible degré de complétude atteint dans ces anneaux (figure 6.16(a)). Les valeurs moyennes et la forme des distributions de Z_{Max} pour les autres anneaux sont à peu près équivalentes ($Z_{Max} = 21, 23$ et 24 respectivement pour les 3 anneaux extérieurs). Le taux de complétude est élevé dans ces anneaux (figure 6.16(a)). De plus, la taille du projectile étant de $Z = 54$, on en déduit qu’il y a eu une très forte dégradation de la voie d’entrée pour les événements inclus dans ces anneaux.

Pour ce qui est de M_{frag} (la figure 6.18(b)), tout comme M_{tot} (la figure 6.16(a)), elle présente un accroissement de la valeur moyenne quand on va de l'anneau le plus interne vers l'anneau le plus externe (passage de $\langle M_{frag} \rangle = 4.1$ à $M_{frag} = 5.5$). Et tout comme pour la valeur moyenne de M_{tot} il y a une légère diminution de la valeur moyenne de $\langle M_{frag} \rangle$ entre l'anneau le plus extérieur et celui qui le précède.

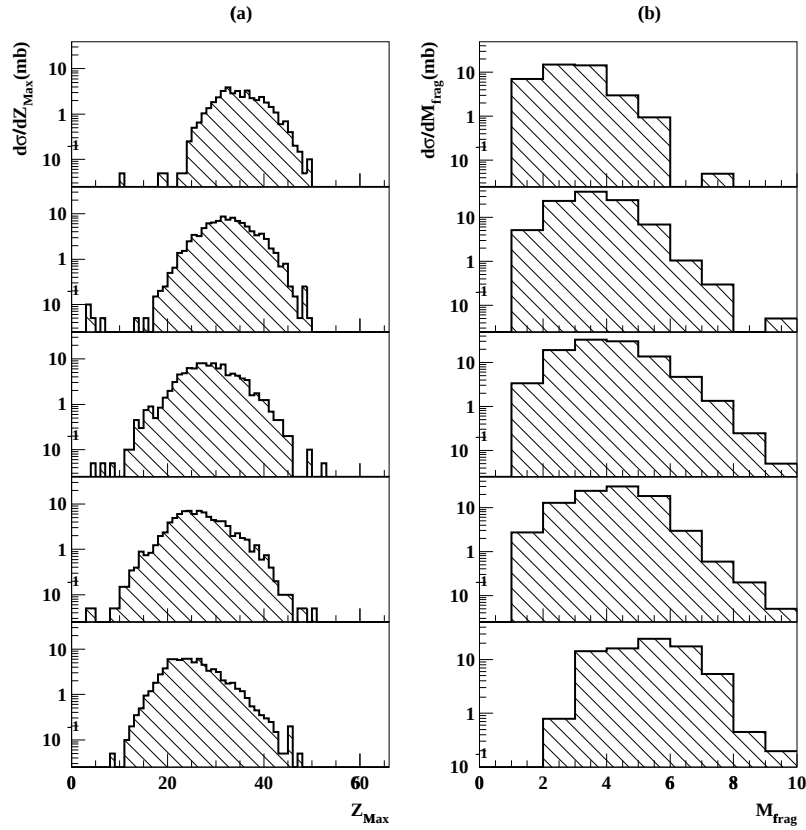


FIG. 6.19 – Distribution en Z_{Max} (colonne (a)) et M_{frag} (colonne (b)) pour la zone "binaire". Les diagrammes du haut et du bas représentent respectivement l'anneau le plus interne et le plus externe.

Regardons maintenant la zone "binaire". La forme de la distribution de Z_{Max} est à peu près la même quelque soit l'anneau considéré (figure 6.19(a)). La valeur moyenne de cette distribution décroît lorsque l'on va de l'anneau le plus interne ($\langle Z_{Max} \rangle = 35$) à l'anneau le plus externe ($\langle Z_{Max} \rangle = 24$). Ce comportement est relié à celui de la distribution de charges de la figure 6.15(a). Le degré de complétude de tous les anneaux de cette zone étant à peu près équivalent (figure 6.17(a)), le comportement des distributions de M_{frag} va être dépendant de la taille de Z_{Max} . En effet la valeur moyenne de M_{frag} diminue lorsque l'on va des anneaux intérieurs aux anneaux extérieurs (passage de $\langle M_{frag} \rangle = 2.9$ à $\langle M_{frag} \rangle = 5.3$). Les événements contenus dans ces anneaux présentent tous un fort caractère binaire. Cette caractéristique est mise en évidence dans ces distributions par la

faible valeur de $\langle M_{frag} \rangle$ et la haute valeur de $\langle Z_{Max} \rangle$ pour un degré de complétude constant.

Tout comme dans le cas des observables de la figure 6.16, le dernier anneau de la zone "binaire" tend à avoir le même comportement que le dernier anneau de la zone de "fragmentation".

6.4.3 Distribution angulaire et énergie cinétique

Intéressons nous maintenant aux caractéristiques angulaires et énergétiques des fragments produits dans les événements sélectionnés.

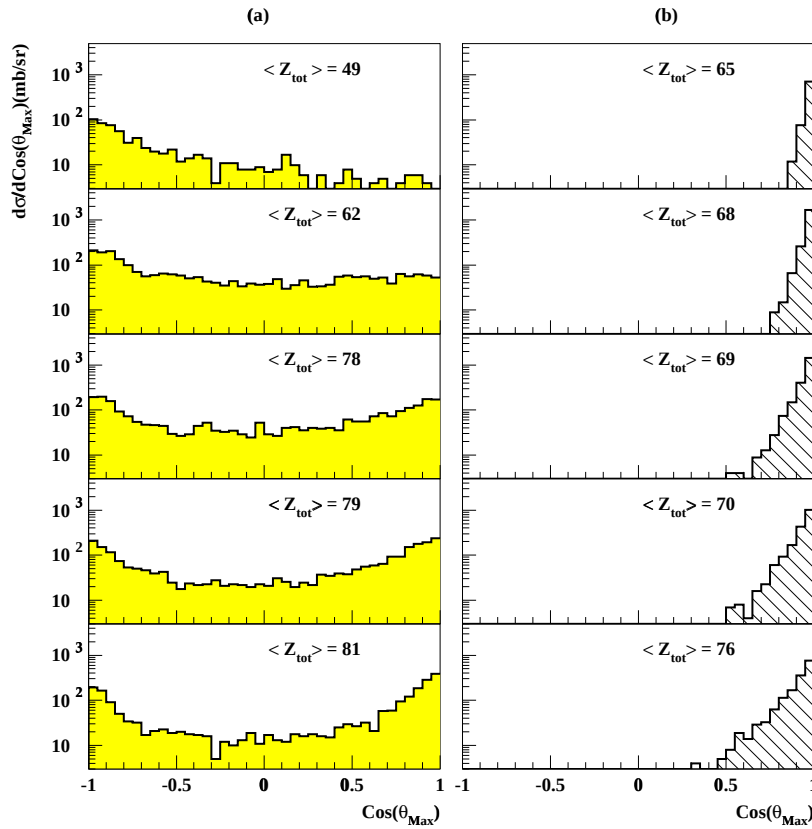


FIG. 6.20 – Distribution du cosinus de l'angle d'émission plus gros fragment calculé dans le centre de masse de la réaction. La colonnes (a) ((b)) correspond à la zone de "fragmentation" ("binaire"). Chaque figure de la colonne est associée à un anneau du plus central (figure du haut) au plus extérieur (figure du bas). La valeur moyenne de la charge collectée est reportée sur chaque diagramme

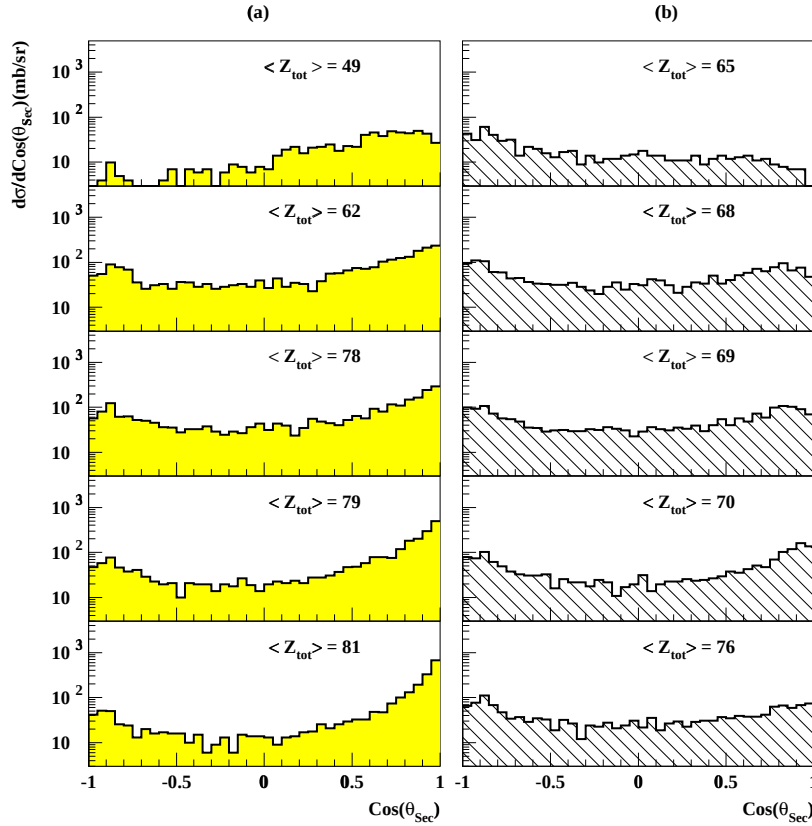


FIG. 6.21 – Distribution du cosinus de l'angle d'émission du deuxième plus gros fragment calculé dans le centre de masse de la réaction. La colonnes (a) ((b)) correspond à la zone de "fragmentation" ("binaire"). Chaque figure de la colonne est associée à un anneau du plus centrale (figure du haut) au plus extérieur (figure du bas). La valeur moyenne de la charge collectée est reportée sur chaque diagramme

En premier lieu nous allons étudier la distribution angulaire calculée dans le repère du centre de masse pour les deux plus gros fragments Z_{Max} et Z_{Sec} de chaque événement. Les diagrammes de la figure 6.20 représentent la distribution en $\cos(\theta_{Max})$, où θ_{Max} est l'angle d'émission du plus gros fragment. Les diagrammes de la figure 6.21 montrent la distribution angulaire pour le deuxième plus gros fragment $\cos(\theta_{Sec})$. Les colonnes (a) et (b) de la figure 6.20 et 6.21 correspondent respectivement aux événements de la zone de "fragmentation" et de la zone "binaire". La valeur moyenne de Z_{tot} associée à chaque anneau est reportée sur chaque diagramme. Les distributions complètes de Z_{tot} sont reportées dans les colonnes (a) des figures 6.16 et 6.17. La figure 6.20(b) montre un ensemble d'événement dans lequel le plus gros fragment a une distribution en angulaire très piquée à l'avant ceci quelque soit l'anneau considéré. De plus il y a un élargissement de la distribution angulaire lorsque l'on se déplace du diagramme du haut jusqu'au diagramme du bas. Par contre, pour les événements de "fragmentation" le plus gros fragment est émis sur une gamme angulaire plus large. Pour les événements regroupés dans l'anneau le plus

interne, la distribution angulaire du plus gros fragment est relativement plate avec une augmentation du taux de comptage aux angles arrières. L'examen à la fois de Z_{tot} (figure 6.16(a)) et de la charge moyenne du plus gros fragment (figure 6.18(a)) indique que moins d'information est disponible dans un tel sous-ensemble d'événements par rapport aux les autres sous-ensembles.

Dans la figure 6.20(b) on remarque aussi que la distribution devient symétrique par rapport à $\theta_{cm} = 90^\circ$ au fur et à mesure que Z_{tot} augmente. De ce fait sur la base de la distribution en angle polaire du plus gros fragment on conclut (voir figure 6.13) que deux principales classes d'événements sont présentes :

- Un ensemble de collisions définit par le plus gros fragment émis dans la direction du faisceau
- Un ensemble où le plus gros est émis soit dans l'hémisphère avant soit dans l'hémisphère arrière dans le référentiel du centre de masse.

Il faut noter qu'à l'exception des anneaux intérieurs mentionnés ci-dessus tous les événements auxquels nous nous intéressons ont un niveau de complétude tout à fait significatif. **De ce fait les différences dans les distributions angulaires ne peuvent pas être attribuées à la quantité de charge collectée.**

Examinons les distributions angulaires du deuxième plus gros fragment (figure 6.21). Pour la zone de "fragmentation" (colonne (a)) la distribution angulaire est à peu près symétrique par rapport à $\theta_{cm} = 90^\circ$. Pour les trois derniers anneaux les distributions du deuxième plus gros fragment et du plus gros fragment ont des formes similaires.

Considérons maintenant l'ensemble "binaire" (figure 6.20(b)). De manière évidente dans un scénario binaire le partenaire complémentaire de l'éjectile doit être piqué aux angles arrières à cause de la contrainte sur l'impulsion totale. De ce fait les distributions angulaires du deuxième fragment présentent de légères accumulations aux angles arrières (figure 6.21(b)).

Du fait que la voie d'entrée $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ est quasi symétrique, on devrait observer une distribution angulaire symétrique pour les événements de la zone "binaire", à moins que l'acceptance du détecteur ne distorde cette image en favorisant une bonne identification pour les rémanants du quasi-projectile. L'analyse présentée jusqu'à maintenant est basée exclusivement sur des produits de réaction bien identifiés (codes de 2 à 4). Pour tester le rôle de l'acceptance du détecteur, les fragments dont l'énergie est inférieure à celle du pic de Bragg (code 5, voir section 2.2.3) ont été inclus dans la distribution angulaire. Dans de telles conditions, une valeur minimum de la charge Z est attribuée au fragment (voir chapitre 2).

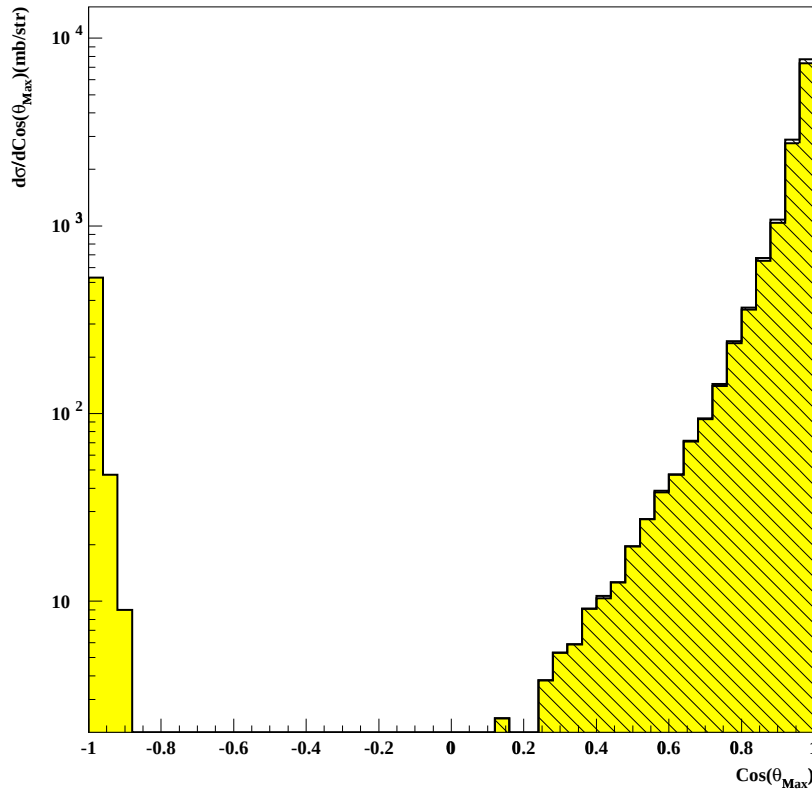


FIG. 6.22 – Distribution angulaire du plus gros fragment de l'événement pour la zone "binaire". Les parties hachurée et grisée représentent les événements dans lesquels sont respectivement inclus et exclus les particules issues du pic de Bragg.

Nous avons construit la distribution angulaire du fragment le plus lourd en incluant ces fragments pour lesquels une valeur minimum de Z est attribuée. Cette distribution angulaire est représentée sur la figure 6.22. Les parties hachurée et grisée de la figure 6.22 représentent respectivement la distribution angulaire du plus gros fragment sans inclure les particules de type Bragg et en incluant les particules de type Bragg.

Aucun changement n'est observé aux angles avant. Aux angles arrières, au contraire, le nombre de coups a fortement augmenté même s'il reste dix fois plus faible que le nombre de coups dans l'hémisphère avant. **Cela indique que la symétrie attendue a partiellement été restaurée dès que les fragments avec une valeur minimale de Z sont considérés.** Cela montre clairement que ce sont des fragments lourds et lents dans le repère du laboratoire que le détecteur ne peut identifier correctement qui cause cette perte de symétrie de la distribution angulaire. Cette caractéristique manque dans l'analyse où l'on ne prend en compte que les fragments bien identifiés.

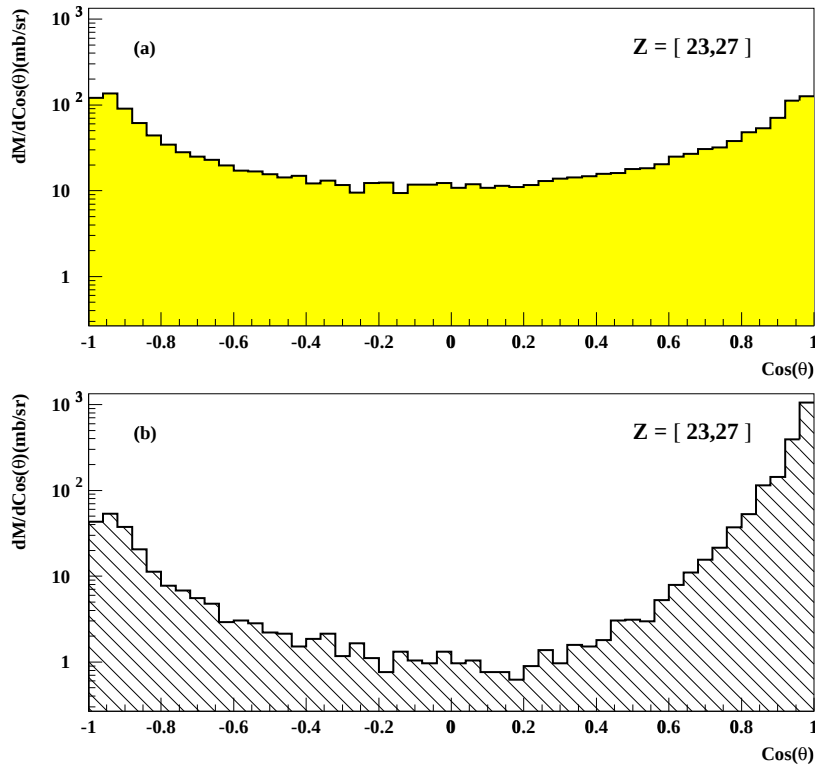


FIG. 6.23 – Distribution angulaire des fragments avec une charge nucléaire dans la gamme $23 \leq Z \leq 27$. Les distributions sont montrées et pour les événements de "fragmentation" (a) et pour les événements "binaire" (b).

Reprenons l'analyse en conservant les fragments bien identifiés avec des charges comprises entre 23 et 27. Cette gamme en charge inclue la valeur la plus probable de Z_{Max} pour les événements de type de "fragmentation" et se trouve un peu en dessous de la valeur moyenne de Z_{Max} pour les événements "binaire". Pour la zone de "fragmentation" (figure 6.23(a)) la distribution est symétrique par rapport à $\theta_{cm} = 90^\circ$ et l'anisotropie (rapport du taux de comptage à 0° par rapport à 90°) est de l'ordre de 6-7. Pour les événements de la zone "binaire" (figure 6.23(b)), la distribution angulaire est fortement anisotrope et asymétrique avec un plus faible taux de comptage aux angles arrières. En conséquence, dans cet ensemble d'événements, quand un fragment de charge $23 \leq Z \leq 27$ est émis aux angles arrières, il doit être le deuxième plus gros fragment de l'événement car le plus gros fragment est toujours émis aux angles avants comme il a été montré précédemment (voir figure 6.20(a)). Donc la sélection $23 \leq Z \leq 27$ permet de restaurer partiellement la symétrie avant/arrière de la distribution angulaire. Cette sélection conduit à une forte anisotropie (≥ 100) dans les distributions angulaires. **De plus, cette anisotropie n'est pas dû à un biais du détecteur car les distributions angulaires sont symétriques.** Cette analyse montre que dans une gamme en charge entre $Z=23$ et

$Z=27$ où la détection est équivalente pour les fragments quelque soit l'ensemble on observe des différences dans les distributions angulaires des fragments entre les deux classes.

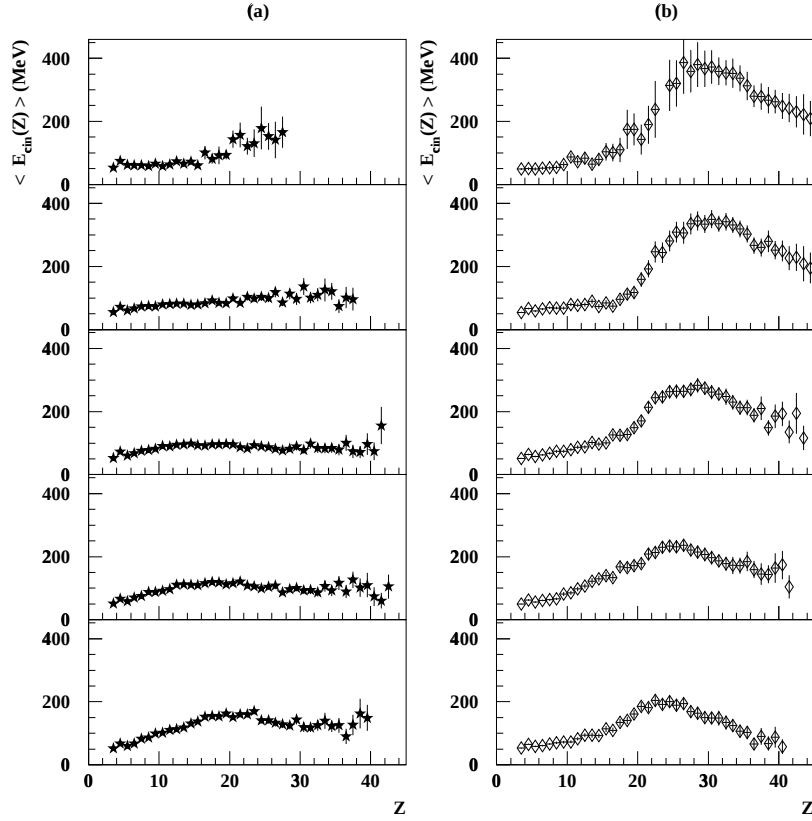


FIG. 6.24 – Énergie cinétique moyenne dans le centre de masse $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en fonction de la charge nucléaire pour l'ensemble de "fragmentation" (colonne de gauche) et l'ensemble "binaire" (colonne de droite). Même classement que dans la figure 6.20.

La présence de deux classes principales est aussi mise en évidence par la dépendance en Z de l'énergie cinétique moyenne $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ des fragments (figure 6.24). Même si une légère évolution est observée à l'intérieur d'une zone donnée, les caractéristiques principales que l'on déduit de l'expérience sont un profil relativement plat en énergie cinétique pour la zone de "fragmentation". La dépendance de $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en fonction de la charge est plus compliquée pour les événements de la zone "binaire" mais en restant différent de celui de la zone de "fragmentation".

6.5 Choix de classement et terminologie

Avant d'aller plus loin, nous aimerions souligner l'excellent pouvoir de discrimination de la technique des cartes auto-organisées. **Cette technique est très efficace pour**

classer les événements en fonction de leurs propriétés globales, notamment en fonction des distributions angulaires et de l'énergie cinétique des fragments (figures 6.20, 6.23 et 6.24). Les coupures effectuées pour délimiter les anneaux d'intégration sont arbitraires, mais malgré tout l'évolution est continue. Cela se voit, par exemple, en regardant l'augmentation monotone de l'anisotropie des distributions angulaires dans l'hémisphère avant entre l'anneau le plus intérieur et l'anneau le plus extérieur des événements de fragmentation. De même, ces observables évoluent doucement de l'anneau le plus extérieur vers l'anneau le plus intérieur pour la classe d'événements binaires (figure 6.20). Cependant, les différences entre les classes sont sans conteste plus prononcées que les différences à l'intérieur d'une même classe.

6.5.1 Définition de l'ensemble des classes

À cette étape de l'analyse, nous considérons l'ensemble "binaire" dans sa globalité, c'est-à-dire que nous discutons les observables obtenues après intégration sur l'ensemble des cinq anneaux. L'évolution des caractéristiques expérimentales à l'intérieur de cet ensemble suggère de nombreux degrés de dissipation, mais comme l'objectif de ce travail n'est pas une étude approfondie des collisions à forte rémanence de la voie d'entrée, nous considérons cette intégration bien adaptée à notre propos. **Pour simplifier, on conservera la terminologie de processus "binaire" pour l'ensemble des collisions dans lesquelles un gros résidu demeure après l'interaction avec une énergie cinétique élevée et une émission fortement piquée à l'avant, c'est-à-dire tous les événements peuplant la zone appelée "binaire" sur la figure 6.11.**

Cette intégration globale ne peut s'appliquer aux événements de la zone de "fragmentation". En effet, cet ensemble ne peut être considéré comme parfaitement homogène :

- Les événements groupés dans les deux premiers anneaux de cette zone sont caractérisés par la chute exponentielle de la distribution de charge et une valeur relativement faible de la charge moyenne du plus gros fragment. Cela s'interprète comme un biais de détection du plus gros fragment, donc des collisions avec une perte partielle de l'information.
- À première vue, les événements des trois derniers anneaux de l'ensemble de fragmentation présentent des caractéristiques similaires tant sur le plan des distributions angulaires que sur celui des profils des $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ (voir figures 6.20 et 6.24). Cette impression n'est pas confirmée par une analyse attentive des spectres en énergie cinétique pour les plus gros fragments (voir plus loin les figures 6.29 et 6.31). En fait les événements se trouvant dans l'anneau le plus externe de l'ensemble de "fragmentation" ressemblent aux événements de l'ensemble "binaire" tout en ne coïncidant pas exactement avec eux. Les caractéristiques des événements appartenant à l'anneau externe de la zone fragmentation peuvent donc indiquer une transition entre deux principales classes de collision, ou bien un mélange d'événements provenant de chaque classe.

Pour ces raisons nous avons choisi de ne pas intégrer dans une seule classe la totalité des événements peuplant la zone de “fragmentation”. Pour simplifier la discussion suivante on prendra une nouvelle nomenclature des événements dits de fragmentation.

- On appellera processus de multifragmentation, l’ensemble de collisions dans lesquelles le plus gros fragment est collecté de manière symétrique dans le repère du centre de masse (troisième et quatrième anneaux de la zone de “fragmentation”).
- Les événements localisés dans l’anneau le plus à l’extérieur de la zone “fragmentation” sont appelés événements “intermédiaire”.
- Les événements peuplant les deux anneaux internes de cette zone sont caractérisés de manière incomplète. Nous n’avons pas cherché à quelle classe ils pouvaient le plus ressembler et nous ne les avons pas considérés dans la suite.

Nous avons donc trois types de mécanismes pour les collisions très dissipatives : “binaire”, multifragmentation et “intermédiaire”. Ces classes ont des comportements que l’on peut associer aux grands ensembles d’événements mis en évidence par les coupures en multiplicité totale.

6.5.2 Distribution de multiplicité totale

Regardons maintenant les distributions en multiplicité totale associées à chaque classe d’événements, afin de clarifier ce qui a été obtenu au chapitre 4 à l’aide des coupures en multiplicité totale de particules chargées.

Dans la figure 6.25 l’histogramme blanc représente la distribution de multiplicité totale initiale. La figure 6.25(a) montre les distributions en multiplicité totale pour les différents ensembles d’événements obtenus avec des cartes auto-organisées. Les événements sélectionnés (partie hachurée) et non sélectionnés (partie grisée) pour la deuxième carte auto-organisée sont reportés sur la figure 6.25(a). La différence aux faibles valeurs de M_{tot} entre la distribution initiale et l’ensemble d’événements sélectionnés pour réaliser la première carte auto-organisée est due à la condition $M_{frag} \geq 1$.

Les distributions des divers ensembles identifiés dans la deuxième carte auto-organisée sont reportées sur la figure 6.25(b). Si l’on se réfère aux coupures en M_{tot} effectuées au chapitre 4 deux limites sont à regarder $M_{tot} \geq 20$ et $M_{tot} \geq 28$.

Pour $M_{tot} \geq 20$ on observe un important mélange entre la contribution du “binaire” et de la multifragmentation. Par contre le processus de multifragmentation est dominant dans la zone où $M_{tot} \geq 28$. Le processus “intermédiaire” quant à lui est toujours limité entre le processus de multifragmentation et le “binaire”.

Ces constatations sont en accord avec les conclusions déjà données dans la section 4.4 à l’aide des coupures en multiplicité totale.

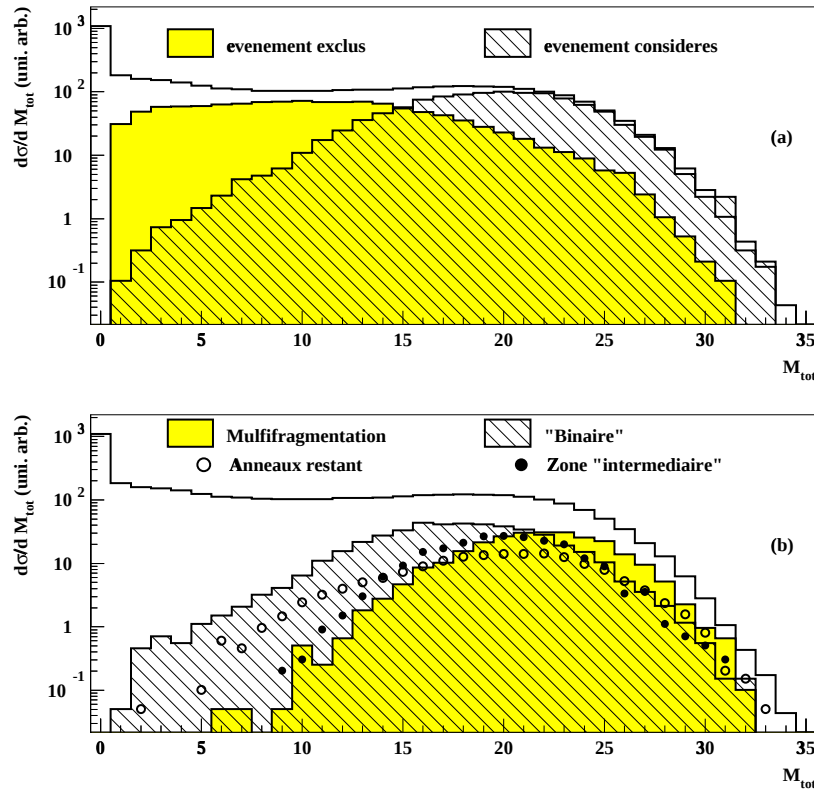


FIG. 6.25 – Distribution de multiplicité totale des événements classés par la méthode des cartes auto-organisées. Les histogrammes en blanc représentent la distribution en multiplicité totale initiale. Dans la figure (a), la partie hachurée représente la distribution associée aux événements conservés pour la construction de la deuxième carte auto-organisée, la partie grisée correspond à la distribution des événements qui ont été exclus de la construction de la deuxième carte auto-organisée. Dans la figure (b), les parties grisée et hachurée représentent respectivement les ensembles appelés multifragmentation et "binaire". Dans cette figure les cercles pleins et ouverts représentent respectivement le processus "intermédiaire" et les deux anneaux les plus internes de la zone de "fragmentation".

Un bon test de l'hypothèse de la présence de deux degrés de dissipation dans l'échantillon obtenu avec la coupure en multiplicité totale $M_{tot} \geq 20$ et de la méthode des cartes auto-organisées est de vérifier si les cartes auto-organisées construites avec des événements tels que $M_{tot} \geq 20$ permettent de mettre en évidence plusieurs mécanismes.

Sur la figure 6.26(a) est représentée la carte auto-organisée obtenue avec les événements tels que $M_{tot} \geq 20$. Les paramètres d'apprentissage de la carte sont ceux donnés dans la section 6.1.3 On constate la présence de 2 zones distinctes, ce qui prouve la présence de deux ensembles de réactions nettement séparables. Comme nous l'avons vu précédemment (voir section 6.4 de ce chapitre).

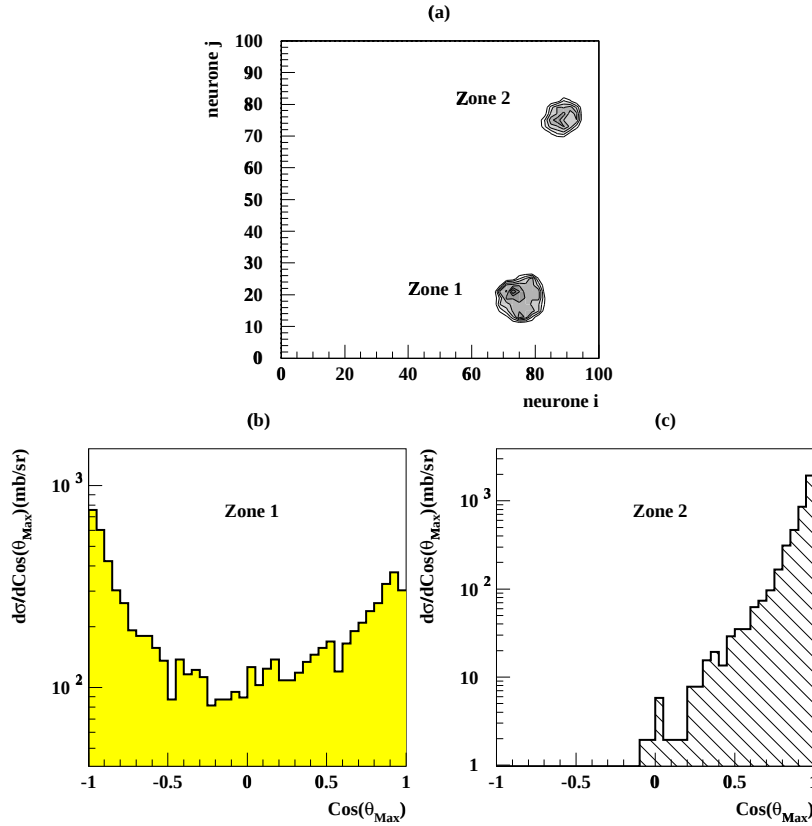


FIG. 6.26 – Carte auto-organisée obtenue pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon. La figure (a) représente la répartition des événements dans la carte auto-organisée. La figure (b) représente la distribution angulaire du plus gros fragment pour la zone 1. La figure (c) représente la distribution angulaire du plus gros fragment pour la zone 2. Les événements satisfont à la condition $M_{\text{tot}} \geq 20$.

La distribution angulaire du plus gros fragment permet de signer le type de mécanisme. Nous avons donc reporté sur les figures 6.26(b) et 6.26(c) les distributions angulaires du plus gros fragment pour les zones notées respectivement “zone 1” et “zone 2” dans la figure 6.26(a). On retrouve dans les figures 6.26(b) et 6.26(c) les mêmes images que celles de la figure 6.13 à savoir:

- La zone 1 correspondant à un mécanisme que nous avons appelé de “fragmentation”.
- La zone 2 correspondant à un mécanisme de type “binaire”.

La carte auto-organisée construite avec des événements tels que $M_{\text{tot}} \geq 20$ a bien permis de mettre en évidence deux classes d’événements ayant globalement les mêmes caractéristiques que les zones de “fragmentation” et “binaire” obtenues avec deux cartes successives. **On a donc bien une cohérence entre les résultats pressentis avec les coupures en multiplicité et ceux obtenus avec les cartes auto-organisées.**

L’avantage majeur de la méthode des cartes auto-organisées est qu’elle permet d’accéder à l’ensemble de l’échantillon associé à un mécanisme et de

déconvoluer les diverses contributions. Cette propriété est parfaitement inaccessible aux sélections effectuées à l'aide d'une seule variable.

6.6 Les événements complets

Un des objectifs de ce travail est d'étudier les caractéristiques du processus de fragmentation. Ceci demande une bonne collection des produits émis durant la réaction, obtenue en appliquant un critère de complétude à 80%.

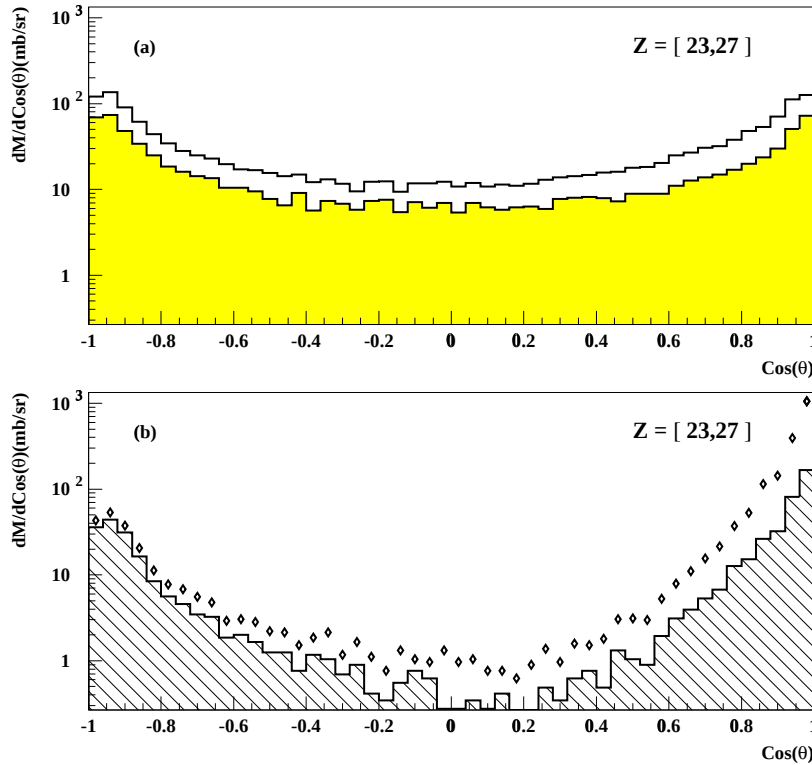


FIG. 6.27 – Distributions angulaires des fragments avec une charge nucléaire dans la gamme $23 \leq Z \leq 27$. Les distributions sont montrées pour les événements de “fragmentation” (a) et pour les événements “binaire” (b). Pour tous les événements (symbole diamant et histogramme vide) et les événements complets (parties hachurée et grisée).

Dans la figure 6.27, qui répète la figure 6.23 déjà commentée précédemment, nous avons ajouté une comparaison de la distribution angulaire des fragments avec une charge sélectionnée dans une gamme entre $23 \leq Z \leq 27$ pour les événements de “fragmentation” (partie grisée dans le diagramme du bas) et pour les événements “binaires” (partie hachurée dans le diagramme du haut) satisfaisant le critère de complétude. Le principal

effet du critère de complétude est de diminuer l'asymétrie avant/arrière de la distribution angulaire associée aux événements "binaires". Tout comme pour les événements sans contrainte, les deux distributions angulaires sont raisonnablement symétriques mais diffèrent fortement par leur anisotropie. **Dans l'hémisphère avant, l'anisotropie est ≈ 7 dans le cas des événements complets de la zone de "fragmentation" et ≈ 300 pour les événements complets de la zone "binaire".**

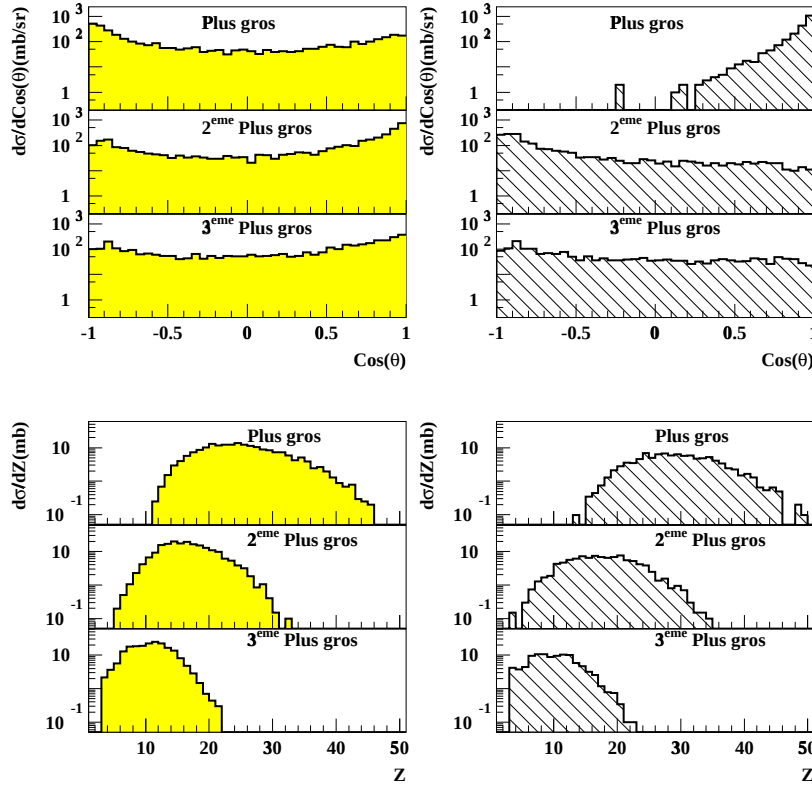


FIG. 6.28 – Distributions angulaires (figures du haut) et en charge (figures du bas) des trois plus gros fragments pour les événements complets. La colonne de gauche se rapporte aux événements de type de "fragmentation" et celle de droite aux événements de type "binaire".

Les distributions angulaires et en charges des trois plus gros fragments sont montrées dans la figure 6.28 pour les événements complets. Toutes les distributions angulaires de l'ensemble de "fragmentation" (diagramme en haut à gauche dans la figure 6.28), ont les mêmes formes et elles sont quasi symétriques par rapport à $\theta = 90^\circ$. Les événements complets se trouvant dans l'ensemble "binaire" (diagramme en haut à droite dans la figure 6.28) sont caractérisés par un rémanent piqué à l'avant. La distribution angulaire du deuxième plus gros fragment présente une accumulation aux angles arrières comme il a été montré précédemment pour tous les événements se trouvant dans cette catégorie. La

distribution angulaire du troisième plus gros fragment est à peu près plate. L'extension et la forme de la distribution de charge sont similaires dans les zones de "fragmentation" et "binaire", la même conclusion peut être faite pour le deuxième et le troisième plus gros fragment (diagrammes du bas dans la figure 6.28). Finalement la dépendance de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge n'est pas beaucoup affectée par l'application du critère de complétude. Nous en concluons donc que les événements complets comprennent deux ensembles distincts qui diffèrent clairement dans les distributions angulaires et dans les profils en énergies cinétiques des fragments. **Le critère de complétude ne modifie pas les caractéristiques globales des zones de "fragmentation" et "binaire".**

Un effet causé par la condition de complétude concerne bien évidemment la statistique. Premièrement, environ 15% (~ 300 mb) de l'ensemble des données sélectionnées (satisfaisant les conditions : quatre détecteurs touchés dans INDRA et $M_{frag} \geq 1$) restent après l'application du critère de complétude. Deuxièmement, même si les deux catégories ("binaire" et multifragmentation) ont à peu près la même section efficace il y a approximativement deux fois plus d'événements complets dans la zone de "fragmentation" que dans la zone "binaire": dans la première catégorie il y a 37% d'événements complets et cette proportion tombe à 23% pour la deuxième catégorie.

La charge totale collectée pour les événements complets de la zone de "fragmentation" est bien équilibrée entre l'émission à l'avant du centre de masse (valeur moyenne de $Z_{tot} = 46$) et l'émission à l'arrière du centre de masse (valeur moyenne de $Z_{tot} = 45$). Ceci indique que pour une telle classe les événements ne sont pas modifiés par l'acceptance du détecteur. Au contraire l'équilibre de détection est moins bon pour les événements "binaires", la charge totale moyenne collectée varie entre $Z_{tot} = 50$ dans la direction avant et $Z_{tot} = 41$ dans la direction arrière.

Dans la figure 6.29 sont représentés les spectres en énergie cinétique dans le centre de masse pour les fragments de charge $Z = 5$ à $Z = 30$. Nous utilisons ici la nomenclature proposée dans la section 6.5.1 de ce chapitre. Pour des valeurs inférieures à $Z = 15$, la valeur moyenne de l'énergie cinétique est équivalente quelque soit l'ensemble considéré. Pour les fragments les plus lourds on observe un déplacement clair et continu vers les plus hautes énergies cinétiques pour les processus "intermédiaire" et "binaire" alors que le spectre en énergie cinétique a tendance à graduellement se traduire vers des énergies plus basses pour le mécanisme de multifragmentation. **Ceci justifie *a posteriori* la manière de classer les événements en trois ensembles.**

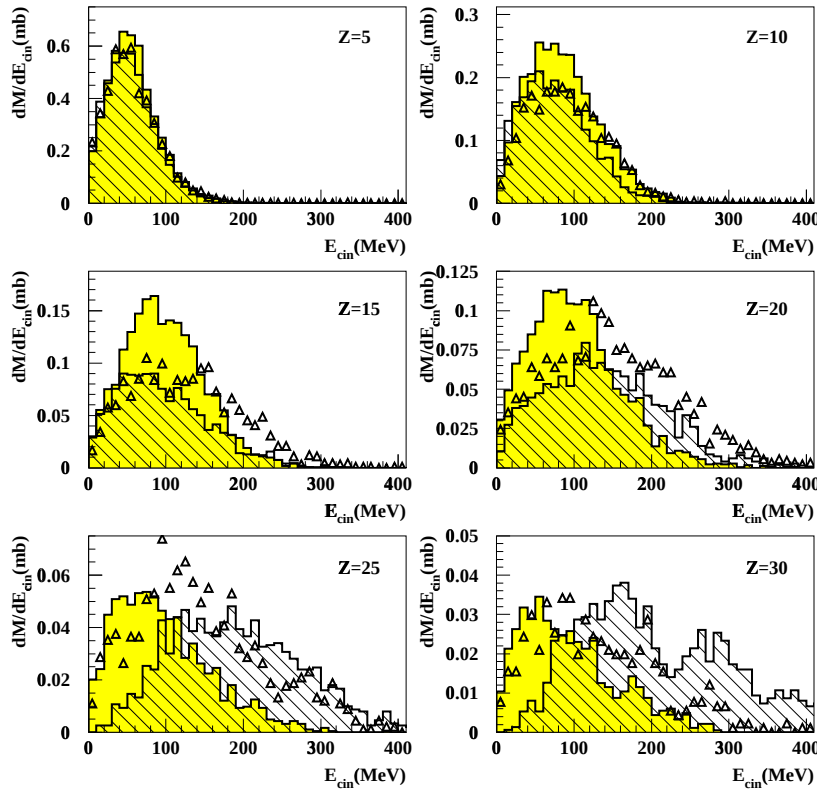


FIG. 6.29 – Spectres en énergie cinétique calculée dans le centre de masse des fragments de charge $Z = 5, 10, 15, 20, 25, 30$. Les parties grisées, hachurées et avec des symboles en triangle représentent respectivement l'ensemble de multifragmentation, l'ensemble "binaire" et l'ensemble "intermédiaire".

La figure 6.30 montre les diverses distributions qui donnent les informations importantes sur le dépôt d'énergie et la production des produits de réaction : La multiplicité de fragments M_{frag} (a); la multiplicité de particules légères chargées M_{plc} (b); l'énergie cinétique totale des fragments TEC_{frag} (c); l'énergie transverse totale des particules légères E_{T12} (d). La partie grisée, la partie hachurée, les triangles vides et les histogrammes blancs représentent les données associées respectivement à la multifragmentation, au "binaire", au processus intermédiaire et la somme des trois contributions.

Tous les ensembles de collisions ont des distributions de multiplicité de produits de réaction similaires, et la comparaison aux distributions intégrées sur tous les événements indiquent que les collisions centrales et violentes sont sélectionnées. L'énergie transverse totale E_{T12} et la multiplicité M_{plc} ont tendance à être plus importantes dans le processus de multifragmentation. Finalement l'énergie cinétique totale TEC_{frag} suggère aussi une plus grande conversion de l'énergie pour le processus de multifragmentation.

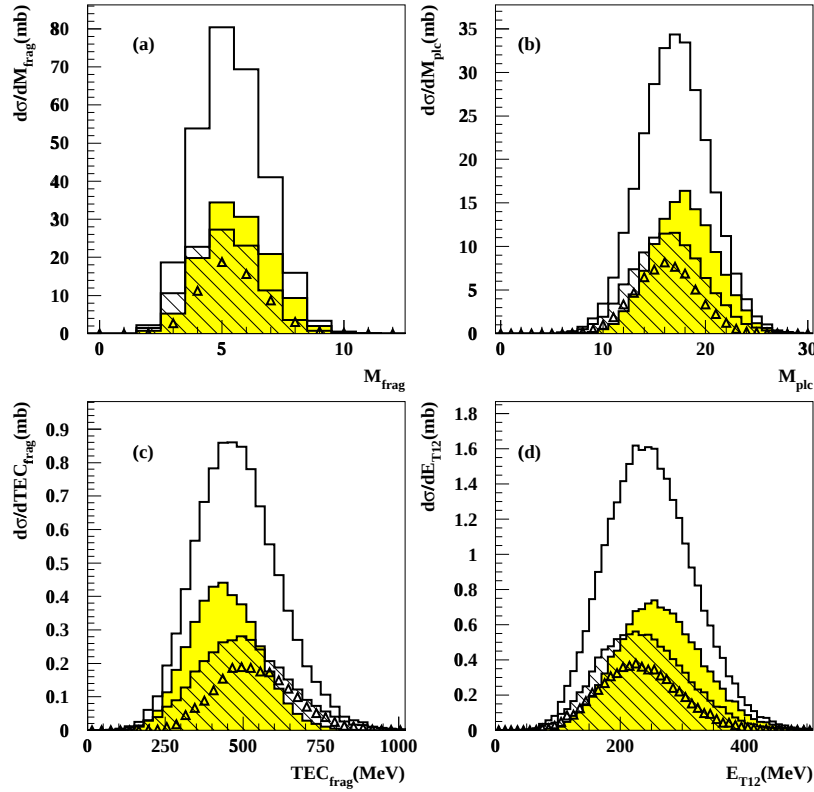


FIG. 6.30 – Distribution en multiplicité totale des fragments M_{frag} ; des particules légères chargées M_{plc} ; énergie cinétique totale des fragments TEC_{frag} (c); énergie transverse totale des particules légères chargées E_{T12} . La partie grisée, la partie hachurée, les triangles ouverts et les histogrammes blanc représentent respectivement les données de multifragmentation, du “binaire”, du processus “intermédiaire” et la somme des trois contributions. Ces figures sont réalisées avec des événements complets à 80% mesurés dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon.

De la figure 6.30, on déduit aussi que les plus grandes valeurs des distributions de M_{plc} et de E_{T12} sont peuplées par les diverses classes d’événements. En conséquence la sélection des collisions centrales en utilisant ces variables aurait mélangé des événements ayant clairement des caractéristiques cinématiques et angulaires différentes. En rajoutant, en particulier, des collisions caractérisées par l’émission fortement focalisé à l’avant du plus gros fragment, donne une topologie globale que l’on pourrait improprement associer à un processus binaire.

Ceci montre que dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon un sélecteur de centralité basé sur une unique variable comme la multiplicité totale de particules légères chargée ou l’énergie transverse totale des particules légères chargées ne permet pas d’obtenir une description précise de la physique et peut conduire à des conclusions abusives sur la nature du mécanisme dominant dans

les collisions les plus centrales.

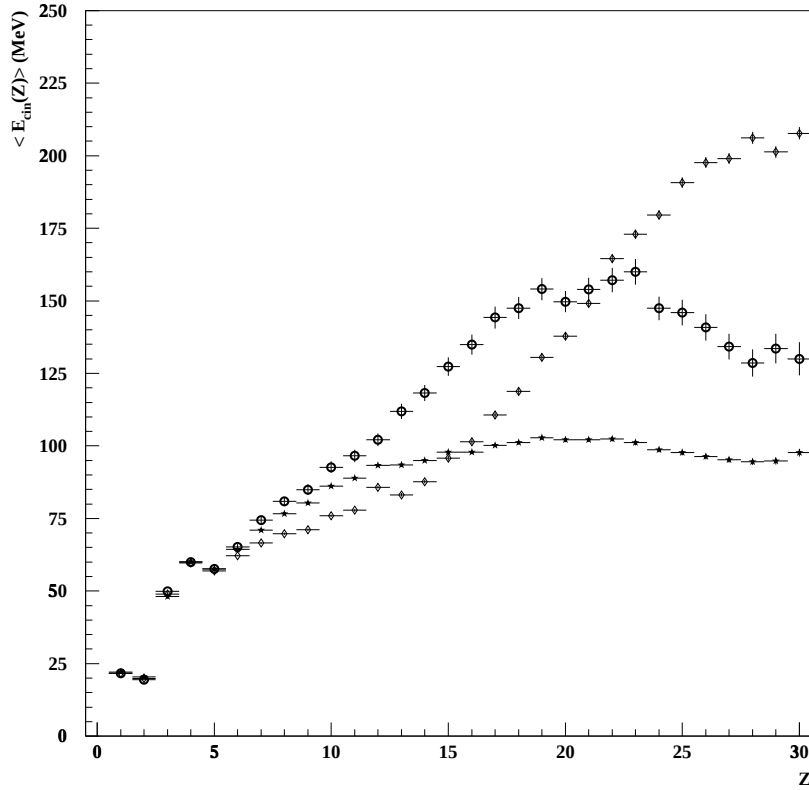


FIG. 6.31 – Énergie cinétique moyenne en fonction de la charge des fragments. Les symboles étoiles, cercles ouverts, et diamants représentent respectivement les ensembles de multifragmentation, “intermédiaire” et “binaire”. Pour les événements complets à 80% mesurés dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon.

La discrimination la plus délicate à faire est celle entre la zone de multifragmentation et la zone dite "intermédiaire". Pour éclaircir ce point, regardons l'évolution des $\langle E_{\text{cin}}(Z) \rangle$ pour les trois classes : la multifragmentation, le processus “intermédiaire” et le “binaire”. Les valeurs de $\langle E_{\text{cin}}(Z) \rangle$ sont montrées sur la figure 6.31. Les symboles étoiles, cercles et diamants représentent respectivement les événements de multifragmentation, de la zone “intermédiaire”, et du “binaire”. Le comportement continûment croissant de $\langle E_{\text{cin}}(Z) \rangle$ pour le “binaire” est caractéristique d'un processus de type binaire. Les événements contenus dans la zone intermédiaire ont un comportement similaire à celui du “binaire” pour des charges plus faibles ($Z \leq 23$) mais pour les charges plus élevées il y a une décroissance de $\langle E_{\text{cin}}(Z) \rangle$. On observe pour les événements de la zone de multifragmentation un comportement parfaitement compatible avec la multifragmentation statistique d'une source de matière nucléaire chaude.

Pour résumer cet ensemble d'informations nous pouvons dire que dans les collisions

centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon coexiste deux mécanismes qui diffèrent par leur distribution angulaire d'émission des particules et la quantité d'énergie déposée. **La plus grande conversion de l'énergie est associée au processus que nous avons appelé multifragmentation.** les différences dans les spectres en énergie cinétique et dans les distributions angulaires pour les diverses classes d'événements sont très prononcées, tandis que les différences en multiplicité totale ou en énergie cinétique totale sont plus faibles. **La nouvelle sélection basée sur les cartes auto-organisées discrimine donc avec succès les diverses routes dynamiques qui restaient mélangées par l'utilisation d'une seule variable comme sélecteur de la centralité.** Cette méthode est un progrès dans la caractérisation des collisions les plus centrales aux énergies de bombardement intermédiaires.

A partir du courant intégré et de l'épaisseur de la cible on déduit la section efficace pour les trois mécanismes: 122 mb (multifragmentation); 67 mb (processus "binaire"); 107 mb (processus "intermédiaire"). Ces sections efficaces se rapporte à la fraction des événements satisfaisant le critère de complétude. Cette valeur de la section efficace obtenue pour le mécanisme de multifragmentation est en bon accord avec les valeurs estimées à partir des coupures monodimensionnelles et d'un modèle (voir le tableau 4.3), **ce qui montre la remarquable cohérence de l'échantillon obtenu par la méthode des cartes auto-organisées.**

Chapitre 7

Analyse des collisions de multifragmentation

Après avoir sélectionné les collisions de multifragmentation nous allons regarder en détail leurs propriétés. Au chapitre 3 nous avons défini un arsenal d’observables pour signer la forme moyenne des événements. Nous allons utiliser ces variables pour déterminer la forme moyenne des événements de multifragmentation. Ce travail a pour but de confirmer les interprétations qui ont été avancées au moyen des coupures monodimensionnelles. **Une comparaison des données de multifragmentation aux simulations SMM montrera ensuite que l’hypothèse d’une source déformée est compatible avec les données expérimentales issues de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.**

7.1 Homogénéité de l’échantillon de multifragmentation

L’ensemble considéré est l’ensemble de multifragmentation isolé avec les cartes auto-organisées. Les études basées sur la sélection au moyen des variables monodimensionnelles ont montré clairement qu’elles conduisent à inclure différents mécanismes dans l’échantillon étudié (voir section 4.4).

Sur la figure 7.1 sont représentées les énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leurs charges pour les événements vérifiant $\theta_{flot} \in [60, 90]$, avec θ_{flot} calculé pour différents tenseurs :

- tenseur en énergie
- tenseur en impulsion
- tenseur sans dimension

La superposition des courbes montre que lorsque l’on effectue une coupure avec angle de flot les résultats sont identiques quelque soit le tenseur choisi.

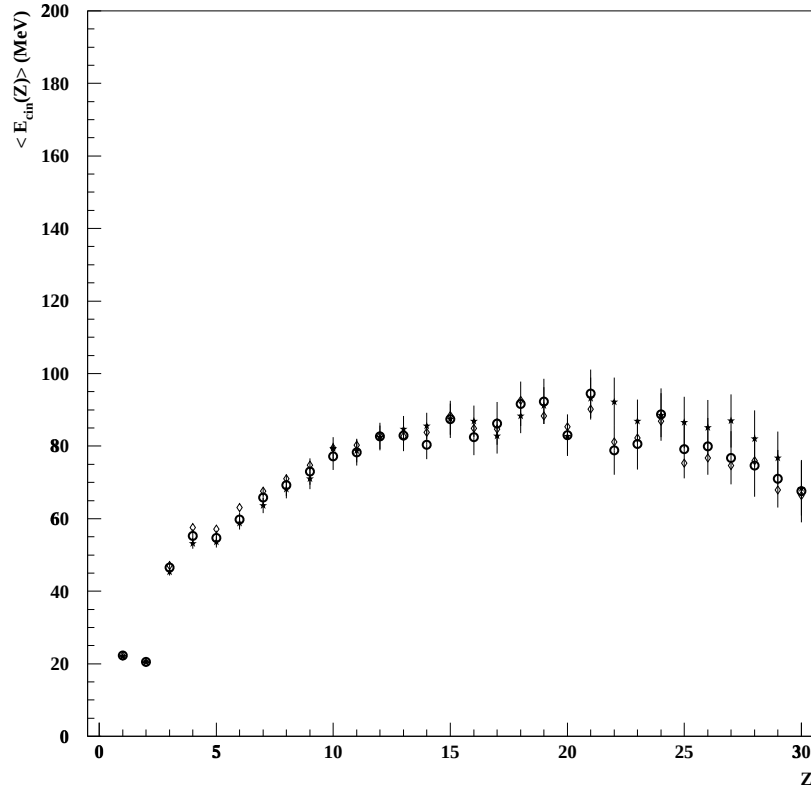


FIG. 7.1 – Énergie cinétique moyenne en fonction de la charge des fragments, pour une sélection en angle de flot entre 60 et 90 degrés, calculés avec différents tenseurs. Les cercles, étoiles, triangles représentent respectivement le cas d'un tenseur en énergie, en impulsion ou sans dimension. Les données considérées sont celles de l'ensemble de multifragmentation pour les événements complets à 80%.

Une simple sélection en angle de flot sur les événements complets (figure 4.8) montre une dépendance des résultats en fonction du tenseur, donc une contamination de chacun des échantillons sélectionnés, par des événements provenant de réactions non attribuables à la désintégration d'une monosource. La présence d'un tel mélange avait été pressentie lors des comparaisons avec les simulations SMM (voir chapitre 4).

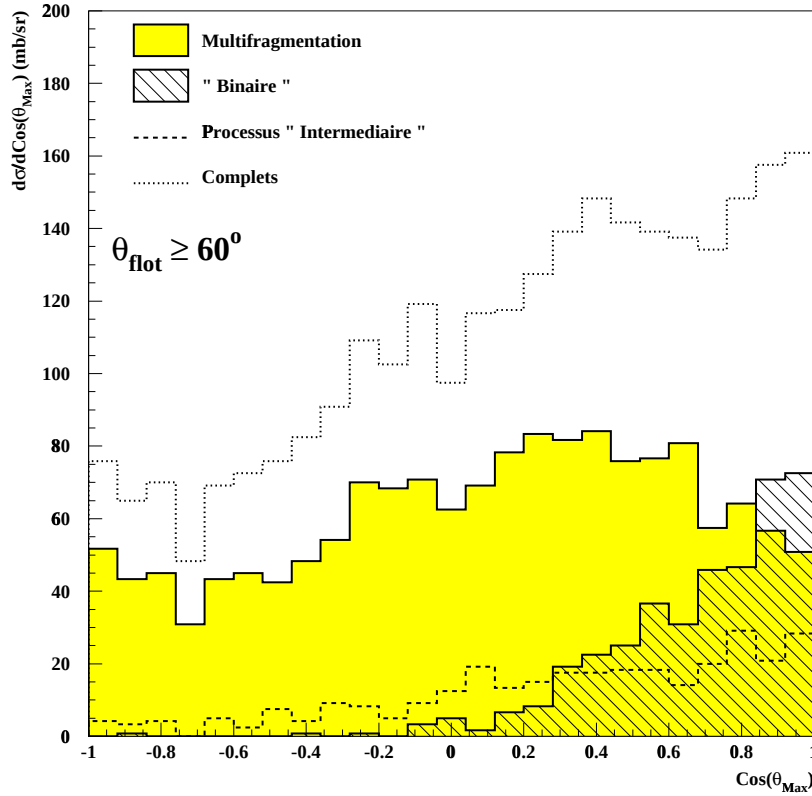


FIG. 7.2 – Distribution angulaire du plus gros fragment pour les événements complets et d'angle de flot $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$. Pour la multifragmentation (zone grisée), pour le "binaire" (zone hachurée) pour les processus "intermédiaires" (histogrammes en pointillés) et pour l'ensemble des événements complets (histogrammes en petits points).

La présence d'un mélange dans l'échantillon tel que $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$ est clairement démontré dans la figure 7.2, où la distribution angulaire du plus gros fragment a été reportée pour la multifragmentation (partie grisée), le processus "binaire" (partie hachurée), le processus "intermédiaire" (histogrammes en pointillés) et l'ensemble des événements complets (histogrammes en petits points). La distribution angulaire est quasiment plate pour la réaction de multifragmentation tandis que l'émission est fortement focalisée selon l'axe du faisceau pour le "binaire" et focalisée de manière plus modérée pour la classe "intermédiaire". Dans l'analyse actuelle, la fraction associée au processus de multifragmentation atteint 70% des événements tels que $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$.

La distribution angulaire du plus gros fragment pour tous les événements complets présente une accumulation aux angles avant. Cette accumulation peut s'interpréter par la présence des classes "intermédiaire" et "binaire". **Ceci confirme sans ambiguïté la présence de plusieurs mécanismes à l'intérieur de l'échantillon des événements complets tels que $\theta_{\text{flot}} \in [60, 90]$.**

Il y a donc une homogénéité dans l'échantillon de multifragmentation sélectionné au moyen des cartes auto-organisées. Ce point illustre la qualité des informations que l'on peut extraire des données ainsi sélectionnées, par rapport à une sélection avec θ_{flot} .

7.2 Caractéristiques de l'émission des fragments.

7.2.1 Analyse en forme des événements

Dans cette partie seuls les événements complets seront considérés. Les raisons de cette condition en complétude ont été évoquées dans le paragraphe 6.6.

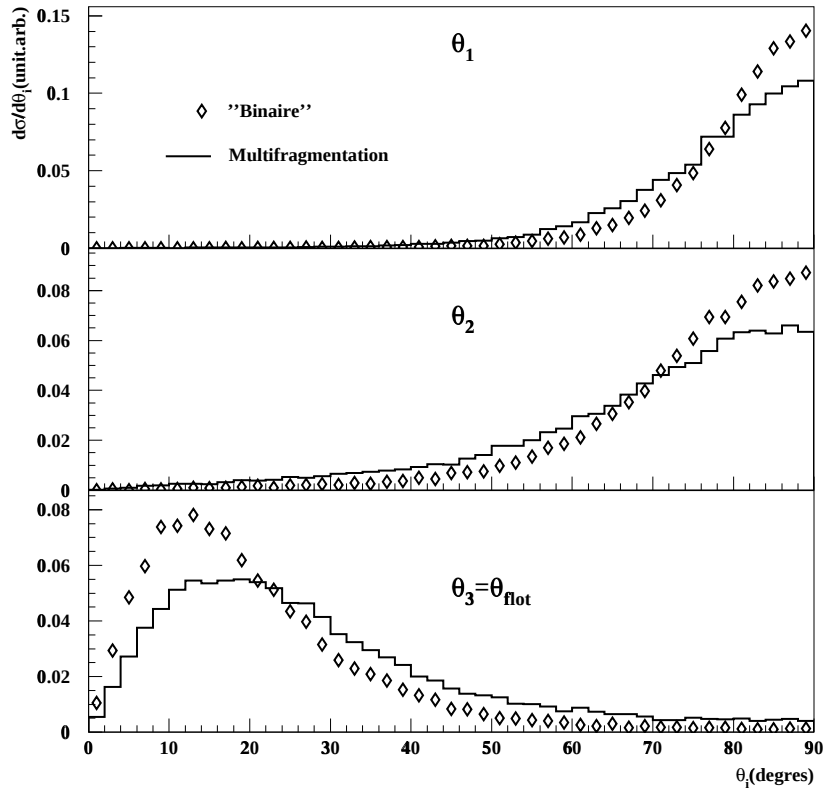


FIG. 7.3 – Distributions expérimentales des angles θ_i entre les axes principaux du tenseur en énergie et l'axe du faisceau. Les diagrammes du bas, du milieu, et du haut correspondent respectivement aux axes principaux associés aux plus grande, deuxième plus grande, et plus petite valeur propre du tenseur. Les histogrammes et les symboles en diamant représentent respectivement la multifragmentation et le "binaire".

Sur la figure 7.3, on voit que le flux d'énergie cinétique est principalement dirigé dans la direction du faisceau. En conséquence, la forme moyenne dans l'espace des vitesses est

allongée le long de l'axe du faisceau. Finalement, quand on compare les deux mécanismes, "binaire" et multifragmentation, on remarque que la forme moyenne des événements associés au processus de multifragmentation présente une plus faible élongation dans l'espace des vitesses que le mécanisme "binaire". Cela correspond à une dégradation plus importante de l'énergie cinétique initialement disponible dans le centre de masse de la réaction pour les événements de multifragmentation.

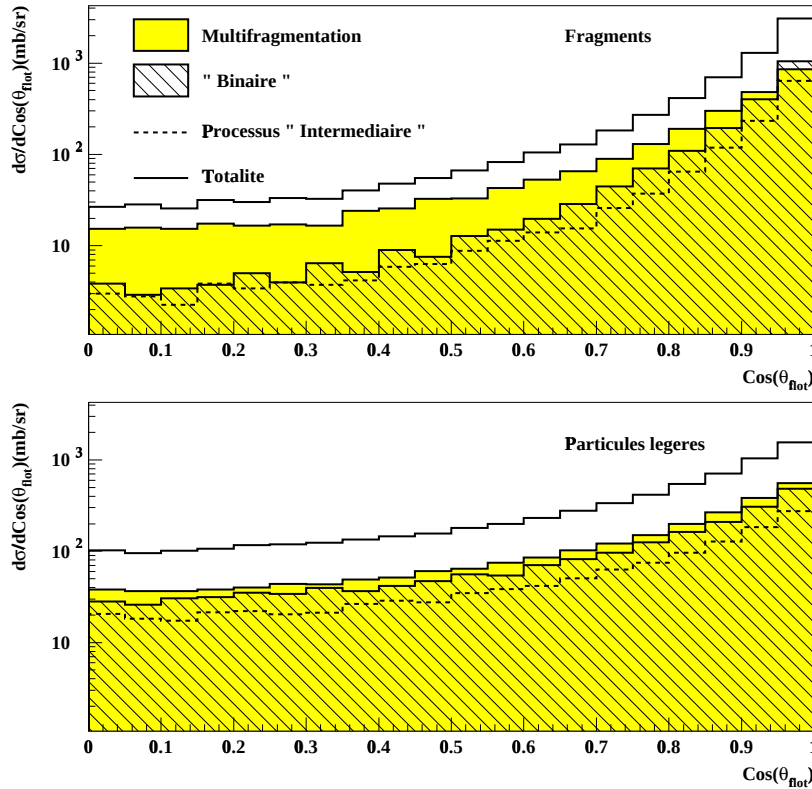


FIG. 7.4 – Distribution expérimentale de $\cos(\theta_{\text{flot}})$ calculée avec les fragments ($Z \geq 3$) (figure du haut) et les PLC ($Z \leq 2$) (figure du bas). La zone grisée, la zone hachurée, et les histogrammes en pointillé représentent respectivement la multifragmentation, le "binaire" et le processus "intermédiaire". L'histogramme en blanc représente les événements satisfaisant uniquement au critère de complétude.

Le diagramme du haut dans la figure 7.4 montre la distribution expérimentale de $\cos \theta_{\text{flot}}$ pour les trois mécanismes. Les parties grisées, hachurée et les histogrammes en pointillé représentent respectivement le processus de multifragmentation, le processus "binaire" et le processus "intermédiaire". L'histogramme en blanc correspond à la distribution de tous les événements satisfaisant au critère de complétude. L'ensemble des événements complets inclut des événements qui n'ont pas été classés parmi les trois mécanismes définis précédemment. De ce fait, la somme des contributions des trois mécanismes n'est pas

égale à l'ensemble des événements complets.

Chaque mécanisme présente une forte anisotropie dans la distribution de $\cos \theta_{flot}$. Cette anisotropie est moins prononcée pour la multifragmentation que pour les deux autres mécanismes. Les réactions de type “binaire” et “intermédiaire” ont des distributions avec des anisotropies équivalentes. La caractéristique la plus surprenante de ces distributions vient de la ressemblance de leur forme et de leur amplitude à petit θ_{flot} . Les grands angles de flot ($\cos \theta_{flot} \leq 0.5$) sont dominés par le processus de multifragmentation, mais les processus “intermédiaire” et “binaire” peuplent aussi ce domaine angulaire. Le peuplement de l'ensemble des distributions en $\cos \theta_{flot}$ par des mécanismes différents met en évidence une fois de plus **les larges fluctuations associés aux mécanismes de fragmentation**.

Un aspect complémentaire de la dynamique de la collision est donné par la forme des événements déduite des particules légères chargées $Z=1,2$ (PLC). Ceci est montré dans le diagramme du bas de la figure 7.4 où a été reportée la distribution expérimentale de $\cos \theta_{flot}$ calculée avec les PLC pour les trois mécanismes. La même présentation que pour les fragments a été utilisée. Deux points sont particulièrement remarquables dans ces distributions :

- En premier lieu les distributions en angle de flot ont des formes similaires.
- En deuxième lieu l'anisotropie de la distribution est plus faible pour les particules légères chargées que pour les fragments.

Ces comportements suggèrent que les particules légères chargées ne sont pas produites de manière prédominante pendant la même gamme temporelle que celle durant laquelle les fragments se forment. Les particules légères chargées peuvent provenir d'un système plus compact issu des premiers instants de la collision ou bien de la phase d'expansion du complexe nucléaire intermédiaire, avant la formation des fragments. De plus l'émission secondaire à partir des fragments chauds peut altérer l'image de la topologie initiale.

7.2.2 Distribution de charge

Les distributions de charge sont des sources d'information importantes dans l'étude de la multifragmentation car elles sont potentiellement reliées à l'énergie thermique emmagasinée dans le système. La figure 7.5 représente la dépendance en fonction de l'angle de flot de la distribution en taille des fragments pour la multifragmentation (figure 7.5(a)), pour le “binaire” (figure 7.5(b)), et pour le processus “intermédiaire” (figure 7.5(c)). Chaque distribution est normalisée au nombre d'événements dans l'intervalle angulaire considéré. Les distributions de charge décroissent de manière monotone et leurs formes diffèrent principalement dans la gamme $Z \simeq 20 - 30$, c'est-à-dire autour de la valeur moyenne de la charge du plus gros fragment. On observe pour les collisions de type “binaire” une dépendance de la distribution en taille des fragments en fonction de θ_{flot} . Pour la multifragmentation et l'ensemble “intermédiaire”, la distribution en charge varie peu avec θ_{flot} . Même si une telle indépendance peut être comprise dans le cadre des approches statistiques, les données actuelles nous montrent que l'indépendance angulaire est une condition nécessaire mais pas

suffisante pour signer un équilibre et d'autres observables liées à la cinématique doivent être examinées en conjonction avec les distributions de charges. Ceci est particulièrement bien illustré pour les événements complets qui satisfont à la condition $\theta_{flot} \in [60, 90]$: dans ce cas les caractéristiques cinématiques et angulaires permettent de distinguer les mécanismes (voir la déconvolution en fonction de θ_{flot} figure 7.2) alors que les distributions de charge sont à peu près les mêmes quelque soit le mécanisme.

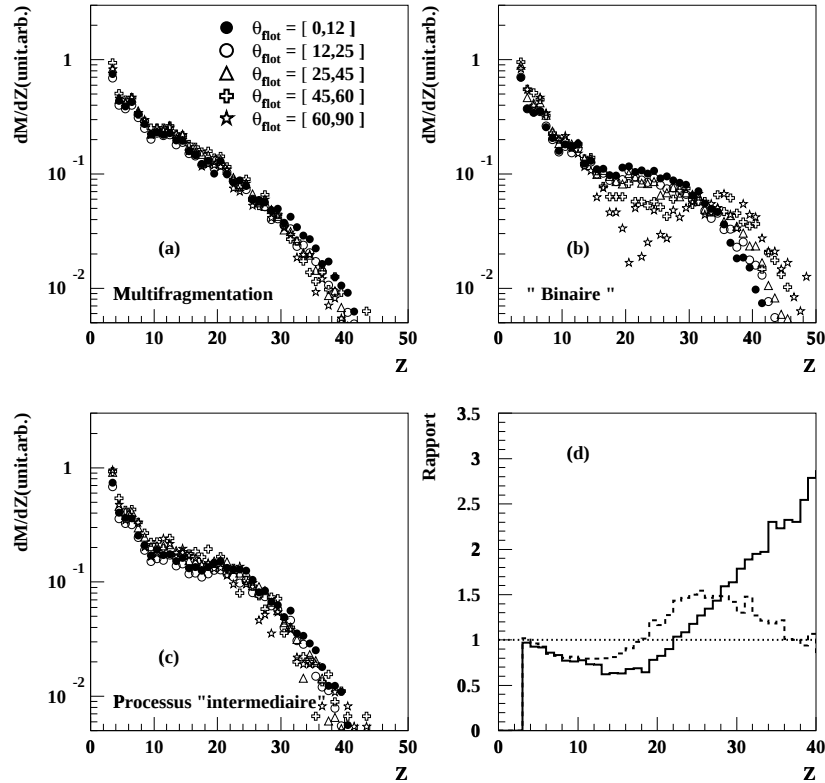


FIG. 7.5 – Dépendance en angle de flot de la distribution en taille des fragments : multifragmentation (a); "binaire" (b); processus "intermédiaire" (c). Les symboles correspondent aux diverses tranches en θ_{flot} indiquées dans le diagramme (a). La figure (d) représente le rapport des distributions de charge par rapport à celle de la multifragmentation : "intermédiaire" (ligne en pointillé); "binaire" (histogramme)

Dans le but de comparer les taux relatifs de production des fragments nous avons divisé la contribution du "binaire" et du processus "intermédiaire" par la contribution de la multifragmentation (figure 7.5(d)). Ici, les distributions ont été intégrées sur tous les angles de flot. Comme le rapport n'est pas constant les formes relatives des distributions sont différentes. Ces différences entre des distributions de charges associées à chaque mécanisme justifie une fois de plus le classement qui a été fait sur les événements expérimentaux .

Pour les charges inférieures à 10, on observe une légère diminution de la distribution de charge avec une différence maximale de 20%. Cette différence atteint 50% pour $Z \approx 15$. Pour les charges supérieures à 30, le taux de production diffère de plus d'un facteur 2. Ces comportements montrent la très grande diversité des allures de fragmentation que l'on peut observer dans les collisions centrales.

La distribution de charge obtenue pour les événements de multifragmentation est très similaire à celle obtenue avec une coupure en multiplicité totale $M_{tot} \geq 28$. Ceci confirme une fois de plus que l'échantillon identifié au moyen des cartes auto-organisées et celui obtenu au moyen de la sélection monodimensionnelle sont bien compatibles. Les distributions en charge ont une extension qui a une légère tendance à diminuer lorsqu'on considère les intervalles en angles de flot dans la direction transverse par rapport à ceux la direction longitudinal.. Par contre, la tendance est beaucoup plus marquée et dans le sens inverse pour la composante "binaire". Plus le flux d'énergie est orienté dans la direction transverse, plus la distribution s'étend vers des valeurs élevées. Pour l'échantillon de multifragmentation la quasi-indépendance de la distribution de charge avec la direction du flux d'énergie suggère un découplage entre ce flux et la physique gouvernant les partitions. **Ceci justifie *a posteriori* l'utilisation d'un modèle supposant un découplage entre la partie thermique et certain degrés de liberté collectifs comme la déformation ou l'expansion.**

7.2.3 Énergie cinétique des fragments

L'étude de l'énergie cinétique moyenne des fragments $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ pour les événements de multifragmentation donne des informations à la fois sur la nature et sur la forme de la monosource (voir chapitre 3). Ces profils ne dépendent pas fortement de la multiplicité de fragments, à l'exception d'une conséquence triviale de la conservation de la charge sur l'extension en Z du profil.

La figure 7.6 représente les énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leur charge pour divers domaines angulaires. Sur cette figure les cercles pleins et vides représentent respectivement les $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ pour l'émission dans les hémisphères avant et arrière. Dans un même diagramme, la gamme d'angle choisi entre α et β ($\alpha \leq \beta$) correspond au domaine ($0^\circ \leq \alpha \leq \beta \leq 90^\circ$), et au domaine entre $180^\circ - \beta$ et $180^\circ - \alpha$.

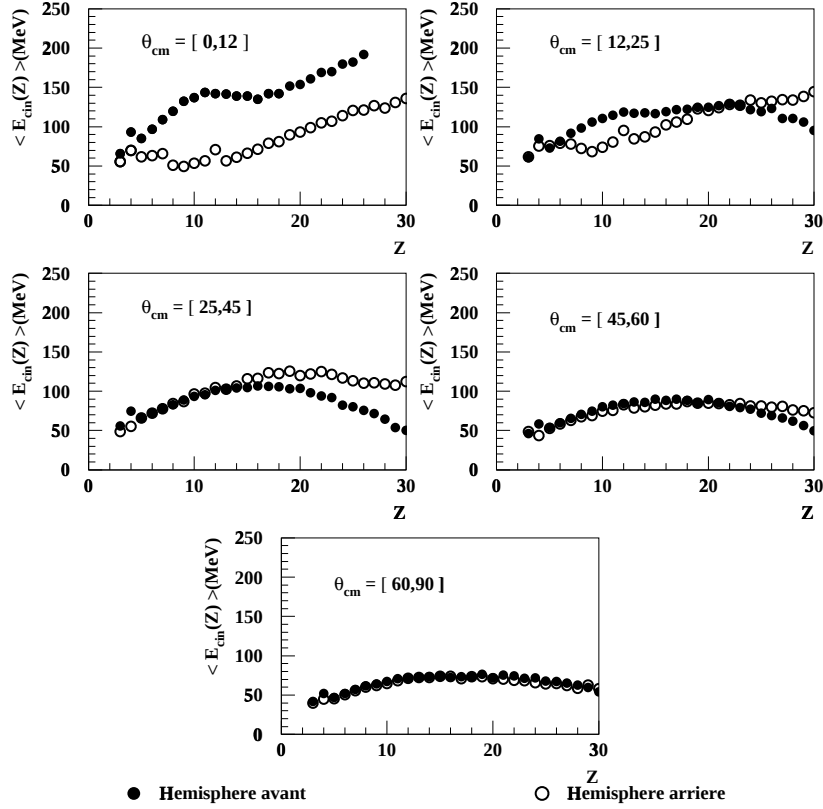


FIG. 7.6 – Dépendance en charge de l'énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de l'angle d'émission dans l'hémisphère avant et arrière pour les événements de multifragmentation. Les cercles pleins et vides représentent respectivement l'énergie cinétique moyenne des fragments émis dans les hémisphères avant et arrière.

Pour les angles d'émission dans le domaine $\theta_{cm} \in [25, 155]$, $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ augmente des Lithiums jusqu'au Neons, décroît légèrement pour les éléments de charge $Z \geq 20$ et reste à peu près constante entre les deux. De plus les profils sont similaires pour des intervalles symétriques par rapport à 90° . La dépendance en charge notée ci-dessus est aussi observée dans la gamme $\theta_{cm} \in [12, 25]$. Cependant $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ croît de manière monotone avec la charge dans la gamme complémentaire à l'arrière. Ceci est dû à l'acceptance du détecteur. Pour $\theta_{cm} \leq 12^\circ$ et $\theta_{cm} \geq 168^\circ$ les distorsions expérimentales sont trop importantes et de ce fait les spectres sont inexploitable comme le montre la figure 7.6 (courbes en haut à gauche). Cette perte d'information n'est pas préjudiciable à l'interprétation des données. Seules seront considérées les émissions à l'avant du centre de masse entre 12° et 90° . La majorité des particules dans cette gamme angulaire ont largement franchi les seuils de détection dans les télescopes à trois étages d'INDRA. De ce fait la qualité de leur identification en charge et de leur résolution en énergie est meilleure que pour les particules détectées à l'arrière du centre de masse. Les émissions à l'avant et à l'arrière du centre de masse jouent un rôle équivalent au niveau des énergies cinétiques. L'évolution de

$\langle E_{cin}(Z) \rangle$ tracée pour des particule émises à l'avant du centre de masse est identique à celle de $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ pour des particule émises à l'arrière du centre de masse. De ce fait, l'étude de $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en se limitant aux angles de 12° à 90° n'entache pas les conclusions.

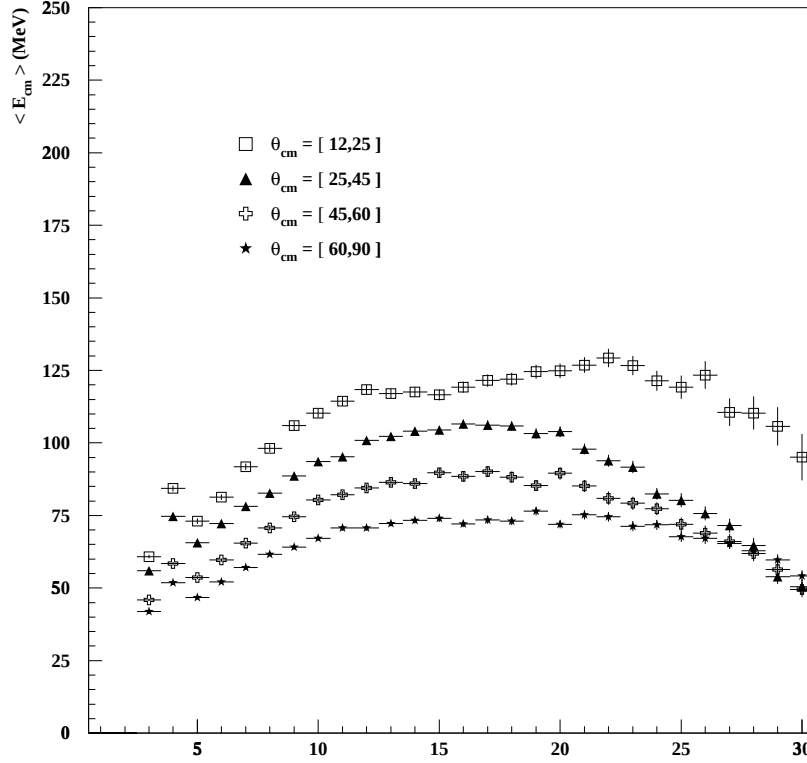


FIG. 7.7 – *Dépendance en charge de l'énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de l'angle d'émission dans l'hémisphère avant pour les données de multifragmentation.*

Les données correspondant à l'émission intergrée entre 12° et 90° sont regroupées dans la figure 7.7. Pour une valeur fixée de la charge Z , $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ décroît environ d'un facteur 2 entre l'émission longitudinale et l'émission dans la direction transverse. La dépendance angulaire de l'énergie cinétique moyenne n'est compatible ni avec une émission statistique à l'équilibre d'une source unique de forme sphérique pour laquelle une indépendance angulaire est attendue, ni avec la désintégration séquentielle d'une source déformée dans l'espace des positions.

L'observation d'une saturation puis d'une chute de l'énergie cinétique moyenne en fonction de Z ressemble à une caractéristique typique prédite dans un scénario de multifragmentation statistique (voir chapitre 3).

La tendance globale des courbes de la figure 7.7 est la même que celle que l'on peut voir sur la figure 4.19(a). Pour réaliser la figure 4.19(a), l'échantillon

est sélectionné avec une coupure sur variable $M_{tot} \geq 28$. Les fortes similitudes entre les figures 4.19 et 7.7 de même que les distributions de charges montrent bien que l'ensemble des événements de multifragmentation a globalement les mêmes propriétés que l'ensemble obtenu par une sélection des événements à haute multiplicité ($M_{tot} \geq 28$).

7.3 Comparaison des données de multifragmentation à un modèle statistique

7.3.1 Comparaison des variables statiques

Pour la détermination des paramètres du modèle, nous avons suivi la procédure décrite section 4.2.2. Les caractéristiques expérimentales sont bien reproduites en supposant un volume de freeze-out $V_s = 3V_0$, une taille de source $Z_s = 87$ et une énergie d'excitation $E_s^* = 5.7$ MeV/nucléon.

Dans la figure 7.8 sont reportés les résultats du calcul (étoiles) et les données expérimentales (partie grisée) pour plusieurs distributions caractéristiques : la charge (a), la taille du plus gros fragment Z_{Max} (b), la charge totale collectée sous forme de fragments Z_{b3} (c) et la multiplicité de fragments M_{frag} (d) pour les événements complets. Les observables étudiées ici sont uniquement les variables statiques, c'est-à-dire celles qui décrivent le degré de fragmentation et la manière dont le système s'est brisé. Comme il a été précisé dans la section 4.2.1 nous regardons les événements complets pour des données où la majorité des produits de réaction ont été détecté.

L'accord avec les données est impressionnant. La seule exception est la distribution de Z_{b3} calculée qui sous-estime d'environ cinq unités la distribution expérimentale. En diminuant de 10% l'énergie d'excitation, on obtient un meilleur accord pour la distribution Z_{b3} mais on dégrade la qualité de reproduction des autres observables.

Nous avons étudié comment l'ensemble initial des événements de SMM est distribué dans la carte auto-organisée construite avec les données. Environ 80% des événements simulés et analysés avec le premier réseau tombent dans les trois anneaux de la zone "dissipative" sélectionnée pour la deuxième étape, et aucun dans la zone "périphérique". Dans la seconde carte, 70% des événements de l'ensemble se concentrent dans la zone de fragmentation et finalement environ 40% des événements simulés sont localisés dans les deux anneaux incluant les données de multifragmentation. Ces chiffres sont obtenus au moyen de données sans critère de complétude.

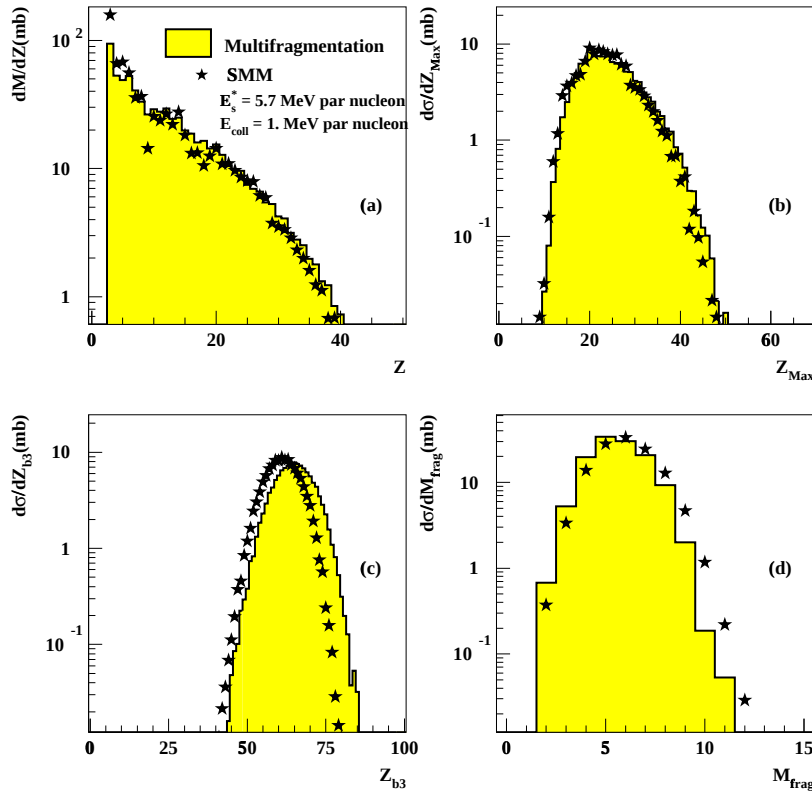


FIG. 7.8 – Distribution de charge (a), taille du plus gros fragment Z_{Max} (b) Charge totale sous forme de fragments Z_{b3} , et multiplicité de fragments (d). Les données de multifragmentation (zone grise) sont comparées aux résultats d'un calcul SMM (étoiles). Les événements représentés sont complets.

Sur la figure 7.9 sont comparés les événements de multifragmentation et l'ensemble des événements simulés (sans aucune contrainte). Dans cette figure les événements sont pris sans condition de complétude. La qualité de l'accord est du même ordre que pour les événements complets. De ce fait les paramètres d'entrée qui ont été extraits de l'analyse d'un sous-ensemble restent capable d'expliquer les caractéristiques expérimentales quand la contrainte de complétude est relâchée. Ce résultat confirme **l'homogénéité de l'ensemble de multifragmentation isolé par la méthode des cartes auto-organisées.**

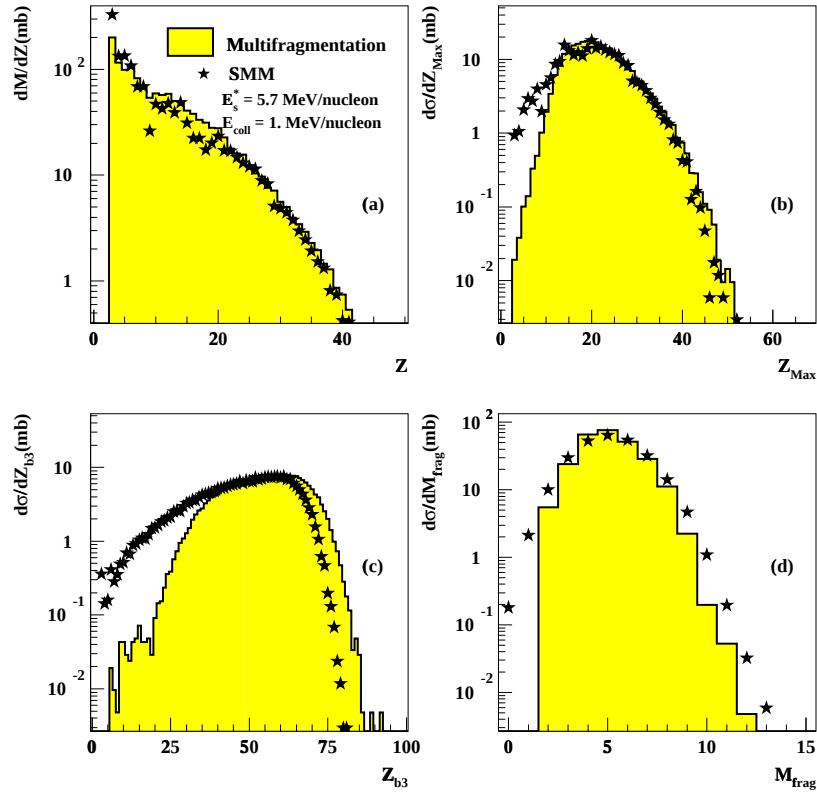


FIG. 7.9 – Même chose que la figure 7.8 mais pour des événements sans contrainte de complétude

7.3.2 Observables angulaires et énergétiques

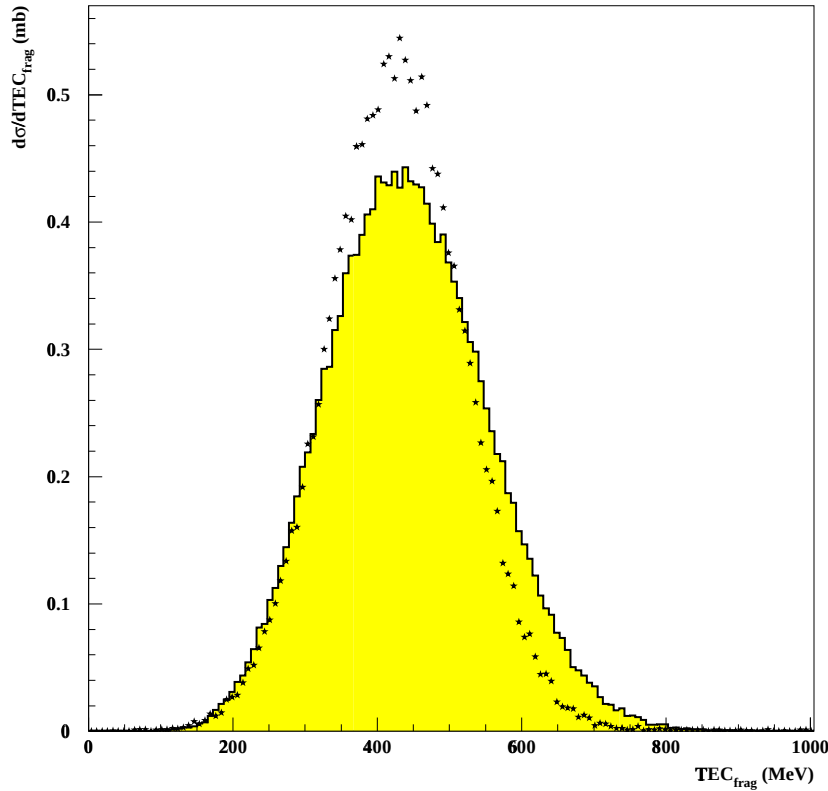


FIG. 7.10 – Distribution en énergie cinétique totale recueillie dans les fragments TEC_{frag} . Les données multifragmentation (zone grisée) sont comparées aux résultats d'un calcul SMM (symboles étoiles).

Avec ces paramètres de source ($Z_s = 87$, $E^* = 5.7$ MeV par nucléon), l'énergie cinétique moyenne $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ des fragments est sous-estimée d'environ 30% quelle que soit la charge considérée. Comme l'interaction coulombienne et le mouvement thermique aléatoire sont les principales contributions à l'impulsion finale du fragment, un moyen évident d'accroître l'énergie cinétique calculée est d'augmenter les valeurs de Z_s et E_s^* et/ou de supposer un volume de freeze-out plus petit. Nous avons abandonné ces possibilités pour deux raisons:

- Les changements de Z_s nécessaires pour obtenir une reproduction satisfaisante des spectres en énergies cinétiques détruit l'accord pour les partitions en charge.
- Décroître le volume pour obtenir une bonne reproduction des énergies provoque un recouvrement des fragments dans le volume de freeze-out à un niveau inacceptable, c'est-à-dire que le nombre de partitions acceptées devient trop faible et ne correspond plus à un échantillonnage correct de l'espace de phase.

Les distributions expérimentales des énergies cinétiques des fragments ne peuvent pas être expliquées dans le cadre d'un processus purement thermique, une énergie collective être rajoutée au mouvement d'origine coulombien et thermique.

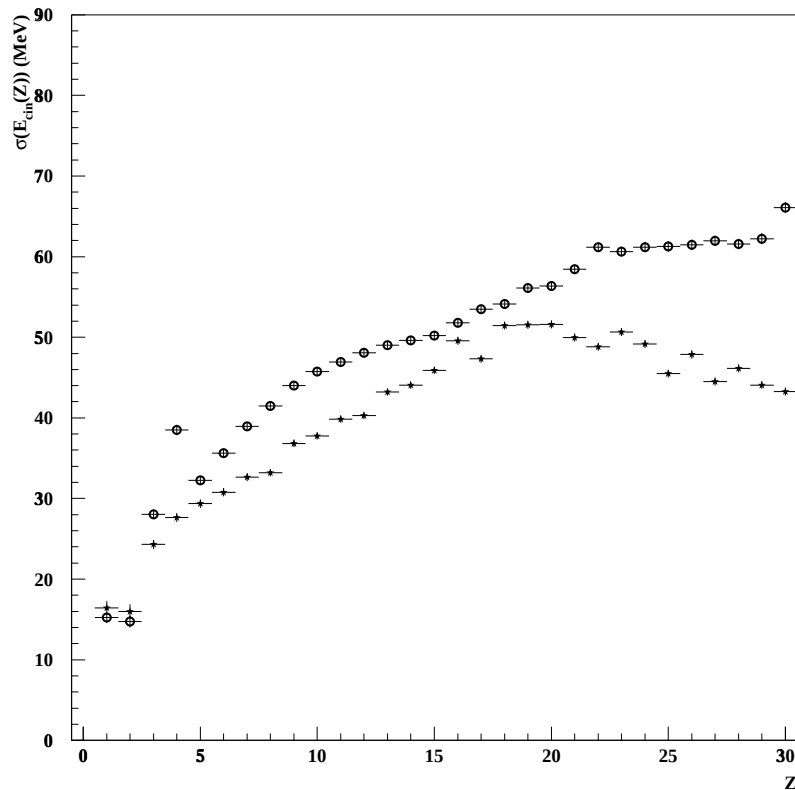


FIG. 7.11 – Écart-type des distributions en énergie cinétique en fonction de la charge $\sigma(E_{cin}(Z))$. Les données de multifragmentation sont représentées par les cercles vides et les simulations SMM par les étoiles.

Même si un faible mouvement rotationnel ne peut pas être totalement exclu, les distributions angulaires des axes de l'ellipsoïde associé aux événements contredisent les scénarios qui presument d'une importante énergie rotationnelle pour expliquer les données (voir figure 7.13). De ce fait, on suppose une énergie collective auto-similaire pour reproduire les spectres en énergie cinétique et les variables reliées à l'énergie. En particulier l'énergie cinétique totale TEC_{frag} doit être reproduite. Sur la figure 7.10 est représentée la distribution de TEC_{frag} pour les données de multifragmentation et pour une simulation SMM. Pour reproduire la valeur moyenne de l'énergie cinétique totale des fragments il a été nécessaire de rajouter 1 MeV par nucléon d'énergie collective auto-similaire. Néanmoins, on constate que la largeur de la distribution expérimentale n'est pas reproduite par le modèle. Ce défaut peut s'avérer gênant pour étudier les fluctuations d'énergie dans

l'échantillon considéré.

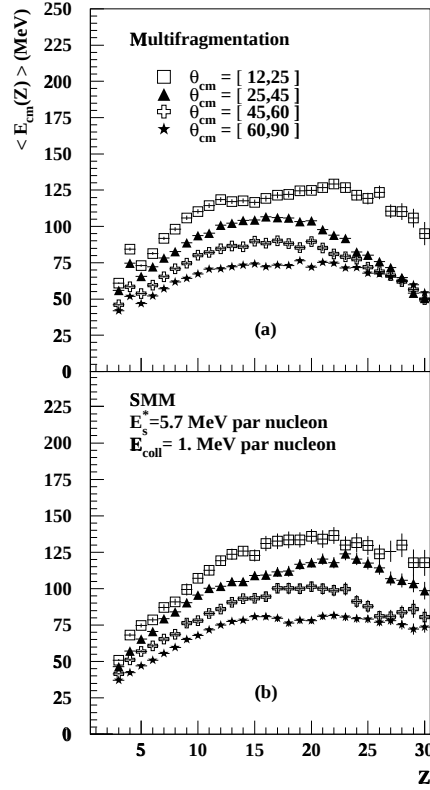


FIG. 7.12 – Dépendance en charge de l'énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de l'angle d'émission dans l'hémisphère avant : (a) données de multifragmentation pour des événements complets mesurés dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon, (b) prédictions du modèle statistique en supposant une forme allongée selon l'axe du faisceau et une énergie collective de 1 MeV par nucléon.

La figure 7.11 représente l'écart-type du spectre en énergie cinétique en fonction de la charge $\sigma(E_{cin}(Z))$. Globalement, quelque soit la charge considérée, la simulation SMM sous-estime la largeur du spectre en énergie cinétique. Dans les données expérimentales provenant du processus de multifragmentation, il y a une augmentation constante de la largeur du spectre avec l'augmentation de la charge. Dans les simulations par contre il y a une augmentation de cette valeur jusqu'à $Z = 17$ puis une saturation et une légère diminution.

Sur la figure 7.12 sont représentées les énergies cinétiques moyennes des fragments $\langle E_{cin}(Z) \rangle$ en fonction de leur angle d'émission pour les données de multifragmentation (figure 7.12(a)) et pour les prédictions de SMM (figure 7.12(b)) en supposant une géométrie de type cigare et $E_{coll} = 1$ MeV par nucléon. L'augmentation de l'énergie cinétique moyenne entre les émissions transverses et longitudinales est observée pour une telle géo-

métrie de freeze-out, tandis que la dépendance angulaire est à l’opposé pour une forme de disque. Les valeurs des énergies cinétiques et les tendances sont relativement bien reproduites par le modèle. **Cela montre que les événements de multifragmentation ont une forme allongée selon l’axe du faisceau.**

Les variables énergétiques sont donc bien reproduites en moyenne, mais les écarts-types des distributions sont sous-estimés. Pour arriver à reproduire les largeurs des spectres en énergie cinétique on pourrait envisager d’utiliser une distribution de taille de source. L’évaluation de la distribution de source pourrait se faire au moyen du “backtracing” [DES98]. L’étude des écarts types est fondamentale pour la compréhension des fluctuations dans les réactions nucléaires. De ce fait, une analyse attentive de leur propriétés constitue un travail riche d’enseignements qui devra être effectué.

Les distributions angulaires des fragments et des axes principaux de l’ellipsoïde ne peuvent pas être expliquées en supposant un volume sphérique. **Il faut donc faire appel à un volume de freeze-out déformé.** Cependant l’énergie collective implémentée dans le modèle conduit à une forte imbrication entre l’influence du moment collectif et la déformation dans l’espace des positions. De ce fait de nombreuses simulations ont été réalisées en variant l’amplitude de l’énergie collective et le rapport d’aspect. Pour toutes ces géométries, la valeur du volume est prise constante et égale à la valeur prise pour la forme sphérique ($V = 3V_0$). L’étude détaillée de l’influence des paramètres reliés à la déformation (rapport d’aspect R) et l’énergie collective (E_{coll}) a été présentée au chapitre 3.

La simulation présente un bon accord avec les données expérimentales en supposant une énergie collective radiale $E_{coll} = 1$ MeV par nucléon et un volume ellipsoïdal avec l’axe principal le long de la direction du faisceau et un rapport d’aspect égal à 2.

La figure 7.13 montre les distributions des angles θ_i entre l’axe principal de l’ellipsoïde associé à l’événement et la direction du faisceau, avec le même ordre de représentation que dans la figure 7.3. Les résultats supposant plusieurs scénarios sont présentés pour rappeler la sensibilité de ces distributions à la forme du volume de freeze-out.

La partie grisée représente les données et les calculs sont symbolisés par les étoiles pour une forme de disque (a), sphère (b et c), ou de cigare (d) en supposant dans les quatre cas $E_s^* = 5.7$ MeV par nucléon et $E_{coll} = 1$ MeV par nucléon. Comme nous l’avons déjà qualitativement déduit des figures 7.3 et 7.7, un scénario supposant une forme de disque se trouvant dans le plan perpendiculaire à l’axe du faisceau, tout comme un scénario sphérique n’explique pas les distributions expérimentales obtenues.

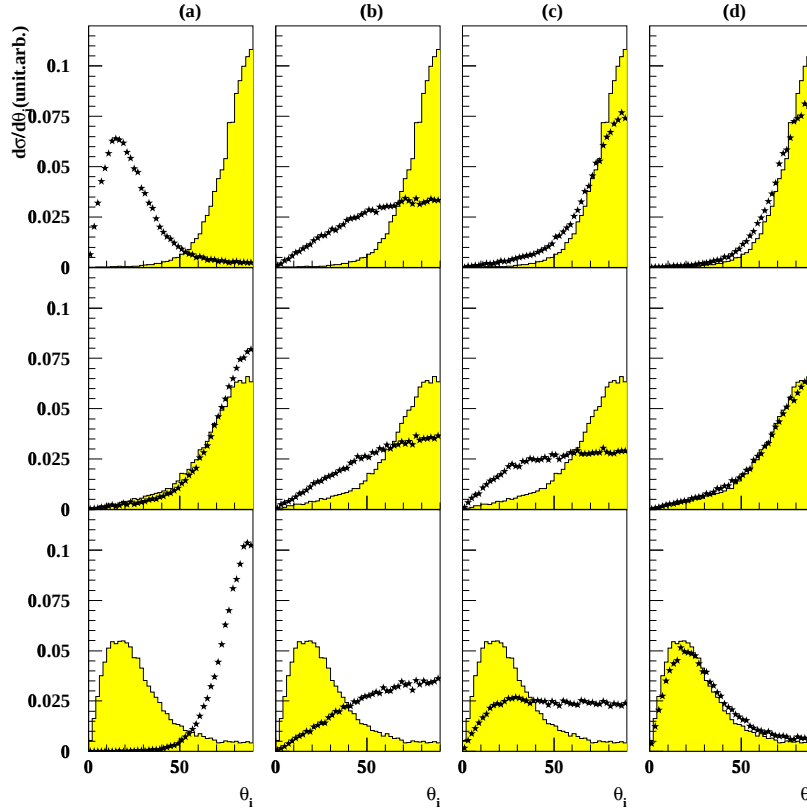


FIG. 7.13 – Événements de multifragmentation. Distributions expérimentales pour les angles θ_i entre les axes principaux du tenseur en énergie et l'axe du faisceau pour des événements complets (zone grisée dans tous les diagrammes). Les lignes du bas, du milieu, et du haut correspondent respectivement à la direction de l'axe principal associé à la plus grande, à la deuxième plus grande et à la plus petite valeur propre. Les distributions sont comparées à des calculs de modèle statistique supposant plusieurs scénarios: (a) un disque perpendiculaire à l'axe du faisceau; (b) une sphère; (c) une sphère avec une énergie collective rotationnelle; (d) une forme cigare allongée selon l'axe du faisceau et une énergie collective de 1 MeV par nucléon (symboles en étoile).

Si l'on suppose que l'énergie collective est issue d'un mouvement rotationnel on en arrive aux mêmes conclusions. Malgré tout, il faut remarquer que dans le cas d'un mouvement rotationnel, la distribution en θ_{flot} présente une courbure aux petits angles ce qui va dans le sens des données. Le meilleur accord avec la distribution expérimentale du flux d'énergie est obtenu pour une forme allongée avec l'axe principal colinéaire à la direction du faisceau. **Ce résultat corrobore les conclusions faites sur la forme de la monosource dans la section 4.6.**

Il est essentiel pour expliquer les données que les déformations dans les espaces des impulsions et des positions se correspondent entre elles. De ce fait, la raison de l'élonga-

tion du volume de freeze-out peut être associée à l'élongation correspondant à l'espace des impulsions au premier instant de la collision. La distribution finale de l'angle de flot (voir diagramme du bas de la figure 7.13(d)) est piquée aux angles avant, les grands θ_{flot} sont aussi peuplés à un niveau mesurable comme dans les données. Cet élargissement est principalement relié aux fluctuations de la géométrie initiale qui ont été propagées via l'accélération coulombienne et le mouvement collectif. Si on examine en détail les configurations initiales associées aux événements simulés SMM qui peuplent les grands θ_{flot} , on s'aperçoit qu'il ont tendance à être plus compacts que l'enveloppe de l'ellipsoïde [DUR98]. **Cela suggère que les grands angles de flot pourraient être associés à des formes plus sphériques dans l'espace des positions.**

7.4 Synthèse de l'analyse

La méthode des cartes auto-organisées permet d'extraire des données l'ensemble de l'échantillon des événements de multifragmentation. De plus, en déconvoluant les diverses classes présentes dans les données, cette technique a permis de mettre en lumière d'autres mécanismes qui coexistent avec le processus de multifragmentation. L'échantillon que nous avons appelé "binaire" mériterait une étude plus approfondie car il représente un ensemble d'événements ayant un important degré de fragmentation tout en gardant une forte mémoire de la voie d'entrée. La méthode des cartes auto-organisées a permis de plus d'obtenir une section efficace sans effectuer d'extrapolation à partir d'un modèle et d'une coupure en angle de flot (θ_{flot}) ou en angle d'émission du plus gros fragment(θ_{Max}).

La section efficace de multifragmentation atteint 122mb pour les événements complets et 260mb pour les événements sans contrainte de complétude. Ceci montre que le mécanisme étudié n'est pas marginal, il représente environ 5% de la section efficace totale de réaction. En utilisant une image de coupure franche, on déduit des données de multifragmentation un paramètre d'impact maximum de 2.9fm.

En conséquence, la valeur finie du domaine de paramètre d'impact impliqué dans le mécanisme de multifragmentation pourrait être à l'origine de la déformation dans l'espace des impulsions. Le rôle joué par un mouvement rotationnel est mineur, comme nous l'avons montré. L'hypothèse d'une coupure franche n'est sans doute pas adaptée à la physique de la multifragmentation (voir Chapitre 4). Il y a donc une très large gamme en paramètre d'impact pour laquelle le parcours dynamique suivit par les deux noyaux et leur constituants conduit à former une monosource. Cela montre l'importance des fluctuations dans les mécanismes de fragmentation.

Les caractéristiques de l'échantillon de multifragmentation obtenu au moyen des cartes auto-organisées ont été confrontées aux prédictions d'un modèle statistique de multifragmentation prenant en compte de manière phénoménologique, la présence d'énergie collective et la présence de déformation dans l'espace des positions. La remarquable com-

patibilité de cet échantillon, avec ou sans condition de complétude, avec le modèle permet d'évaluer quelle proportion du système initial a été équilibrée :

- environ 83% du nombre initial de nucléons
- environ 70% de l'énergie disponible.

Ces proportions indiquent une forte équilibration du degré de liberté thermique du système.

L'hypothèse d'un seul jeu de paramètres pour la source qui a été prise pour comparer les données aux simulations est une simplification. Même si un remarquable accord entre l'expérience et le modèle est obtenue dans ce cadre, pour reproduire les données il faudrait considérer une distribution de paramètres de source dans la simulation. Il est en effet fort peu probable que toutes les sources multifragmentant aient la même taille et la même énergie d'excitation. L'extraction d'une telle distribution de source permettrait de quantifier plus précisément le degré d'équilibration atteint et de vérifier l'influence de cette distribution sur les observables expérimentales comme par exemple les écarts-types. Cette amélioration de la reproduction des écarts-types par un modèle est très importante pour la compréhension et de la quantification des fluctuations associées à la fragmentation nucléaire.

Les données montrent que le degré de liberté de déformation n'est pas totalement relaxé. Une telle configuration de la topologie de la monosource avait déjà été observée, en particulier, au moyen des coupures en multiplicité totale (voir section 4.4). La configuration de freeze-out simulée reproduisant le mieux les données expérimentales possède un axe de déformation suivant la direction du faisceau. **La prédominance d'une direction particulière est en faveur d'une origine dynamique de la déformation.** Ceci pourra être étudié à l'aide de codes de transport.

Conclusion

Ce manuscrit traite de l'étude du degré d'équilibration atteint dans les collisions centrales d'ions lourds à des énergies de bombardement proche de l'énergie de Fermi. Ce travail a porté principalement sur l'étude du degré de liberté de forme. Les données utilisées sont celles de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon mesurées avec le détecteur INDRA.

Nous avons examiné diverses observables qui reflètent la forme des événements. Pour cela nous nous sommes basés sur les résultats de simulations avec le modèle SMM. Différentes configurations de freeze-out ont été considérées. Ces topologies variées du freeze-out couvrent une grande variété de scénarios physiques que l'on peut rencontrer dans les collisions centrales. Cette étude nous a permis de mettre en évidence des observables privilégiées pour l'étude de la forme. Les observables les plus pertinentes sont les distributions des axes principaux de l'ellipsoïde et la dépendance angulaire des énergies cinétiques moyennes des fragments. Les autres observables qualifiant la forme semblent moins efficaces pour l'étude des réactions de multifragmentation.

La sélection des données constitue une part importante de l'analyse. La nécessité de sélectionner un échantillon d'événements correspondant à un mécanisme de réaction spécifique conduit à porter un soin tout particulier à cette étape du travail. Dans un premier temps nous avons sélectionné les événements d'intérêt dans les réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon au moyen de variables monodimensionnelles qui peuvent refléter le degré de conversion de l'énergie au cours de la collision. Les trois variables de sélection considérées sont :

- L'angle de flot.
- L'angle d'émission du plus gros fragment.
- La multiplicité totale de produits chargés.

Une fois les collisions d'intérêt sélectionnées, et étant donné la complexité du processus de multifragmentation, **un moyen privilégié de vérifier le degré d'équilibration atteint dans les collisions est de comparer les données avec un modèle supposant l'équilibre.**

Les caractéristiques expérimentales ont été examinées et confrontées aux prédictions du modèle de multifragmentation statistique SMM qui prend en compte de manière phénoménologique, la présence d'énergie collective et d'une déformation dans l'espace des positions. Les paramètres utilisés dans la simulation SMM sont une taille de source $Z_s = 87$ une énergie d'excitation $E^* = 5.7$ MeV par nucléon. L'hypothèse d'un découplage entre les degrés de liberté thermiques et les degrés de liberté dynamiques permet d'expliquer

une très large variété d'observables expérimentales.

De la confrontation des données expérimentales avec plusieurs scénarios possibles du freeze-out, nous avons conclu que le meilleur accord est obtenu en supposant **la formation d'un volume de freeze-out ayant une déformation le long de l'axe du faisceau** et dans lequel est emmagasinée une énergie collective d'expansion d'environ 1 MeV/nucléon. **La présence d'un axe particulier de déformation et d'énergie collective indique plutôt à une origine dynamique de la déformation.** C'est-à-dire que le système intermédiaire formé dans l'interaction projectile-cible se désintègre avant d'avoir relaxé sa forme.

La compatibilité avec le modèle de multifragmentation statistique permet également d'évaluer quelle proportion du système initial a été équilibrée: environ 83% du nombre initial de nucléons et 70% de l'énergie disponible. Ces valeurs suggèrent un fort degré d'équilibration .

Néanmoins, des problèmes importants demeurent. Nous avons observé la coexistence de différents mécanismes dans les collisions les plus violentes. Isoler le mécanisme de type monosource n'est pas une tâche aisée et l'utilisation de sélecteurs monodimensionnels permet d'accéder à une partie des collisions de type monosource mais pas à la totalité. De plus, seule une évaluation de la contamination des échantillons peut être avancée, ce qui laisse une ambiguïté sur les conclusions. Par conséquent, l'extraction de l'ensemble des événements de source unique devient un objectif majeur. **Il faut donc aller au-delà des sélecteurs monodimensionnels et s'orienter vers une analyse multidimensionnelle.**

Nous avons innové en utilisant la méthode des cartes auto-organisées de Kohonen. Les principaux points forts de cette méthode sont les suivants :

- la technique est indépendante d'un modèle.
- Les cartes réalisées ont des propriétés de continuité. Cet avantage est double car il assure que des événements très différents sont bien séparés et que deux points voisins de la carte sont proches dans les données.
- Les cartes permettent de prendre en compte avec une bonne précision toute l'information contenue dans les données.

Cette méthode a été appliquée sur les données de fragmentation nucléaire issus de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV par nucléon. **Cette nouvelle technique de sélection caractérise très bien les événements et permet de déconvoluer deux mécanismes fortement imbriqués.** Dans les collisions centrales coexistent un processus de multifragmentation et un processus de type "binaire". La méthode permet d'extraire les caractéristiques expérimentales pour **tous les événements associés à chaque mécanisme**: la composition en fragment, la topologie globale des événements, les caractéristiques angulaires et la section efficace. Ces deux mécanismes conduisent à un même degré de fragmentation comme le montrent la similitude des distributions de multiplicité de fragments et de particules légères chargées. A partir des distributions de l'énergie cinétique totale des fragments TEC_{frag} et de l'énergie totale transverse des particules légères, on conclut que l'énergie cinétique totale libérée durant les deux processus est très

importante mais le processus de multifragmentation est associé, en moyenne, à une conversion plus importante de l'énergie initiale disponible. Les spectres en énergie cinétique pour les fragments légers ($Z \leq 10$) sont similaires dans les deux mécanismes mais leur production est accompagnée par des différences mesurables dans l'amortissement en énergie cinétique du plus gros fragment. Pour le processus de multifragmentation on observe un accroissement puis une chute de l'énergie cinétique moyenne $\langle E_{cin} \rangle$ en fonction de la charge nucléaire et non un accroissement continu. De plus les distributions angulaires du plus gros fragment sont plus fortement focalisées, d'environ un ordre de magnitude, pour le processus "binaire". Dans le processus "binaire", la distribution en angle de flot est plus anisotrope. Les grands angles de flot sont dominés par le processus de multifragmentation mais la contribution du processus de type "binaire" n'est pas négligeable. De plus les petits angles de flot sont peuplés à égalité par les deux mécanismes. **Le fort recouvrement entre les distributions d'observables pour les deux mécanismes montre que les fluctuations sont très importantes dans les mécanismes de fragmentation.**

Les événements simulés au moyen du modèle SMM incluant une déformation de la source sont en accord remarquable avec l'échantillon de multifragmentation. **Ceci indique qu'un haut degré d'équilibration thermique est atteint dans les événements de l'échantillon de multifragmentation. De plus, l'ensemble d'événements de multifragmentation obtenu avec des cartes auto-organisées présente bien une géométrie allongée selon l'axe de faisceau.** Une telle configuration de la monosource avait déjà été observée, en particulier, au moyen des coupures en multiplicité totale. La déconvolution des mécanismes grâce aux cartes auto-organisées nous a permis de prouver que le mécanisme de multifragmentation est dominant dans l'échantillon d'événements tels que $M_{tot} \geq 28$.

L'accès à l'ensemble des événements issus d'un mécanisme de réaction permet de mesurer la section efficace pour chacun des deux processus. Les sections efficaces sont de 122mb pour la multifragmentation et de 67mb pour le processus "binaire". Ces sections efficaces se rapportent à la fraction des événements satisfaisant le critère de complétude. La section efficace pour la multifragmentation est de 260mb pour les événements sans contrainte de complétude. **Ceci montre que le mécanisme étudié n'est pas marginal, il représente environ 5% de la section efficace totale de réaction. Cette étude constitue un progrès indéniable dans la caractérisation de la multifragmentation des monosources.**

Perspectives

Les perspectives et les développements basés sur ce travail peuvent s'orienter dans quatre directions différentes.

Théorique

De ce point de vue deux approches sont possibles :

- Le modèle SMM dans la version utilisée dans ce travail génère des partitions dépendant uniquement de l'énergie d'excitation et de la taille de la source. La déformation n'a aucune influence sur la génération des partitions de charge. Une étude de l'influence de la forme sur la distribution de charge peut se faire grâce à une amélioration du modèle SMM. La génération des partitions s'effectuant alors par une méthode Metropolis et au moyen de chaînes de Markov. Cela pourrait nous donner **un moyen d'étudier l'influence de la forme sur la fragmentation**. Une étude quantitative des effets de forme au moyen d'un modèle de gaz sur réseau pourrait aussi donner des informations sur les déviations induites par la contrainte d'une forme spécifique du système.
- La déformation de la monosource est constatée dans les données. Au niveau des simulations cet effet est pris en compte de manière phénoménologique. Cela n'explique pas pour autant l'origine de la déformation. **L'utilisation de modèles dynamiques (BUU,BNV) qui prennent en compte la phase de formation du complexe nucléaire chaud peuvent permettre de donner une réponse sur l'origine de la déformation**. Celle-ci pourrait être reliée à la viscosité de la matière nucléaire et/ou aux effets de paramètres d'impact non nuls (266 mb correspond à des paramètres d'impact compris entre 0. fm et 2.9 fm).

Méthode d'analyse

La méthode des cartes auto-organisées de Kohonen a été utilisée dans sa version la plus simple. Des sophistications dans le but d'améliorer les qualités de classification et de discrimination peuvent être effectuées. Ces améliorations sont de trois types.

- Une meilleure gestion des lois gouvernant le voisinage pour l'étape d'apprentissage. Une optimisation de la taille des cartes pour retranscrire au mieux l'information
- Un pré-traitement des données plus complet pour supprimer certains événements ne présentant pas d'intérêt. Effectuer des analyses en prenant un autre espace de données pour regarder les nouvelles classes obtenues et les comparer à celles déjà identifiées.
- **Prendre en compte l'information manquante (fragments non détectés) comme telle.**

Sujet d'étude connexe

Un des enjeux de ces travaux est de savoir si la **déformation de la monosource est reliée à une propriété intrinsèque de la matière nucléaire** ou si elle est reliée à la dynamique de la collision. Ce travail est concomitant avec l'**évaluation du découplage des composantes thermique et collective** qui est supposé dans la modélisation de la désintégration d'une monosource par les modèles statistiques. Pour réaliser une telle étude, deux moyens expérimentaux sont à notre disposition : soit l'étude du quasi-projectile produit dans les réactions nucléaires à plus haute énergie de bombardement, soit l'utilisation de sondes légères pour exciter le noyau cible. Ces modes de préparation du complexe nucléaire permettent d'éviter la phase de compression-expansion qui peut induire un mouvement collectif. Néanmoins ce type de réaction limite la taille du système étudié.

L'étude de la forme du système se désintégrant nous permettra de dire si la déformation dans la multifragmentation est une propriété intrinsèque du noyau. De plus, cela permettrait une étude de la fragmentation sans la présence d'un mouvement collectif et uniquement dominée par la dilatation thermique ce qui pourrai également avoir des retombées sur l'évaluation de la viscosité nucléaire à haute température.

Continuité et développement de l'étude actuelle

Pour poursuivre cette étude, deux évolutions systématiques sont intéressante à examiner :

- l'évolution en fonction de l'asymétrie de la voie d'entrée.
- l'évolution en fonction de la taille du système.

Pour réaliser ces études, l'analyse de plusieurs couples projectile-cible est nécessaire.

	même masse	même masse
symétrique	$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	$^{181}\text{Ta} + ^{197}\text{Au}$
asymétrique	$^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$	$^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$

Les études de la relaxation en forme dans les réactions $^{181}\text{Ta} + ^{197}\text{Au}$ et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ n'ont pas encore été entreprises.

L'étude du système $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ réalisée avec le détecteur INDRA s'est avérée particulièrement délicate. La plupart des événements sont détectés partiellement. En effet, dans une majorité de cas le résidu lourd et lent de la quasi-cible n'a pu être détecté. De ce fait la détermination du centre de masse de la réaction est très difficile. La signature des effets de forme se basant essentiellement sur des propriétés angulaires et énergétiques des événements dans le centre de masse, la méconnaissance de celui-ci peut conduire à des conclusions imprécises ou erronées.

Les expériences réalisées durant la cinquième campagne de mesure avec le détecteur INDRA devraient permettre d'apporter un certain nombre de réponses sur l'équilibration du degré de liberté de forme dans les collisions centrales pour des systèmes asymétriques. En effet des expériences ont été réalisées au moyen d'un faisceau de plomb sur des cibles d'or, d'étain et de nickel. Ces réactions en cinématique inverse devraient permettre de minimiser les problèmes de détection d'un résidu lourd et lent. Cela rend possible une

étude de la relaxation du degré de liberté de forme dans un système nucléaire obtenu au moyen d'une collision asymétrique.

Une autre question que la cinquième campagne de mesure pourra peut-être élucider est **la dépendance du degré de liberté de forme en fonction de la composition isotopique du complexe nucléaire formé dans la collision centrale.** En effet tout un ensemble de couples d'isotopes différents de xenon et d'étain ont été étudiés lors de cette campagne.

L'objectif est maintenant de caractériser plus précisément et de quantifier le phénomène de déformation de la monosource. L'accomplissement d'un tel objectif par une amélioration de la précision obtenue sur les angles d'émission et les énergies cinétiques des fragments. Pour cela, il faut déterminer exactement la masse des fragments (et non l'évaluer) et avoir une très bonne résolution angulaire.

Les détecteurs à venir comme celui proposé avec le projet *AZ4II* devraient permettre un progrès sensible. Avec un tel appareillage, la signature des effets de déformation et leur quantification devraient être largement améliorés.

Bibliographie

- [AIC91] Aichelin J.
Quantum molecular dynamics A dynamical n-body approach to investigate fragment formation and nuclear equation of state in heavy ion collisions
Phys. Rep. 202 (1991) 233.
- [BAR85] Baron E., Cooperstein J., Kahana S.
Supernovae and the nuclear equation of state at high densities
Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 126.
- [BAR91] Barz H.W. *et al.*
Event shape analysis of the reaction $^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V}$ within a prompt multifragmentation scenario
Phys. Lett B267 (1991) 317.
- [BAU92] Bauer W., Bertsch G.F. et Schulz H.
Bubble and ring formation in nuclear fragmentation
Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1888.
- [BEA96] Beaulieu L. *et al.*
Source size scaling of fragment production in projectile breakup
Phys. Rev. C54 (1996) R973.
- [BEL00] Bellaïze N., Thèse de doctorat
Fragmentation dans les collisions centrales du système Ni + Au de 32 à 90 A MeV
Université de Caen (2000)
- [BEN95] Benlliure J., Thèse de doctorat
Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation du projectile dans la réaction Xe + Sn à 50 MeV/A
Université de Valencia (1995), GANIL T 95 02
- [BET30] H.A. Bethe
Amm. Physik 5 (1930) 325.
- [BIS95] C.M. Bishop
Neural Networks for Pattern Recognition
Oxford University Press (1995)
- [BIZ86] Bizard G. *et al.*
A plastic multidetector for light nuclei identification at GANIL
Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res A244 (1986) 483.
- [BLA95] Blaizot J.P. *et al.*
Microscopic and macroscopic determinations of nuclear compressibility
Nucl. Phys. A591 (1995) 435.

- [BOC98] Bocage F., Thèse de doctorat
Recherche des effets dynamiques dans l'émission de fragments
Université de Caen (1998) LPCC T98-04.
- [BOC00] Bocage F. *et al.*
Dynamical effects in nuclear collisions in the Fermi energy range: aligned breakup of heavy projectiles
Nucl. Phys. A676 (2000) 199.
- [BOH39] Bohr N. *et al.*
Physical Review, 56 (1937) 426.
- [BON00] Bonasera A. *et al.*
Critical phenomena in nuclear fragmentation
La rivista del Nuovo Cimento 23 2(2000)
- [BON90] Bondorf J.P. *et al.*
Finiteness effects in the analysis of multifragmentation events in the sphericity-coplanarity plane
Phys. Lett. B240 (1990) 28.
- [BON95] Bondorf J.P. *et al.*
Statistical multifragmentation of nuclei
Phys. Rep. 257 (1995) 133.
- [BOR01A] Borderie B. *et al.*
Fossil fingerprint of spinodale decomposition in multifragmentation
Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3252.
- [BOR01B] Borderie B. et Chomaz Ph.
Les phases nucléaires: de nouveaux état de la matière dense.
- [BOT87] Botvina A.S. *et al.*
Statistical simulation of the break-up of highly excited nuclei
Nucl. Phys. A475 (1987) 663.
- [BOT95A] Botvina A.S. *et al.*
Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions
Nucl.Phys. A584 (1995) 737.
- [BOT95B] Botvina A.S. et Gross D.H.E
The effect of large angular momenta on multifragmentation of hot nuclei
Nucl. Phys. A592 (1995) 257.
- [BOT99] Botvina A.S., Jackson A.D. et Mishustin I.N.
math-ph/9912019
en cours de publication dans Phys. Rev. E.
- [BOT01] Botvina A.S., Mishustin I.N. et Bondorf J.P.
en préparation.
- [BOU88] Bougault R. *et al.*
Multifragment production in heavy ion collisions at intermediate energy. (Kr on Au and Ag at 3.7 GeV energy of bombardment)
Nucl. Phys. A488 (1988) 255.

- [BOU95] Bougault R. *et al.*
Complete energy damping in 29 MeV/nucleon Pb+Au two-body final-state reactions
 Nucl. Phys. A587 (1995) 499.
- [BOU97] Bougault R. *et al.*
A possible scenario for the time dependance of the multifragmentation process in Xe+Sn collisions (an explanation for the ^3He puzzle)
 XXXV International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, February 1997, ed. I.Iori, Ric. Sc., E.P. 110 (1997).
- [BOU99] Bouriquet B.
Livre jaune N° 37
 Rapport interne de la collaboration INDRA (1999)
- [BOU01] Bouriquet B., Wieleczko J.P. *et al.*
 en préparation.
- [BOW92] Bowman D.R. *et al.*
Intermediate mass fragment emission as a probe of nuclear dynamics
 Phys. Rev. C46 (1992) 1834.
- [BOW95] Bowman D.R. *et al.*
Space-time characteristics of fragment emission in the $E/A=30$ MeV $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Cu}$ reaction
 Phys. Rev. C52 (1995) 818.
- [BRA85] Brâncuş I.M. *et al.*
Classical and statistical analysis of the $^{40}\text{Ar}(300\text{MeV}) + ^{197}\text{Au}$ deep inelastic interaction
 Z. Phys. A 320 4 (1995) 443.
- [CAV90] Cavata C. *et al.*
Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions
 Phys. Rev. C24 (1990) 1760.
- [CEB90] Cebra D.A. *et al.*
Even-shape analysis: sequential versus simultaneous multifragment emission
 Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2246.
- [CHAR98] Charvet J.L.
Livre jaune N° 31
 Rapport interne de la collaboration INDRA (1998)
- [CHA00] Charity R.J.
Distribution of compound-nucleus shapes and its influence on evaporation
 Phys. Rev. C61 (2000) 054614.
- [CHO95] Chomaz Ph. *et al.*
Fluctuations and instabilities in multifragmentation
 Nucl. Phys. A583 (1995) 305c.
- [CHO00] Chomaz Ph., Duflot V. et Gulminelli F.
Caloric Curves and Energy Fluctuations in the Microcanonical Liquid-Gas Phase Transition
 Phys. Rev. Lett. (2000) 3857.
- [CON85] Conjeaud M. *et al.*

- Central collisions in the argon induced fission of thorium in the transition energy regime*
Phys. Lett. B159 (1985) 244.
- [COP90] Copinet N., Thèse de doctorat
Multidétecteur 4π INDRA : Simulation de la géométrie et étude des détecteurs au silicium
Université de Caen, GANIL 1990
- [CSA91] Csabai I., Czako F. et Fodor Z.
Quark- and gluon-jet separation using neural networks
Phys. Rev. D44 (1991) R1905.
- [CUG83] Cugnon J. et L'Hôte D.
Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collisions
Nucl. Phys. A397 (1983) 519.
- [CUG82] Cugnon J. *et al.*
Event by event emission-pattern analysis of the intra-nuclear cascade
Phys. Lett. B109 (1982) 167.
- [CUS98] Cugnon J. *et al.*
le filtre INDRA
Web INDRA : <http://infodan.in2p3.fr/indra/>.
- [DAG96A] D'Agostino M. *et al.*
Multifragmentation production in Au+Au collisions at 35 MeV/u
Phys. Lett. B368 (1996) 259.
- [DAG96B] D'Agostino M. *et al.*
Statistical multifragmentation in central Au+Au collisions at 35 MeV/u
Phys. Lett. B371 (1996) 175.
- [DAG00] D'Agostino M. *et al.*
Negative heat capacity in the critical region of nuclear fragmentation: an experimental evidence of the liquid-gas phase transition
Phys. Lett. B473 (2000) 219.
- [DAV95] David C., Freslier M. et Aichelin J.
Impact parameter determination for heavy-ion collisions by use of a neural network
Phys. Rev. C51 (1995) 1453.
- [DES98] Désesquelles P. *et al.*
Thermal source parameters in Au+Au central collisions at 35 A MeV
Nucl. Phys. A633 (1998) 547.
- [DES00] Désesquelles P. *et al.*
New method for the discrimination of single-source events in heavy-ion collisions
Phys. Rev. C62 (2000) 024614.
- [DES01] Désesquelles P. *et al.*
Communication privée
- [DRA89] Drain D.
The particle detector array AMPHORA
Nucl. Instr. and Meth. dans Phys. Res. A281 (1989) 528.

- [DUR96] Durand D. *et al.*
The event generator SIMON: a short guide
 Rapport interne à la collaboration INDRA.
- [DUR98] Durand D.
Livre jaune N° 31
 Rapport interne à la collaboration INDRA (1998)
- [ECO95] Ecomard P., Thèse de doctorat
Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4π INDRA
 Université de Caen (1995), GANIL T95-01.
- [FRA98] Frankland J.D. , Thèse de doctorat
Étude des systèmes très lourds observés avec INDRA. Première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus
 Université de Paris IX (1998), IPNO T 98-06.
- [FRA01A] Frankland J.D. *et al.*
Multifragmentation of a very heavy nuclear system (I) : Selection of single-source events
 Nucl. Phys. A689 (2001) 905.
- [FRA01B] Frankland J.D. *et al.*
Multifragmentation of a very heavy nuclear system (II): bulk properties and spinodal decomposition
 Nucl. Phys. A689 (2001) 940.
- [GAL85] Galin J.
Particle emission in dissipative collisions
 Nuc. Phys. A447 (1985) 519c
- [GOB93] Gobbi A. *et al.*
A highly-segmented Delta E-time-of-flight wall as forward detector of the 4π system for charged particles at the SIS/ESR accelerator
 Nucl. Instr. and Meth.in Phys. Res. A324 (1993) 156.
- [GRO90] Gross D.H.E.
Statistical decay of very hot nuclei-the production of large clusters
 Rep. Prog. Phys. 53 (1990) 605.
- [GRE87] Grégoire Ch. *et al.*
Semi-classical dynamics of heavy-ion reactions
 Nuc. Phys. A465 (1987) 317.
- [GUA97] Guarnera A., Chomaz Ph. et Colonna M.
Multifragmentation with Brownian one-body dynamics
 Phys. Lett B403 (1997) 191.
- [GUR99] Gurney K.
Computer et Symbols versus Net and Neurons
 Dep. Human Sciences, Brunel University Uxbridge, Middx.
- [HAD97] Haddad F. *et al.*
Impact parameter determination in experimental analysis using a neural network
 Phys. Rev. C55 (1997) 1371.
- [HAU52] Hauser W. et Feshbach H.
 Phys. Rev. 87 (1952), 366.

- [HUB91] Hubele J. *et al.*
Fragmentation of gold projectiles: from evaporation to total disassembly
Z. Phys. A340 (1991) 263.
- [HUD00] Hudan S. *et al.*
Excitation energy for the fragments produced in central collisions of Xe + Sn at intermediate energy Proceedings of the XXXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, January 2000.
- [IND98] INDRA et les noyaux chauds : bilan et perspectives
- [INS00] Insolia A. *et al.*
Transverse flow in Au+Au collisions
Phys. Rev. C61 (2000) 044902.
- [KHO97] Khoa D.T. *et al.*
Nuclear incompressibility and density dependent NN interactions in the folding model for nucleus-nucleus potentials
Phys. Rev. C56 (1997) 954
- [KOH89] Kohonen T.
Self-Organizing and Associative Memory
Springer 1989
- [KOH97] Kohonen T.
Self-Organizing Maps
Springer 1997
- [KON94] Konopka J. *et al.*
Yad. Fiz. 58 (1995) 1703.
- [LEC95] Lecolley J.F. *et al.*
Neck formation and decay in Pb+Au collisions at 29 MeV/u
Phys. Lett. B354 (1995) 202.
- [LEC96] Lecolley J.F. *et al.*
Reaction mechanism in highly fragmented Pb+Au collisions at 29 MeV/u
Phys. Lett. B387 (1996) 460.
- [LEF97] Le Fèvre A., Thèse de doctorat
Étude de la multifragmentation : apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments.
Université de Paris VII (1997), GANIL T 97 03.
- [LEF99] Le Fèvre A., Ploszajczak M. et Toneev V.D.
Multifragmentation of nonspherical nuclei
Phys. Rev. C60 (1999) 051602.
- [LEN99] Le Neindre N., Thèse de doctorat
Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe + Sn 32 à 50 MeV
Thèse de doctorat, Université de Caen, LPCC T 99 02.
- [LLO95] Llope W.J. *et al.*
The sphericity of central heavy-ion reactions
Phys. Rev. C52 (1995) 1900.

- [LOP89] Lopez J.A. et Randrup J.
Multifragmentation versus sequential fission: observable differences?
 Nucl. Phys. A491 (1989) 477.
- [LOT90] Lott B. *et al.*
A study of the decay modes of hot systems formed in the Ar + Au and Ar + Th reactions
 XXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, February 1990, ed.
 I.Iori, Ric. Sc., E.P. (1990).
- [LOU94] Louvel M. *et al.*
Rapid decrease of fragment emission time in the range of 3-5 A.MeV excitation energy.
 Phys. Lett. B320 (1994) 221.
- [LUK97] Lukasik J. *et al.*
Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi-central collisions of Xe + Sn at 50 A MeV
 Phys. Rev. C55 (1997) 1906.
- [MAR95] Marie N., Thèse de doctorat
Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe + Sn à 50 MeV par nucléon
 Université de Caen (1995), T95 04.
- [MAR97] Marie N. *et al.*
A hot expanding source in 50 A MeV Xe + Sn central reactions
 Phys. Lett. B391 (1997) 15.
- [MAR98] Marie N. *et al.*
Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation
 Phys. Rev. C58 (1998) 256.
- [MET95] Métivier V., Thèse de doctorat
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
 Université de Caen (1995), LPCC T95-01.
- [MET00] Métivier V. *et al.*
Mass scaling of reaction mechanisms in intermediate energy heavy ion collisions
 Nucl. Phys. A672 (2000) 357.
- [MOR92] Moretto L.G. *et al.*
New Rayleigh-Taylor-like surface instability and nuclear multifragmentation
 Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1884.
- [MOR97] Moretto L.G. *et al.*
Reducibility and thermal scaling in nuclear multifragmentation
 Phys. Rep. 287 (1997) 249.
- [MOR88] Morjean M. *et al.*
Approaching peripheral collisions in the reaction Ar+Au at 27.2 MeV/u by the associated neutron multiplicities
 Phys. Lett. B203 (1988) 215.
- [NAL97] Nalpas L., Thèse de doctorat
Propriétés des modes de désexcitation des noyaux chauds observés dans les réactions

- ^{36}Ar sur ^{58}Ni avec le détecteur INDRA
Université de Paris XI (1997), DAPNIA/SPhN 96 02 T.
- [NEB99] Nebauer R. *et al.*
Multifragmentation in Xe (50 A MeV)+Sn: confrontation of theory and data
Nucl. Phys. A658 (1999) 67.
- [NGU98] Nguyen A.D., Thèse de doctorat
Caractérisation spatio-temporelle de la matière dans la multifragmentation nucléaire
Université de Caen (1998), LPCC T 98 02.
- [NOR01] Normand J., Thèse de doctorat
Université de Caen (2001), LPCC.
- [OGL89] Ogilvie C.A. *et al.*
Determination of the impact vector in intermediate energy heavy ion collisions
Phys. Rev. C40 (1989) 654.
- [OUA95] Ouatizerga A., Thèse de doctorat,
Vaporisation du système $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ étudié avec le détecteur INDRA
Université de Paris XI (1995), IPNO T 95 05.
- [PEA94] Peaslee G.F. *et al.*
Energy dependence of multifragmentation in $^{84}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ collisions
Phys. Rev. C49 (1994) R2271.
- [PEG90] Péghaire A. *et al.*
Tonneau: a multidetector array for charged-particle and light-fragment 4π detection
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A295 (1990) 365.
- [PIA91] Piasecki E. *et al.*
Nuclear disassembly of the Pb+Au system at $E_{\text{lab}} = 29$ MeV per nucleon
Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1291.
- [PLA00] Plagnol E. *et al.*
Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions
Phys. Rev. C61 (2000) 014606.
- [POC95] Pochodzalla J. *et al.*
Probing the nuclear liquid-gaz phase transition
Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1040.
- [POU95] Pouthas J. *et al.*
INDRA a 4π charged product detection array at GANIL
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A357 (1995) 418.
- [POU96] Pouthas J. *et al.*
The electronics of the INDRA 4π detection array
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A369 (1996) 222.
- [RAN81] Randrup J. et Koonin S.E.
The disassembly of nuclear matter
Nucl. Phys. A356 (1981) 223.
- [REI97] Reisdorf W. *et al.*
Central collisions of Au on Au at 150, 250 et 400 A MeV
Nucl. Phys. A612 (1997) 493.

- [RIT88] Ritter H.G.
Transverse energy and multiplicity distributions in collisions at 60 and 200 GeV per nucleon
 Nucl. Phys. A488 (1988) 651c.
- [RIV98] Rivet M.F. *et al.*
Independance of fragmentation charge distribution of the size of heavy multifragmentation sources
 Phys. Lett. B430 (1998) 215.
- [SAL97] Salou S., Thèse de doctorat
Étude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A : mesure de l'énergie collective et du volume de freeze-out
 Université de Caen (1997), GANIL T97-06.
- [SCH99] de Schauenburg B., Thèse de doctorat
Multifragmentation et thermalisation dans les collisions centrales d'ions lourds dans le domaine d'énergie 100-400 MeV par nucléon
 Université Louis Pasteur de Strasbourg (1999), IReS 99 06.
- [SCH96] Schüttauf A. *et al.*
Universality of the spectator fragmentation at relativistic bombarding energies
 Nucl. Phys. A607 (1996) 457.
- [SCHU96] Schutz Y. *et al.*
The role of nuclear incompressibility in the production of hard photons in heavy-ion collisions Nucl. Phys. A599 (1996) 97c.
- [SQU96] Squalli-Houssaini M., Thèse de doctorat
Multifragmentation d'un système lourd : étude avec INDRA du système Gd+U à 36 MeV par nucléon
 Université de Paris XI (1996), IPNO T 96 05.
- [STA00] Staszal P. *et al.*
 soumis à Phys. Rev. C.
- [STE95] Steckmeyer J.C. *et al.*
The Phoswich detector array of the forward ring of INDRA
 Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A361 (1995) 472.
- [STO97] Stone N.T.B. *et al.*
Evidence for the decay of nuclear matter toroidal geometries in nucleus-nucleus collisions
 Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2084.
- [SUR90] Suraud E.
L'équation d'état Nucléaire
 Cours Joliot-Curie (1990).
- [TAB00] Tăbăcaru G., Thèse de doctorat
Signature fossile d'une décomposition spinodale dans la multifragmentation de systèmes nucléaires très lourds
 Université Paris-IX (2000), IPNO T 00 13.
- [TIR98] Tirel O., Thèse de doctorat

Origine dynamique de la multifragmentation nucléaire

Université de Caen (1998), GANIL T 98 02.

[TOK96] Töke J. *et al.*

Dynamical production of intermediate-mass fragments in peripheral $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$ collisions at $E_{\text{lab}}/A = 28\text{MeV}$

Nucl. Phys. A583 (1995) 519.

[TOU92] Touzet C.

Introduction au connexionnisme

Internet : saturn.epm.ornl.gov/ ~touzetc/

[TSA89] Tsang M.B. *et al.*

Impact parameter and energy dependence of observables in intermediate energy heavy-ion reactions

Phys. Rev. C40 (1989) 1685.

[TSA93] Tsang M.B. *et al.*

Onset of nuclear vaporization in $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ collisions

Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 1502.

[WEI35] Weizsäcker C.F.

Zeit. Phys3 96 (1935) 431.

[WEI37] Weisskopf V.

Physical Review, C52 (1937), 295.

[WIN01] Web INDRA

<http://infodan.in2p3.fr/indra/>

[WIL97] Williams C. *et al.*

Fragment distributions for highly charged systems

Phys. Rev. C55 (1997) R2132.

[YAN99] Yanez R. *et al.*

Experimental Evidence for Dynamical Decay of Finite Nuclear Matter

Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 3585.

Ce travail concerne la caractérisation des réactions de multifragmentation induites dans les collisions centrales de $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A mesurées avec le détecteur INDRA. Cette caractérisation informe sur le degré d'équilibration. Un aspect crucial pour ces études est la sélection des événements. Dans cette étude deux approches ont été utilisées pour la sélection des collisions d'intérêt. La première approche s'appuie sur des sélecteurs de centralité (angle de flot, angle d'émission du plus gros fragment, multiplicité totale de particules chargées). La seconde approche qui constitue une innovation dans le domaine de la physique nucléaire est l'utilisation des cartes auto-organisées de Kohonen. Cette méthode permet un classement en topologie des événements sans utiliser explicitement des variables reliées à la forme. Les deux méthodes de sélection indiquent la coexistence d'au moins deux niveaux de dissipation dans les collisions les plus centrales. La méthode des cartes auto-organisées permet de déconvoluer ces processus. L'échantillon associé au processus de multifragmentation et à la plus grande conversion de l'énergie initiale représente 5% (250 mb) de la section efficace totale de réaction. Quelle que soit la méthode de sélection la forme moyenne de la source est allongée dans la direction du faisceau. Ce résultat signe une relaxation incomplète du degré de liberté de forme. Les données expérimentales sont comparées avec un modèle de multifragmentation statistique (SMM) incluant la déformation de la source et une énergie collective d'expansion. La caractérisation des réactions de multifragmentation en terme de taille, d'énergie d'excitation d'énergie collective d'expansion et de déformation est indépendante du mode de sélection utilisé. De cette comparaison on déduit que 70% de l'énergie disponible et 83% des nucléons du système initial ont été équilibré durant la réaction.

Mots-clés: Physique nucléaire, Collisions d'ions lourds, Multifragmentation, Déformation, Réseau de neurones, Équilibre thermique, Énergie collective, Fluctuations.

Abstract

This work concerns the characterisation of the multifragmentation reaction induced in central collisions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ at 32 MeV/A measured with the INDRA detector. This characterisation informs on the degree of equilibration. A crucial aspect for those studies is the event selection. In this study two approaches have been used for the selection of the collisions of interest. The first approach lies on various centrality selectors (flow angle, emission angle of the biggest fragment, total multiplicity of charged particles). The second approach that constitutes an innovation in nuclear physics is the use of the self-organising maps of Kohonen. Such a method permits a sorting on topology of the events without using explicitly variables related to the shape. Both selection methods show the coexistence of at least two dissipation levels in the most central collisions. The self-organising map method permits to unfold those processes. The sample associated to the multifragmentation and to the highest conversion of the initial energy represents 5% of the total cross section. Whatever the selection method the mean shape of the source is elongated along the beam axis. This result shows an uncomplete relaxation of the shape degree of freedom. The experimental data are compared with a statistical multifragmentation model (SMM) including the deformation of the source and collective expansion energy. The characterisation of multifragmentation reaction in terms of size, excitation energy, collective expansion energy and deformation is independent of the selection method used. From this comparison we deduce that 70% of the available energy and 83% of the nucleons of the initial system have been equilibrated during the reaction.

Keywords: Nuclear physics, Heavy ions collisions, Multifragmentation, Deformation, Neural network, Thermal equilibrium, Collective energy, Fluctuations.