



**HAL**  
open science

# Méthodologie de la calorimétrie et de la thermométrie des noyaux chauds formés lors de collisions nucléaires aux énergies de Fermi.

E. Vient

► **To cite this version:**

E. Vient. Méthodologie de la calorimétrie et de la thermométrie des noyaux chauds formés lors de collisions nucléaires aux énergies de Fermi.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2006. tel-00141924

**HAL Id: tel-00141924**

**<https://theses.hal.science/tel-00141924>**

Submitted on 16 Apr 2007

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

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

UNIVERSITE DE CAEN / BASSE-NORMANDIE

U.F.R : Sciences

ECOLE DOCTORALE : SIMEM

# Mémoire

Présenté par

Monsieur VIENT Emmanuel

et soutenue

Le 11 Décembre 2006

En vue de l'obtention de l'

**Habilitation à Diriger des recherches**

Spécialité : Constituants élémentaires

*Méthodologie de la calorimétrie et  
de la thermométrie des noyaux chauds  
formés lors de collisions nucléaires  
aux énergies de Fermi*

## MEMBRES du JURY

Mr. Rémi Bougault, Directeur de Recherche CNRS, LPC Caen (Rapporteur).

Mr. Roland Dayras, Ingénieur CEA, DAPNIA Saclay, (Rapporteur).

Mr. Daniel Guinet, Professeur, IPN Lyon, Université de Lyon I.

Mme. Marie-France Rivet, Directrice de Recherche CNRS, IPN Orsay (Rapporteur).

Mr. Bernard Tamain, Professeur, LPC Caen, ENSICAEN.

Mr. Laurent Tassan-Got, Directeur de Recherche, IPN Orsay.



"I often say when you can measure what you are speaking about, and express it in numbers, you know something about it; but when you cannot express it in numbers, your knowledge is of a meager and unsatisfactory kind; it may be the beginning of knowledge, but you have scarcely in your thoughts advanced to the state of science, what ever the matter may be".

**Lord Kelvin**

**Lecture to the Institution of Civil Engineers**

**3 may 1883**



# Remerciements

Je veux tout d'abord remercier chaleureusement l'ensemble des membres du Jury d'avoir accepté de participer au jury de cette habilitation à diriger des recherches. Je remercie tout particulièrement les rapporteurs. Je les trouve très courageux, me connaissant.

Je suis reconnaissant à l'ensemble des membres et participants (chercheurs, enseignants-chercheurs, ingénieurs et techniciens), passés et présents, titulaires, thésards, post-doctorants et visiteurs étrangers de la collaboration INDRA pour l'ensemble de leur travail au sein de cette collaboration. Sans ce travail collectif, pouvant être parfois très pénible, ce document n'existerait pas.

La collaboration INDRA a montré au cours des années un esprit collectif, pas si courant que cela dans le monde de la physique nucléaire. Pour ma part, j'ai toujours trouvé qu'au cours des réunions d'analyses de la collaboration INDRA, il y a un bouillonnement intellectuel très intéressant, qui peut donner parfois lieu à des débordements malheureux. Mais je crois que cela fait partie de la vie et de la discussion scientifique. Il peut toujours exister différents courants de pensée, jusqu'à ce qu'un de ces courants arrive à prouver scientifiquement aux autres, qu'il est le bon.

Je tiens particulièrement à remercier aussi l'ensemble des personnes qui ont contribué à l'existence de ce qu'on appelle le filtre INDRA, particulièrement Daniel Cussol, pour le soin, avec lequel il a essayé de rendre compte virtuellement de l'ensemble des phases intervenant dans le processus de détection et d'identification des particules dans un multidétecteur. Je pense qu'il a eu fondamentalement raison d'aller loin dans les détails de la modélisation d'un tel multidétecteur.

Je veux aussi rendre hommage à mes phénoménologues (ou phénoménologues ?) préférés D.Durand et D.Lacroix pour l'ensemble de leur oeuvre.

Je veux aussi remercier l'ensemble des membres du LPC pour la vie de tous de tous les jours et la vie scientifique au sein de ce laboratoire (dans scientifique, j'inclus bien évidemment les discussions sur l'enseignement, les chiens, le foot et le cinéma). Sincèrement, je me suis toujours senti bien dans ce laboratoire, même s'il est un peu agité en ce moment.

Enfin, je ne remercierai jamais assez ma chère et tendre épouse, pour son soutien, toute au long de cette longue rédaction, ainsi que pour ce qu'elle fait tous les jours, pour que la vie des siens soit meilleure.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction</b>	<b>ix</b>
<b>1 De la difficulté d’obtenir des noyaux chauds thermalisés sur terre</b>	<b>1</b>
1.1 Comment sont produits les noyaux chauds sur terre? . . . . .	1
1.1.1 Les différents mécanismes de réaction observés . . . . .	1
1.1.2 Mise en temps de la réaction autour de l’énergie de Fermi . . . . .	3
1.1.3 La production hors équilibre. . . . .	5
1.1.4 Quels sont les processus de formation des fragments? . . . . .	6
1.2 Caractérisation et tris expérimentaux des noyaux chauds formés. . . . .	7
1.2.1 Caractérisation expérimentale . . . . .	7
1.2.2 Tris expérimentaux nécessaires . . . . .	8
1.3 Conclusions . . . . .	11
<b>2 Étude méthodologique d’une calorimétrie des noyaux chauds</b>	<b>13</b>
2.1 Introduction. . . . .	13
2.2 Les outils de l’analyse méthodologique. . . . .	14
2.2.1 Le générateur phénoménologique SIMON. . . . .	14
2.2.2 Le filtre informatique simulant le comportement du multidétecteur INDRA. . . . .	14
2.2.3 Description de la calorimétrie étudiée. . . . .	15
2.3 L’analyse méthodologique. . . . .	16
2.3.1 Protocole suivi. . . . .	16
2.3.2 Calorimétrie avec un ” <b>multidétecteur parfait de particules char- gées</b> ”. . . . .	17
2.3.3 Calorimétrie avec INDRA. . . . .	26
2.4 Conclusions sur cette analyse. . . . .	29
<b>3 Étude méthodologique de la thermométrie des noyaux chauds</b>	<b>35</b>
3.1 Introduction . . . . .	35
3.2 Théories mises en jeu dans les différentes méthodes de mesure . . . . .	37
3.2.1 La théorie de Weisskopf . . . . .	37



3.2.2	La méthode des rapports isotopiques : une autre approche statistique	39
3.2.3	Peuplement des niveaux excités des noyaux chauds. . . . .	41
3.3	Présentation des méthodes expérimentales de mesure utilisées . . . . .	42
3.3.1	Thermométrie à partir des spectres en énergie des particules chargées	42
3.3.2	Thermométrie à partir des doubles rapports isotopiques . . . . .	43
3.3.3	Thermométrie à partir des populations des états excités . . . . .	46
3.4	L'analyse méthodologique . . . . .	47
3.4.1	Thermométrie "parfaite" d'un noyau chaud "parfaitement détecté"	51
3.4.2	Thermométrie d'un noyau chaud parfaitement connu avec INDRA .	55
3.4.3	Thermométrie d'un noyau chaud avec INDRA . . . . .	59
3.5	Discussion sur les barrières d'évaporation . . . . .	62
3.6	Conclusions sur cette analyse. . . . .	65
<b>4</b>	<b>Comment améliorer ces méthodes de mesures thermodynamiques ?</b>	<b>69</b>
4.1	Amélioration de la sélection des particules évaporées . . . . .	70
4.1.1	Influences du repère et du filtre expérimental sur la caractérisation des particules légères. . . . .	70
4.1.2	Confirmation expérimentale de la nécessité de sélectionner le méca- nisme de réaction . . . . .	79
4.2	Nouvelle calorimétrie "3D" . . . . .	81
4.2.1	Détermination d'un domaine spatial d'émission par le QP. . . . .	81
4.2.2	Calcul des probabilités d'émission par le QP. . . . .	81
4.2.3	Reconstruction du QP chaud. . . . .	83
4.2.4	Comparaison avec l'ancienne méthode. . . . .	84
4.3	Comment remonter à partir des températures mesurées aux températures initiales ? . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Étude de la Calorimétrie 3D et de la thermométrie à l'aide de HIPSE.</b>	<b>89</b>
5.1	Présentation rapide du générateur d'événements HIPSE . . . . .	89
5.2	Qualification du générateur. . . . .	90
5.2.1	Caractéristiques générales des collisions. . . . .	91
5.2.2	Étude des fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse. .	96
5.3	Étude de la calorimétrie 3D. . . . .	99
5.3.1	Étude de la caractérisation du noyau chaud. . . . .	99
5.3.2	Étude de la vitesse du noyau chaud. . . . .	105
5.4	Étude de la thermométrie du QP . . . . .	108
5.4.1	Étude de la thermométrie à partir des spectres en énergie . . . . .	108
5.4.2	Étude de la thermométrie à partir des rapports isotopiques . . . . .	116
<b>6</b>	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>121</b>

---

<b>A</b>	<b>Ajustement de fonctionnelles sur des spectres énergétiques</b>	<b>127</b>
A.1	Introduction . . . . .	127
A.2	Présentation des deux méthodes . . . . .	127
A.2.1	Test du $\chi^2$ . . . . .	127
A.2.2	Test de Kolmogorov-Smirnov . . . . .	128
A.3	Applications de ces méthodes à la mesure de température . . . . .	129
<b>B</b>	<b>Description des conditions d'utilisation des générateurs d'événements</b>	<b>135</b>
B.1	Utilisation de GEMINI . . . . .	135
B.2	Utilisation de SIMON . . . . .	135
<b>C</b>	<b>Figures complémentaires sur l'étude de la thermométrie</b>	<b>137</b>
<b>D</b>	<b>Figures complémentaires sur l'étude des barrières</b>	<b>143</b>
<b>E</b>	<b>Figures complémentaires sur l'étude de la Calorimétrie 3D</b>	<b>149</b>
E.1	Principes de calculs de l'écart et de l'erreur . . . . .	149
E.2	Présentation des figures de l'étude . . . . .	149
<b>F</b>	<b>Figures complémentaires sur l'étude de la thermométrie avec HIPSE.</b>	<b>155</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>163</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>169</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>181</b>



# Introduction

Les propriétés statiques intrinsèques des noyaux montrent un comportement analogue à celui d'une goutte liquide (densité de saturation). Les caractéristiques générales (phénoménologiques) connues de l'interaction nucléonique la font ressembler à une interaction de Van Der Waals. Ces faits expérimentaux ont amené les physiciens nucléaires à introduire la notion de matière nucléaire (infinie symétrique), et ceci dès la fin des années 30 [1]. Celle-ci s'est avérée importante en astrophysique pour la modélisation de l'effondrement gravitationnel des supernovae de type II et l'étude physique des étoiles à neutrons [2]. Ces études nécessitent de connaître la thermodynamique de cette matière nucléaire : c'est-à-dire connaître son équation d'état et caractériser une éventuelle transition de phase liquide-gaz.

La seule matière nucléaire disponible sur terre se trouve sous forme de noyaux d'atomes. Pour étudier thermodynamiquement de la matière, il faut pouvoir la chauffer, la comprimer, la détendre et ainsi faire varier son état thermodynamique. Pour des noyaux d'atomes la seule manière de le faire, est de provoquer des collisions entre des noyaux cibles et des projectiles, noyaux ou autres. Nous verrons plus en détail dans le chapitre 1 la physique de ces collisions nucléaires. Nous nous limiterons à une gamme d'énergies incidentes allant de quelques MeV/nucléon à quelques centaines de MeV/nucléon. A ces énergies, nous créons des noyaux dans des états extrêmes de température, de pression et de moment angulaire. Nous espérons couvrir ainsi une gamme d'énergies d'excitation allant du MeV par nucléon jusqu'à la dizaine de MeV par nucléon, donc de l'ordre de grandeur de l'énergie de liaison moyenne d'un nucléon dans le noyau. Ceci doit permettre d'observer expérimentalement une transition du liquide nucléaire vers le gaz de nucléons dans le noyau.

Le mécanisme de formation de ces noyaux chauds est essentiellement dynamique, extrêmement violent et complexe. Il y a une production importante de particules (plusieurs dizaines) émises dans toutes les directions tout au long de la réaction. Une compréhension correcte de ces mécanismes de réaction passe par une détection la plus exhaustive possible des particules produites. Il faut donc un ensemble de détection couvrant l'ensemble de l'espace autour du lieu de la collision, la cible. Ces ensembles de détection sont appelés multidétecteurs  $4\pi$ . Depuis 20 ans, autour des différents accélérateurs existant partout dans le monde, de tels dispositifs ont été construits [3–20].

Le déroulement d'une collision est souvent décomposé de manière schématique en plusieurs phases :

- Il y a d'abord une phase rapide, au moment où les noyaux rentrent en contact. Au cours de celle-ci a lieu une émission non-équilibrée de particules légères venant de la

zone de contact. Cette émission est liée à un processus de collisions directes nucléon-nucléon (On parle souvent de particules de prééquilibre).

- Elle est suivie par une phase plus ou moins rapide d'échanges d'énergie et de matière entre les deux noyaux en collision. Ce processus pouvant aller jusqu'à la formation d'un noyau unique plus ou moins déformé selon l'énergie incidente et le paramètre d'impact.
- En même temps, il y a alors une phase d'équilibration thermique dans chaque noyau chaud ainsi formé puis une phase beaucoup plus longue de désexcitation. Selon l'énergie emmagasinée, il peut être observé des évaporations de particules légères, de la fission, de la fragmentation du noyau chaud et même une vaporisation complète.

A l'échelle humaine, une telle réaction ne dure qu'un temps infime, de l'ordre de quelques  $10^{-21}$  secondes. La détection d'une telle réaction est faite en une centaine de nanosecondes. Il n'y a donc pas une mesure directe des caractéristiques thermodynamiques des noyaux chauds formés mais une reconstruction après coup à partir des débris de la collision. C'est bien évidemment la grande difficulté expérimentale que pose cette physique.

A partir de nos connaissances sur les mécanismes de réaction, nous devons essayer de faire la calorimétrie des noyaux chauds, c'est à dire reconstruire leurs caractéristiques statiques (charge et masse), cinématiques (vitesse) et dynamiques (énergie d'excitation donc énergie interne).

A partir de notre connaissance des processus de désexcitation, nous essayons aussi de faire la thermométrie du noyau chaud, c'est dire remonter indépendamment à sa température. Ce concept utilisé en thermodynamique classique n'est correctement défini qu'à la limite thermodynamique. Dans ce cas, le système physique étudié est constitué d'un nombre colossal de particules individuelles (classiquement de l'ordre du nombre d'Avogadro). Les noyaux chauds sont des systèmes mésoscopiques contenant au maximum plusieurs centaines de nucléons. Nous sommes donc très loin de cette limite thermodynamique. Nous verrons les difficultés, conceptuelles et expérimentales, qu'engendre cet état de fait.

Pour de tels systèmes physiques, les signatures expérimentales habituelles d'une transition de phase sont modifiées. Depuis une vingtaine d'années, tant théoriquement qu'expérimentalement, les physiciens nucléaires ont mis au point de nouvelles signatures de la transition de phase, propres aux noyaux chauds (courbes caloriques [21–24], capacité calorifique négative [25–28], bimodalité [29] et lois d'échelles [30–34]). Elles ont été effectivement observées expérimentalement mais pas de manière indubitable pour l'ensemble de la communauté.

L'ensemble des signaux de la transition de phase de la matière nucléaire nécessite une caractérisation physique et thermodynamique la plus correcte possible des noyaux chauds formés. Les ambiguïtés expérimentales existant actuellement, ne pourront être levées qu'à cette condition. Il paraît donc important de faire **une véritable "métrologie" du noyau chaud**.

En métrologie, pour toute mesure d'une grandeur physique, il faut vérifier que la mesure est juste (exactitude de la mesure), fidèle (répétitivité) et robuste (reproductibilité). Cela impose bien évidemment une maîtrise totale de la méthode de mesure, du mode opératoire et de l'instrument de mesure. L'ensemble du travail présenté dans ce manuscrit a pour

---

objectif d'étudier s'il est possible de faire de la "métrologie" du noyau chaud. L'instrument de mesure utilisée dans toute notre étude est le multidétecteur INDRA. C'est un multidétecteur  $4\pi$  de deuxième génération. Il permet la détection des particules chargées produites lors d'une réaction nucléaire. Il couvre un angle solide de 90 % de  $4\pi$  autour de la cible. INDRA est constitué de 336 modules indépendants. Cette bonne granularité autorise une identification en charge jusqu'à  $Z = 54$  avec une bonne résolution en énergie. Les seuils énergétiques de détection sont environ d'un MeV par nucléon. Les particules sont identifiées en masse jusqu'au béryllium [16, 19, 20].

La méthode de caractérisation du noyau chaud étudiée est la calorimétrie classique utilisée au sein des collaborations NAUTILUS [35–38] et INDRA [23, 39, 40]. Dans le chapitre 2, nous présentons donc une étude méthodologique de cette calorimétrie. Notre but est donc de vérifier la validité de la méthode utilisée, de définir son domaine effectif d'applicabilité et de déterminer la précision et les limites expérimentales atteintes sur la mesure des grandeurs caractérisant les noyaux chauds étudiés. Dans le chapitre 3, un travail équivalent est fait à propos de la thermométrie des noyaux chauds. Nous mettons ainsi en avant les qualités et les défauts de ces méthodes expérimentales, couramment utilisées par la communauté scientifique. Nous pouvons estimer les influences respectives de la physique, de la méthode de mesure et surtout celle du multidétecteur sur la qualité de ces mesures. A partir de ces études, nous avons essayé de proposer des améliorations à la calorimétrie et à la thermométrie des noyaux chauds. Celle-ci sont décrites et explicitées dans le chapitre 4. Mais, elles sont aussi critiquées dans le chapitre 5, au travers d'autres études méthodologiques, faites à l'aide du générateur HIPSE. L'idée fondamentale est bien évidemment de vérifier leur bien-fondé.



# Chapitre 1

## De la difficulté d'obtenir des noyaux chauds thermalisés sur terre

### 1.1 Comment sont produits les noyaux chauds sur terre ?

#### 1.1.1 Les différents mécanismes de réaction observés

Pour produire de la matière nucléaire chaude au voisinage de la transition liquide-gaz attendue en laboratoire, il faut provoquer des collisions entre des noyaux cibles et des projectiles. Compte tenu de la taille des noyaux, les seuls projectiles envisageables sont des noyaux ou des hadrons. Les énergies incidentes utilisées varient entre quelques MeV/nucléon et quelques GeV/nucléon.

Les hadrons ou les noyaux très légers sont très intéressants, parce qu'ils permettent de créer des noyaux chauds uniques. Il y a, dans ce cas, une simple thermalisation avec peu d'effets collectifs comme du moment angulaire, de la compression ou de la déformation. Le mécanisme de formation est relativement simple. Compte tenu de la longueur d'onde de De Broglie du hadron, le dépôt d'énergie initial est concentré dans une région limitée du noyau. C'est grâce à une cascade intranucléaire que le noyau est excité [41]. Il y a au cours de celle-ci une forte production de particules hors équilibre, localisées dans l'espace avant de la collision. Par contre, l'observation d'une éventuelle transition de phase nécessite de chauffer suffisamment le noyau [42–44]. Il faut donc monter jusqu'à des énergies incidentes de plusieurs GeV/nucléon avec ce type de projectiles. L'utilisation d'anti-hadrons [45, 46] permet soit de diminuer un peu l'énergie incidente soit de chauffer plus le noyau pour une même énergie incidente.

Les projectiles les plus intéressants du point de vue énergétique sont bien évidemment les noyaux. Le dépôt d'énergie est beaucoup plus efficace du fait du plus grand nombre de collisions nucléon-nucléon. La collision symétrique est celle qui permet la dissipation d'énergie la plus grande pour une énergie incidente donnée. On peut alors se contenter d'énergies incidentes autour de l'énergie de Fermi.



Le déroulement d'une collision dans le domaine de l'énergie de Fermi est complexe. Ce domaine est intermédiaire entre deux domaines d'énergies différents : les basses énergies ( $< 20$  MeV/nucléon) et les hautes énergies ( $> 100$  MeV/nucléon).

À basse énergie, c'est la composante attractive à longue portée de l'interaction nucléaire qui domine. C'est donc le champ moyen qui régit les collisions. Il est maintenant bien établi expérimentalement qu'il y a essentiellement deux mécanismes présents lors de ces réactions : dans les collisions centrales, une fusion plus ou moins complète selon l'énergie incidente et un transfert "quasi-élastique" dans les collisions plus périphériques [47–49].

À hautes énergies, la section efficace de collision nucléon-nucléon se remet à croître, l'influence du principe d'exclusion de Pauli diminuant. Le libre parcours moyen d'un nucléon dans la matière nucléaire se raccourcit. Sa longueur d'onde de De Broglie se réduit elle aussi. L'influence du champ moyen diminue fortement lors de la collision. Les réactions sont alors dominées par l'interaction nucléon-nucléon. La géométrie de la collision devient alors primordiale. On voit apparaître un processus dit "participant spectateur" [50–53]. Dans ce cas, seuls les nucléons de la cible et du projectile appartenant à la zone de recouvrement, interagissent fortement pour former ce qu'on appelle une "boule de feu" (zone participante). Cette source chaude de mi-rapidité peut atteindre une densité allant jusqu'à  $2 \rho_0$  et un domaine de température entre 7 et 70 MeV. Les deux parties restantes du projectile et de la cible forment ce qu'on appelle les "spectateurs". Les échanges initiaux entre les partenaires de la collision, même brefs, sont suffisamment violents pour que les deux spectateurs soient chauds et puissent même atteindre des énergies d'excitation équivalentes à celles rencontrées dans les collisions centrales aux énergies de Fermi.

Dans le domaine des énergies intermédiaires, il y a compétition entre le champ moyen et l'interaction nucléon-nucléon. Les collisions présentent un fort caractère binaire. Il y a au cours de ces réactions une très forte mémoire de la voie d'entrée. Le processus de diffusion profondément inélastique devient le phénomène prépondérant [37, 54–60]. Il est accompagné par une contribution importante de particules légères hors équilibre [38, 60–63]. Mais on voit aussi apparaître une importante production de fragments de masse intermédiaire (FMI) à l'interface entre les deux ions en collision. Celle-ci est couramment appelée "émission au col" [60, 64–70]. La fusion est toujours observée mais sa section efficace devient négligeable [71–74]. Bien évidemment, les sections efficaces respectives de ces divers processus changent selon le système étudié, l'énergie incidente et le paramètre d'impact. Il est important de remarquer la continuité apparente de la physique entre ces différents domaines d'énergie de bombardement [75].

Nous avons décrit ci-dessus les différents mécanismes permettant de produire des noyaux chauds. Dans l'ensemble du travail présenté dans ce mémoire, nous allons nous intéresser à des collisions symétriques Xe + Sn entre 25 et 100 MeV/nucléon. Celles-ci ont été particulièrement étudiées par la collaboration INDRA. Il y a essentiellement au cours de ces réactions, si nous oublions les collisions centrales, formation de deux noyaux chauds : le plus rapide étant dénommé Quasi-Projectile (QP) et le plus lent Quasi-Cible (QC).

### 1.1.2 Mise en temps de la réaction autour de l'énergie de Fermi

Il paraît important pour pouvoir caractériser les noyaux chauds formés d'avoir une connaissance même partielle de la chronologie d'une réaction nucléaire au voisinage de l'énergie de Fermi. Il est fondamental de savoir s'ils ont eu le temps de se thermaliser au cours de la réaction. Nous avons décrit rapidement ci-dessus les différents processus observés dans ce domaine d'énergie. Nous allons essayer de déterminer leur durée et les éventuels recouvrements temporels existant entre eux au cours de la réaction.

Il paraît intéressant dans un premier temps d'estimer grossièrement la durée d'une collision "standard". Nous pouvons obtenir le temps de contact effectif entre les deux noyaux en calculant au bout de combien de temps après que le premier nucléon du projectile soit rentré en contact avec la cible, son dernier nucléon n'est plus en contact avec celle-ci. Nous supposons pour cela un paramètre d'impact nul et des noyaux se traversant sans se perturber. Ce temps correspond donc à un temps minimal d'interaction en collision centrale. Pour un système symétrique avec deux noyaux de masse 100, nous trouvons un temps de réaction d'environ 26 fm/c à 100 MeV/nucléon et 50 fm/c à 25 MeV/nucléon d'énergie incidente. D'autres estimations plus réalistes fournissent des temps allant de 50 fm/c pour les collisions périphériques jusqu'à 300 fm/c pour des collisions centrales Pb sur Au à 29 MeV/nucléon [76].

Les premiers instants de la réaction donnent lieu à l'émission de particules légères, correspondant à des collisions directes nucléon-nucléon. Elles proviennent principalement de la zone de contact entre les deux ions. Des modèles microscopiques de transport de type Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) [77, 78], prévoient que ces émissions s'accompagnent d'une compression de la matière nucléaire suivie d'une dilatation. Il y a en même temps une émission de photons durs. Ces phénomènes mécaniques de compression-dilatation démarrent au bout de 10 fm/c et peuvent se prolonger jusqu'à 120 fm/c. La compression est maximum autour de 30 ou 40 fm/c. Ces calculs prévoient éventuellement une deuxième compression-dilatation aux alentours de 200 fm/c, donnant un deuxième flux de photons durs. Cette deuxième composante diminue fortement avec l'énergie incidente. D'autres calculs BUU [79] pour une collision p+Au à plusieurs GeV/nucléon et des calculs Landau-Vlasov avec un terme de collision type Uehling-Uhlenbeck [80] pour le système Ar+Al à 65 MeV/u prévoient des durées pour l'émission non-équilibrée de l'ordre de 60 à 80 fm/c. Une étude [60], comparant des données et un calcul de dynamique moléculaire, prévoit même des temps beaucoup plus long en considérant que les émissions hors équilibre sont dues à deux contributions : une, liée effectivement aux collisions nucléon-nucléon plus de la coalescence, et l'autre liée à une fragmentation du col de matière formé entre les deux partenaires. Ce dernier mécanisme rallonge bien évidemment la durée de l'émission hors équilibre. Elle ajoute un retard de 150 à 500 fm/c à un temps initial de 30 ou 40 fm/c.

L'estimation du temps de thermalisation du noyau chaud est délicate. Il est possible de faire des estimations grossières sous certaines hypothèses comme cela est fait dans la référence [76], d'une part pour les basses énergies en régime de dissipation à un corps (effet de champ moyen) et d'autre part pour les hautes énergies en régime de dissipation à deux corps (collisions nucléon-nucléon). On obtient respectivement 20 à 30 fm/c pour le premier

et 15 à 20 fm/c pour le second. Les calculs des références [79, 80] donnent des temps de l'ordre de 30 à 40 fm/c pour atteindre une entropie constante ou un moment quadrupolaire des impulsions nul pour le QP et la QC. Les auteurs de ces deux papiers considèrent que les noyaux chauds commencent à se comporter dans ces calculs véritablement comme une source thermique uniquement au bout d'un temps de l'ordre de 60 fm/c à 80 fm/c. Ces résultats changent selon l'interaction nucléaire effective et la section efficace nucléon-nucléon prises. D'autres calculs peuvent donner jusqu'à 100 fm/c [81]. Le processus de thermalisation des noyaux chauds semble donc durer entre 15 et 100 fm/c selon les modèles, l'énergie incidente et la taille des noyaux.

Dans le domaine des énergies de Fermi, la phase de désexcitation des noyaux chauds est aussi plus compliquée qu'à basse énergie. Il y a plusieurs processus de désintégration des noyaux chauds possibles, qui vont de la classique désexcitation statistique par évaporation à la vaporisation apparente totale des noyaux, en passant par la fission, la fragmentation séquentielle et la multifragmentation [82–88]. Les théories statistiques concernant l'émission des particules légères par un noyau chaud montrent que le temps de vie du noyau par rapport à l'émission de particules légères diminue beaucoup avec la température du noyau chaud. Par exemple, si on considère l'émission de neutrons, celle qui est la plus probable, dans le cas du  $^{208}\text{Pb}$ , ce temps passe de  $4,2 \cdot 10^5$  fm/c pour  $T=1$  MeV à 15 fm/c pour  $T=7$  MeV [76]. Cette tendance se vérifie aussi pour les autres particules légères. La fission reste un processus important lorsque l'énergie d'excitation reste inférieure à 3 MeV/nucléon. Elle correspond à un phénomène de déformation du noyau chaud, qui prend un temps très important. Elle reste extrêmement lente, de l'ordre de 500 fm/c à plusieurs milliers de fm/c. Au dessus de 3 MeV/nucléon d'énergie d'excitation, il y a ouverture d'un canal de désexcitation par émission de plusieurs fragments. Des études expérimentales sur cette fragmentation multiple ont montré que le noyau chaud a une durée de vie qui devient de plus en plus courte avec la violence de la collision [89, 90]. Elle évolue de 500 fm/c à 3 MeV/nucléon à moins de 100 fm/c à 5 MeV/nucléon [91]. Cette fragmentation peut être aussi interprétée comme une décomposition spinodale de la matière nucléaire. Des calculs dynamiques ont montré que le passage du système noyau chaud dans la zone spinodale et l'amplification des instabilités mécaniques prennent un temps de l'ordre de 150 fm/c [92].

Les temps de relaxation "standards" des noyaux chauds donnés par les théories de transport (30 fm/c) [76] restent la plupart du temps inférieurs aux temps de réaction standard de l'ordre de la centaine de fm/c. Le noyau est donc le plus souvent thermalisé avant la fin de la collision pour les collisions périphériques, c'est moins évident pour les collisions centrales. Par contre, l'ensemble des temps caractéristiques présentés ci-dessus montre qu'il devient difficile lorsque l'on passe des basses énergies aux énergies de Fermi de séparer temporellement les phases de formation et de désintégration des noyaux chauds. [80]. L'hypothèse fondamentale de Bohr d'indépendance [93] entre ces deux phases, qui est une des bases des théories statistiques décrivant la désexcitation des noyaux chauds, peut devenir obsolète pour les collisions les plus violentes. Il faut aussi remarquer que les émissions statistiques et hors équilibre peuvent se chevaucher temporellement, rendant plus difficile les analyses spatio-temporelles par fonction de corrélation des sources thermiques.

Il est bon de rappeler qu'expérimentalement, nous n'avons accès qu'à un seul instant de la collision l'instant  $t = \infty$ .

### 1.1.3 La production hors équilibre.

Pour étudier et caractériser le noyau chaud et sa désexcitation, il est évident qu'il faut être capable d'éliminer de notre analyse toutes les particules dites de prééquilibre, qu'elles soient dues à des processus directs ou à de la fragmentation du col. Pour atteindre cet objectif, il faut connaître un minimum la physique de cette production hors équilibre. Les émissions directes ont beaucoup été étudiées dans les années 90, parce qu'elles permettent de valider les modèles de transport de la matière nucléaire. En effet, les émissions de particules directes présentent des directions privilégiées d'émission dans le plan de réaction et hors plan de réaction, qui sont sensibles aux ingrédients mis dans ces théories, la section efficace d'interaction nucléon-nucléon dans le milieu et la dureté de l'équation d'état de la matière nucléaire. Elles sont caractérisées par des variables collectives comme le flot latéral [94] pour l'émission dans le plan ou les distributions azimutales [95] pour l'émission hors-plan. Le flot latéral varie en fonction de l'énergie incidente. Il est sensible aux deux phénomènes qui régissent les collisions aux énergies de Fermi : les collisions nucléon-nucléon qui ont un effet répulsif et le champ moyen qui a un effet attractif. C'est la compétition entre ces phénomènes qui va donner l'évolution du flot latéral en fonction de l'énergie incidente. Celui-ci varie de valeurs négatives à basse énergie jusqu'à des valeurs positives à haute énergie, conformément au domaine d'influence de chacun des mécanismes possibles. Le flot évolue aussi bien évidemment en fonction du paramètre d'impact et est maximal pour les collisions semi-centrales. Il augmente avec le nombre de nucléons intervenant dans la collision. Il dépend aussi de la nature de la particule étudiée. Le phénomène d'émissions hors-plan est surtout important à des énergies incidentes au-dessus de 100 MeV/u. Une transition d'une émission hors équilibre préférentiellement dans le plan de réaction vers une émission hors plan a été observée pour le système Au + Au autour de 100 MeV/nucléon. Il faut aussi noter que cette tendance a été vue également pour le système Zn + Ni à 69 et 79 MeV/nucléon, mais pas pour le système Ar + Al à des énergies équivalentes [96]. Cette émission hors plan semble augmenter avec la taille du système étudié, la charge de la particule d'intérêt et la centralité de la collision [96].

Il faut tout de même garder à l'esprit que toutes les études faites sur l'émission hors équilibre de particules dans des directions privilégiées de l'espace s'avèrent être très compliquées, pour les mêmes raisons que celle rencontrées à propos de la calorimétrie [97]. L'incertitude sur l'origine exacte des particules (pollution par l'évaporation du QP et de la QC ou la fragmentation du col), les défauts de reconstruction du plan de réaction événement par événement, les perturbations induites par l'ensemble de détection rendent difficiles des mesures quantitatives du flot latéral [98] ou de l'émission hors-plan.

Mais il paraît tout de même fondamental de garder à l'esprit l'existence et les caractéristiques de tels phénomènes lorsque l'on veut étudier les noyaux chauds formés dans un tel environnement.

### 1.1.4 Quels sont les processus de formation des fragments ?

Il est nécessaire pour espérer reconstruire correctement les noyaux chauds formés au cours de la collision d'avoir une idée de la manière, non seulement dont ils se sont formés mais aussi de la manière dont ils se sont désintégrés. Nous avons déjà dit précédemment que dans le domaine des énergies de Fermi, les modes de désexcitation observés expérimentalement étaient très divers. A basse énergie d'excitation, nous avons apparemment des noyaux chauds, qui, une fois thermalisés, sont au voisinage de la densité normale. Ils se refroidissent par évaporation ou pour les plus lourds par fission. Lorsque l'énergie dissipée dans la collision augmente, il y a plus de fragments formés. A hautes énergies incidentes, lorsque l'énergie dissipée devient de plus en plus grande, on observe une montée puis une descente du nombre de fragments formés [91]. Nous retrouvons là un résultat qui rejoint la vaporisation totale du système observé pour un petit système [88] dans le domaine des énergies intermédiaires. Actuellement, il n'y a pas de consensus autour de l'origine de la fragmentation. Les études sur les temps de fragmentation [91] et l'évolution des tailles de fragments [83] avec la violence de la collision ont montré que l'on semblait passer d'une émission séquentielle classique à une fragmentation prompte appelé couramment multifragmentation.

Selon les modèles dynamiques, plusieurs scénarii existent pour expliquer cette multifragmentation. Certains physiciens pensent que la fragmentation est due à des instabilités de forme et coulombienne induites par la dynamique (effet du moment angulaire). On a affaire dans ce cas à des émissions séquentielles successives. Elle se produit à densité normale et est une "simple continuité" de la fission. Ce scénario est compatible avec l'existence de col de matière entre le QP et la QC [99].

D'autres calculs [100] indiquent que pour les collisions les plus violentes, il y a un phénomène de compression dilatation des noyaux chauds, qui permet d'atteindre la zone spinodale de la matière nucléaire. Dans cette zone, de petites fluctuations de densité peuvent alors s'amplifier au point de désagréger le noyau chaud formé ainsi. Ce phénomène s'accompagne d'un effet collectif d'expansion du noyau [101]. Des calculs de dynamique moléculaire [102] proposent une interprétation totalement différente de cette fragmentation. Elle suppose une formation dynamique extrêmement rapide des fragments, qui sont alors plus froids que pour les autres mécanismes envisagés. Il y a une plus forte mémoire de la voie d'entrée, due à une transparence importante de la matière nucléaire. Les effets d'expansion apparente, qui sont observés au travers des énergies cinétiques des fragments, sont le reflet de la conservation du mouvement de Fermi initial des deux noyaux en collision. La fragmentation dans ce cas se fait à densité normale.

Au travers de ce rappel sur les modes de fragmentation possibles des noyaux chauds, nous pouvons noter qu'il n'y a pas actuellement de vision claire et unanime dans la communauté scientifique sur la désintégration des noyaux chauds. Cela complique bien évidemment la calorimétrie et la thermométrie de ces noyaux. Les méthodes de mesures de ces grandeurs devront être le plus possible indépendantes du mécanisme de fragmentation.

## 1.2 Caractérisation et tris expérimentaux des noyaux chauds formés.

### 1.2.1 Caractérisation expérimentale

Expérimentalement, seuls les débris de la collisions sont observés longtemps après qu'ils aient été produits. Les noyaux initiaux doivent être reconstruits à partir d'un mélange entre les produits de désintégration des noyaux chauds et toutes les particules qui auraient été produites dynamiquement pendant la collision. Le défi principal pour les expérimentateurs nucléaires est donc de détecter toutes les particules produites pendant la réaction et de déterminer leur origine [63, 75, 80, 97]. Nous avons déjà dit précédemment qu'il fallait absolument utiliser un multidétecteur  $4\pi$  pour avoir une mesure la plus exhaustive possible des noyaux produits au cours de la réaction. Un fois que l'on a récupéré les produits de la réaction, nous sommes amenés à nous poser la question suivante : comment sait-on expérimentalement qu'un noyau chaud thermalisé a été produit au cours de la collision ? C'est une question très difficile. Il faut se rappeler que nous ne disposons expérimentalement que des caractéristiques statiques (charge, masse quelquefois) et dynamiques (énergie et direction) à un instant très lointain par rapport au moment de la collision, comme c'est par exemple le cas avec le multidétecteur INDRA. Nous ne disposons donc que d'informations sur l'espace des vitesses ou celui des impulsions à un instant donné. Celles-ci ne sont que partielles car nous ne détectons pas les neutrons et l'efficacité de détection est limitée pour les particules chargées. Il n'y a pas en fait de critères uniquement expérimentaux, qui permettent de répondre à cette question et nous sommes obligés de nous appuyer sur des modèles théoriques. L'ensemble des méthodes de reconstruction des noyaux chauds sont basés sur l'hypothèse de Bohr du noyau composé thermodynamiquement équilibré.

Les théories statistiques, appliquées dans ce cadre, fournissent ensuite des critères physiques permettant de caractériser les produits de désexcitation d'un noyau chaud unique. Les particules légères émises séquentiellement par un noyau chaud unique thermalisé présentent des propriétés particulières. S'il n'y a pas de moment angulaire, les distributions angulaires dans le repère du noyau émetteur sont isotropes, sinon elles présentent une symétrie cylindrique par rapport à l'axe de rotation. Les spectres énergétiques des particules évaporées présentent, si l'émission est statistique, une allure maxwellienne bien définie, que nous reverrons dans les chapitres suivants. Pour les éléments plus lourds, la fragmentation séquentielle ou prompte, statistique, présentent aussi des caractéristiques particulières. Si tous les degrés de liberté du noyau sont équilibrés thermiquement, le tenseur des impulsions des fragments doit présenter un forme sphérique. S'il y a encore une mémoire de la voie d'entrée ou du moment angulaire, il aura une forme ellipsoïdale avec un grand axe de l'ellipsoïde dans la direction du flot de matière dans un cas ou un petit axe de l'ellipsoïde parallèle à l'axe de rotation dans l'autre cas. Ce type d'analyse ne peut pas se faire événement par événement. Il est donc nécessaire de sélectionner des lots d'événements, présentant des noyaux chauds les plus semblables possibles d'un point de vue thermodynamique. Nous verrons que ceci est une véritable gageure expérimentale.

### 1.2.2 Tris expérimentaux nécessaires

La première chose à faire compte tenu de l'ensemble expérimental utilisé, qui est toujours imparfait, est d'estimer la qualité de la mesure de la collision. Il faut définir des variables globales basées sur les lois de conservation régissant les collisions nucléaires et les grandeurs effectivement mesurées par le dispositif expérimental. En ce qui concerne INDRA, nous avons choisi deux grandeurs : la charge totale détectée  $Z_{tot}$  et une pseudo-impulsion totale  $(ZV_{//})_{tot}$ , conservée de manière approchée, qui correspond à la somme du produit de la charge par la vitesse de chaque particule, parallèle à la direction du faisceau, dans le repère du laboratoire (Voir l'équation 1.1).

$$Z_{tot} = \sum_{i=1}^{Mul} Z_i \text{ et } (ZV_{//})_{tot} = \sum_{i=1}^{Mul} Z_i \times (V_{//})_i \quad (1.1)$$

Avec  $Z_i$  : la charge de la  $i^{\text{ème}}$  particule détectée,

$Mul$  : Multiplicité détectée et  $(V_{//})_i$  la vitesse parallèle dans le laboratoire de la  $i^{\text{ème}}$  particule détectée.

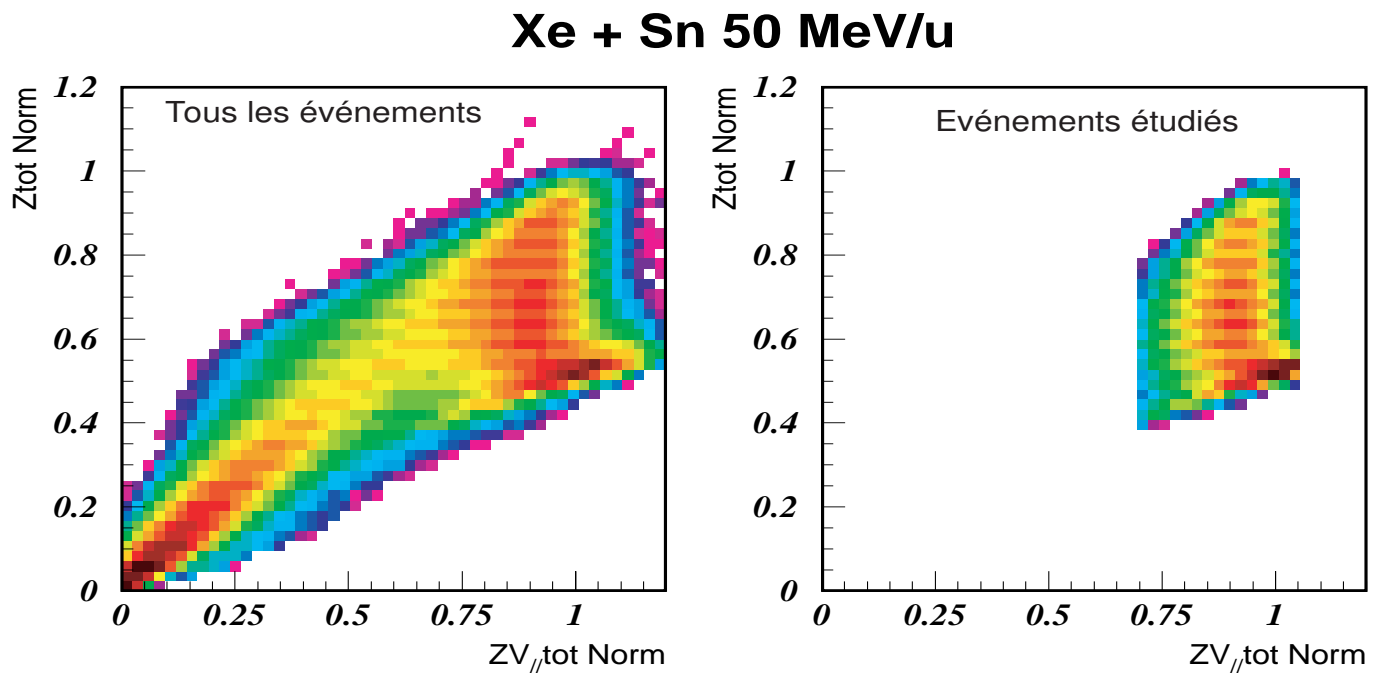


FIG. 1.1 – Exemple de sélection des événements bien mesurés par INDRA.

Nous normalisons ensuite à un les valeurs obtenues en les divisant respectivement par la charge totale initiale et par la pseudo-impulsion parallèle initiale. Nous présentons sur la figure 1.1 deux graphes bidimensionnels sur lesquels sont portées les deux variables normalisées définies ci-dessus, l'une en fonction de l'autre. Celui de gauche correspond à l'ensemble des événements détectés, l'autre à une sélection d'événements dits bien mesurés.

Sur le graphe de gauche, nous pouvons noter trois grandes zones : une zone au voisinage des zéros correspondant à des événements pour lesquels ni le résidu du QP ni celui de la QC n'ont été détectés, une zone au voisinage de l'unité pour laquelle c'est le contraire et enfin une zone correspondant à la non détection du résidu de la QC, pour laquelle la pseudo-impulsion est correctement mesurée mais on n'observe que la moitié de la charge initiale. Nous définissons ensuite des valeurs minimales et maximales de ces deux grandeurs pour pouvoir considérer qu'une réaction est correctement mesurée, comme nous pouvons le voir sur le graphe de droite de la figure 1.1 . Ici, nous sélectionnons des événements pour lesquels les débris du QP sont bien détectés.

Nous devons ensuite sélectionner des collisions aboutissant aux mêmes noyaux chauds pour essayer d'obtenir un ensemble statistiquement cohérent. Cela implique une sélection en énergie d'excitation et une maîtrise du mécanisme de réaction. N'ayant pas de mesure directe de l'énergie d'excitation, nous préférons dans un premier temps utiliser une variable globale fortement corrélée à l'énergie d'excitation. Dans l'ensemble des études présentées dans ce mémoire, nous utiliserons ce que nous appelons l'énergie cinétique transverse des particules légères chargées (PLC),  $E_{t12}$ , dont la définition est donnée par l'équation 1.2 ci-dessous :

$$E_{t12} = \sum_{i=1}^{Mul_{PLC}} T_i \times \sin^2(\theta_i) \quad (1.2)$$

Avec  $T_i$  : énergie cinétique de la  $i^{\text{ème}}$  PLC détectée.

$Mul_{PLC}$  : multiplicité de PLC détectées ( $Z = 1$  et  $2$ ).

$\theta_i$  : angle polaire associé à la  $i^{\text{ème}}$  PLC détectée.

Cette variable est aussi fortement corrélée au paramètre d'impact [69, 70] (voir aussi la figure 2.8 dans le chapitre suivant). Cette variable permet donc de sélectionner la violence de la collision.

Nous avons vu dans la section 1.1 qu'aux énergies intermédiaires la production de noyaux chauds est accompagnée d'une forte production de fragments de masse intermédiaire entre le QP et la QC. En présence de col, il a été observé une hiérarchie en vitesse dépendant de la taille des fragments [99]. Plus le fragment est gros, plus il est rapide. Le processus de formation de ces fragments n'est pas encore clairement établi. Il est donc très difficile de décider s'ils doivent être ou non associés au QP ou à la QC lors de la reconstruction. Une manière d'éviter partiellement cet écueil est d'essayer d'éliminer les événements présentant un col de matière. Compte-tenu des difficultés expérimentales pour bien détecter les produits de désintégration de la QC, nous nous intéresserons plus spécifiquement à la reconstruction du QP, dans le chapitre 4. Cela nous a amené à définir une méthode de sélection des événements avec ou sans col, basée sur l'étude de l'angle entre le vecteur vitesse du deuxième fragment le plus lourd situé à l'avant du centre de masse de la réaction (définie dans le repère reconstruit) et le vecteur vitesse du QP reconstruit avec l'ensemble des IMF situés à l'avant du centre de masse (Voir figure 1.2). Elle essaie de tenir compte de la hiérarchie devant exister lorsqu'un col s'est formé. Les événements pouvant présenter un col sont ceux pour lesquels cet angle est en valeur absolue plus grand que  $90^\circ$ .



Ces derniers seront appelés événements "col" et les autres, événements "statistiques". Nous avons aussi volontairement choisi un dernier critère de sélection des événements. Celui-ci est plus formel. Nous sélectionnons les événements en fonction de l'asymétrie  $\eta$  de charge entre les deux plus gros fragments détectés à l'avant du centre de masse de la réaction (Voir figure 1.2). L'idée est d'étudier l'évolution de la caractérisation thermodynamique du QP en fonction de l'asymétrie. Nous savons qu'une grande asymétrie nous place dans une situation physique très proche des conditions physiques supposées dans la théorie de Weisskopf, avec une simple évaporation de particules. Une petite asymétrie correspond soit à de la fission soit à de la fragmentation symétrique. Le premier cas correspond à la meilleure situation physique pour juger de la qualité de nos mesures de l'énergie d'excitation et de la température d'un noyau chaud, fondamentalement basée sur l'hypothèse de Bohr pour l'une et sur le théorie de Weisskopf pour l'autre. Il faut être conscient que le

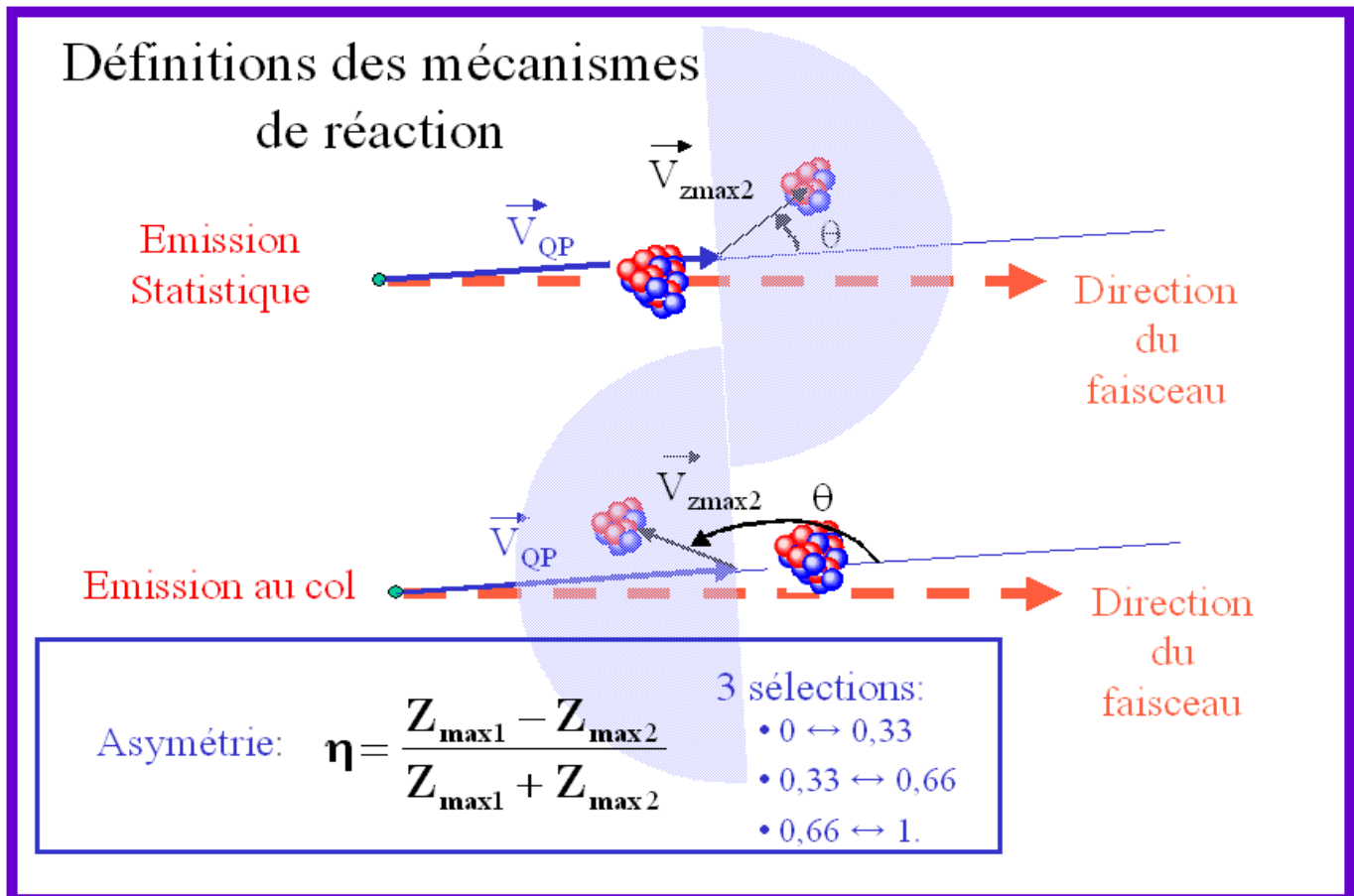


FIG. 1.2 – Principes de sélection des événements pour isoler un QP chaud équilibré.

critère choisi pour éliminer le col reste sommaire. Dans les événements "col", il y a encore autant d'événements "statistiques" que ceux isolés avec notre sélection. En effet dans le cas d'une émission statistique, un fragment a autant de chance d'être émis vers l'avant que vers l'arrière dans le repère du noyau émetteur. Si on tient compte de cela, on peut essayer

d'extraire les proportions respectives d'événements des deux types. A titre indicatif, nous montrons sur la figure 1.3 les proportions respectives des différents mécanismes en fonction du paramètre d'impact estimé pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. Nous notons que les cassures dynamiques dominent clairement pour les collisions périphériques et les grandes asymétries, alors que c'est la désexcitation statistique pour les collisions centrales et les petites asymétries. Nous pouvons penser que la sélectivité effective de notre critère de différenciation entre les mécanismes de réaction diminue avec la violence de la collision. En effet, la notion de quasi-projectile devient plus subjective. Les sources se rapprochent dans l'espace des vitesses, la dissipation devenant plus grande. De plus, l'asymétrie entre les deux plus gros fragments diminue aussi. Il y a plus de fragments de masse intermédiaire, de taille voisine, rendant moins évidente l'association habituelle : fragment le plus lourd égal résidu du QP.

## 1.3 Conclusions

Ce chapitre permet de se rendre compte de l'ampleur de la tâche qui attend tout expérimentateur souhaitant étudier la thermodynamique des noyaux chauds. Nous pouvons effectivement former des noyaux chauds par collision. Mais nous n'avons aucun contrôle expérimental sur les caractéristiques physiques de ces noyaux chauds. Les collisions dans le domaine des énergies de Fermi permettent de chauffer et éventuellement aussi de comprimer les noyaux. Mais la complexité de la réaction rend difficile une définition rigoureuse du système thermodynamique que l'on veut étudier. Il y a même des doutes sur l'existence de ces noyaux chauds thermalisés pour les collisions les plus violentes. Nous n'avons accès expérimentalement qu'à un système thermodynamique refroidi, plus ou moins disloqué, qu'il faut ensuite reconstruire. Pour les collisions aux énergies de Fermi, cette tâche est compliquée par le prééquilibre et la présence d'un col de matière. Nous avons vu que l'hypothèse de l'existence de noyaux chauds équilibrés thermiquement n'apparaît vraiment raisonnable que pour les collisions périphériques, qui sont les moins dissipatives.

L'ensemble des méthodes calorimétriques de caractérisation des noyaux chauds, sont basées sur cette hypothèse. Elles supposent que nous sommes capables de séparer les produits de désexcitation des noyaux chauds du reste. Dans ce cas, la simple conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de reconstruire le noyau chaud, indépendamment du mécanisme de désintégration.

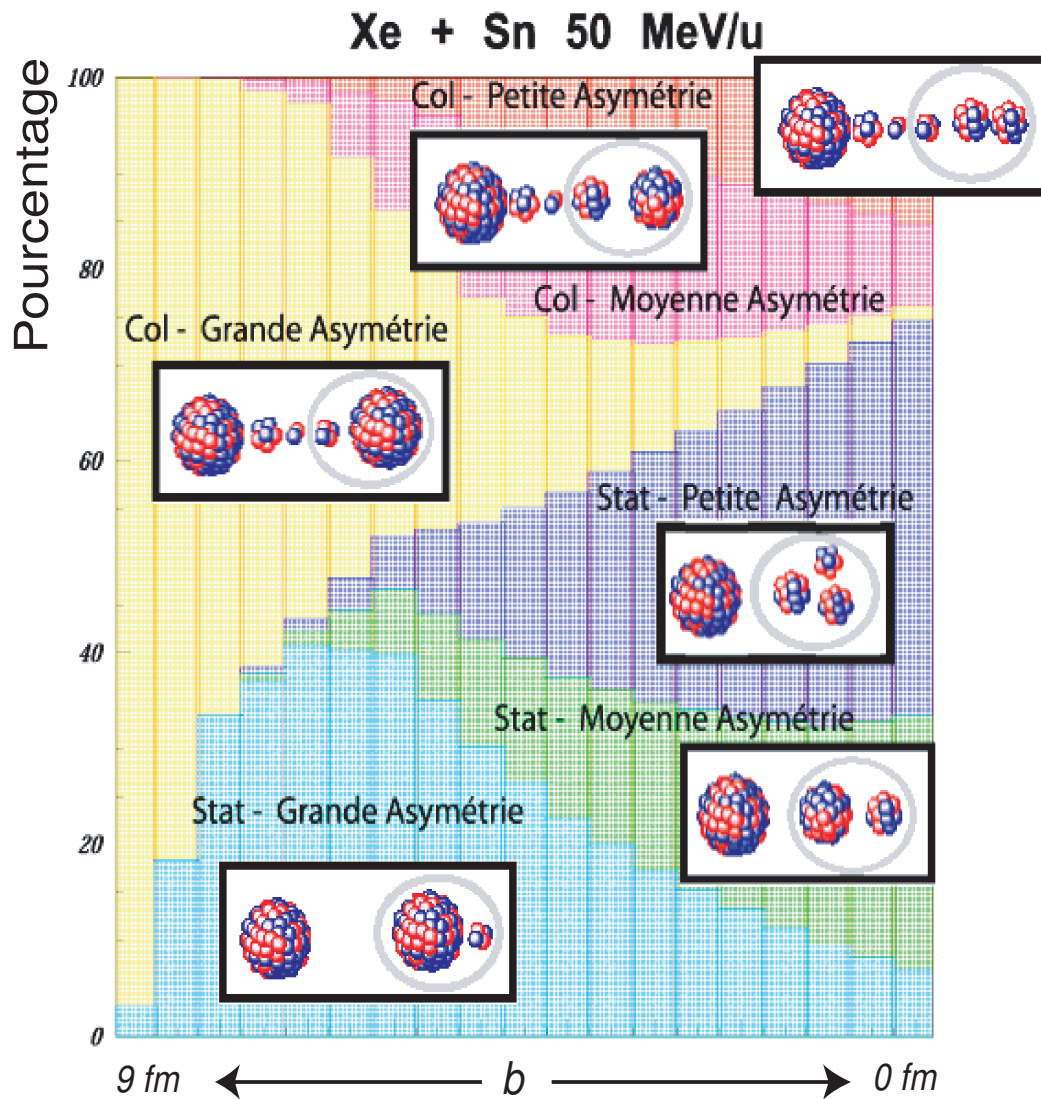


FIG. 1.3 – Proportions respectives des différents mécanismes de réaction envisagés en fonction du paramètre d'impact estimé pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u.

# Chapitre 2

## Étude méthodologique d'une calorimétrie des noyaux chauds

### 2.1 Introduction.

N'importe quelle étude concernant l'équation d'état de la matière nucléaire (courbes caloriques [21–23] ou capacités calorifiques [25–27]) nécessite une calorimétrie de noyaux chauds. Pour être inattaquable scientifiquement, ces études ont besoin d'une maîtrise réelle de la mesure de l'énergie d'excitation et de son erreur expérimentale. Notre approche est ici d'étudier s'il est réaliste d'espérer une telle maîtrise expérimentale de la mesure de l'énergie d'excitation dans le domaine des collisions d'ions lourds. Nous avons donc fait une étude méthodologique d'une technique de caractérisation classique des noyaux chauds détectés par un multidétecteur  $4\pi$ . Cette technique a été déjà employée par la collaboration NAUTILUS [35–38] et la collaboration INDRA [23, 39, 40] sous des formes légèrement différentes. La validité de cette méthode expérimentale a été évaluée uniquement pour le système symétrique Xe + Sn à 50 MeV/u.

Nous avons essayé de déconvoluer les influences respectives de la physique, du détecteur et de la méthode d'analyse sur la caractérisation des noyaux chauds. Nous avons pu ainsi mettre en évidence les facteurs dominants qui agissent sur la qualité de la mesure de l'énergie d'excitation et définir des améliorations possibles. Nous avons évalué quantitativement les erreurs et avons estimé les limites d'applicabilité de cette méthode.

Dans la deuxième section de ce chapitre, nous présentons les différents outils employés pendant notre analyse et décrivons leur utilisation :

- Le générateur phénoménologique d'événements SIMON.
- Le filtre informatique simulant le fonctionnement du multidétecteur INDRA.
- La méthode d'analyse utilisée.

Dans la troisième section, notre analyse est expliquée et présentée.

Nous tirons les conclusions de cette étude dans la quatrième section.

## 2.2 Les outils de l'analyse méthodologique.

### 2.2.1 Le générateur phénoménologique SIMON.

Tous nos calculs ont été exécutés avec le générateur d'événements SIMON, décrit en détail dans les références [103, 104]. Nous rappellerons juste, ici, qu'il traite chaque phase de la réaction nucléaire. La dynamique est gérée par une équation généralisée de Lagrange-Rayleigh [105, 106]. La désintégration des noyaux excités se fait par des émissions successives indépendantes de particules selon deux théories différentes dépendant de la masse de la particule émise. Pour les particules légères et les fragments légers, la désintégration est simulée en suivant la théorie standard de l'évaporation de Weisskopf [107] incluant l'émission à partir des états discrets d'excitation. Pour les fragments plus lourds, l'émission est traitée par la méthode dite de l'état transitoire inventée par Bohr et Wheeler [108], puis améliorée par Kramers [109]. Les calculs de trajectoire sont faits en tenant compte des interactions coulombiennes à chaque pas de temps, permettant ainsi de conserver l'ensemble des corrélations spatio-temporelles entre les particules chargées. La voie d'entrée peut être choisie avec ou sans production de particules de prééquilibre. Pour éviter une voie d'entrée trop complexe, nous avons voulu prendre en considération uniquement des **"collisions purement binaires"** sans aucune émission dynamique entre le **Quasi-Projectile (QP)** et la **Quasi-Cible (QC)**. Les événements de fusion, qui présentent une section efficace très faible, ont aussi été exclus. Cette élimination d'événements ne provoque pas de coupure brutale dans la section efficace. Ces choix permettent d'avoir une maîtrise totale du mécanisme de réaction. Nous nous plaçons donc dans les meilleures conditions pour appliquer notre méthode de reconstruction des noyaux chauds. Nous pouvons même faire le raisonnement par l'absurde suivant : si notre méthode ne fonctionne pas dans ce cas simple, elle ne fonctionnera jamais dans des cas plus complexes et surtout plus réalistes. Les événements ont été calculés avec des paramètres d'entrée qui permettent de reproduire très correctement les caractéristiques expérimentales statiques et cinématiques des deux fragments les plus lourds observés pour les données expérimentales. Ce générateur présente d'importants avantages. Nous pouvons obtenir beaucoup d'événements en ayant des temps de calcul raisonnables. L'origine de chaque particule produite est parfaitement connue car elle est étiquetée. Les événements de ce générateur peuvent être filtrés d'une manière extrêmement réaliste sans difficulté.

### 2.2.2 Le filtre informatique simulant le comportement du multi-détecteur INDRA.

Un logiciel simulant un dispositif expérimental, idéalement, doit être capable de tenir compte de toutes les phases expérimentales de la détection de la réaction nucléaire (la détection, l'identification de la charge, le calibrage d'énergie), et doit permettre de traiter toutes les données simulées exactement comme des données de physique. Le filtre INDRA [110] [111] gère l'ensemble des interactions possibles des particules avec les différents étages du multidétecteur. Il reproduit la géométrie et la structure modulaire du multidétecteur

INDRA. Il donne les seuils théoriques énergétiques de détection et des seuils énergétiques d'identification en charge. Pour chaque étage de n'importe quel module d'INDRA, il gère les problèmes de détection multiple dans un module. Quand il est couplé au générateur d'événements SIMON, le filtre INDRA permet de conserver l'étiquetage de l'origine de chaque particule. Ceci est évidemment très important pour notre analyse parce que cela nous permet de faire **"une calorimétrie parfaite"**. Une fois filtrées, les données fournies par la simulation sont analysées en employant exactement le même programme que pour les données obtenues lors de l'expérience réelle.

### 2.2.3 Description de la calorimétrie étudiée.

La calorimétrie, utilisée ici, a été développée pour caractériser les **Quasi-Projectiles (QP)** et les **Quasi-Cibles (QC)** obtenues expérimentalement. Elle va être appliquée aux événements fournis par SIMON exactement comme cela a été fait expérimentalement pour les données étudiées dans les références [39] [40]. La première étape consiste à reconstruire les vitesses du QP et le QC, événement par événement. Les deux sources sont supposées avoir atteint l'équilibre thermodynamique. Pour cette reconstruction, les **Particules Légères Chargées (PLC)** ne sont pas utilisées pour réduire au minimum l'influence d'un éventuel prééquilibre de ces particules chargées. Nous calculons donc le tenseur d'impulsions des **Fragments de Masse Intermédiaire (FMI)** tel que  $Z \geq 3$  et des fragments lourds dans le centre de masse de la réaction [112] [113]. Nous coupons l'espace des vitesses en deux moitiés à la vitesse du centre de masse perpendiculairement à l'axe principal de l'ellipsoïde des impulsions. La méthode est illustrée sur la figure 2.1.

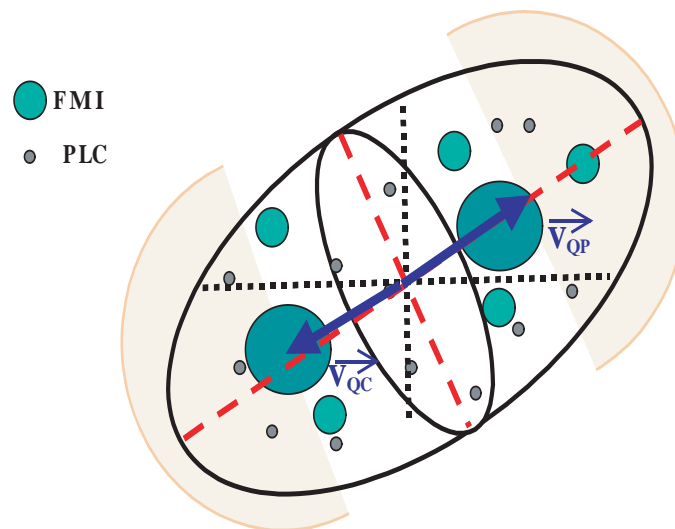


FIG. 2.1 – Schéma décrivant la méthode expérimentale de reconstruction du QP et de la QC.

Chaque fragment, placé dans la zone à l'avant du QP, est considéré comme appartenant au QP et les autres à la QC. La vitesse de chacun des deux noyaux primaires peut alors être déterminée. Nous devons garder à l'esprit que cette méthode favorise le caractère binaire de la collision et n'est pas compatible avec l'émission au col observée expérimentalement entre les deux partenaires de la collision [37, 54–59]. Pour cette raison, notre méthode sera d'autant plus limitée que nous étudierons des collisions de plus en plus centrales. Pour la deuxième phase de la méthode, nous considérons seulement les PLC placées dans l'hémisphère avant de la source QP comme effectivement émis par le QP afin d'éviter une contamination du prééquilibre [38, 61, 63]. La charge du QP est alors reconstruite en ajoutant au fragment le plus lourd détecté deux fois la charge des particules émises dans l'hémisphère avant de la source. La masse du QP est obtenue à partir de la charge du QP reconstruite en supposant que le rapport isotopique N/Z initial du projectile est conservé. La multiplicité de neutrons est estimée à partir de la conservation de la masse du QP. L'énergie cinétique des neutrons est déterminée, événement par événement, à partir de l'énergie moyenne de particules de charge égale à un, corrigée de la barrière coulombienne. L'énergie interne du QP est obtenue par calorimétrie, c'est-à-dire en faisant le bilan énergétique de la désintégration du QP comme indiqué par l'expression suivante :

$$E_{QP}^* = \sum_{k=1}^{M_c} T_k + M_n \times \overline{T}_n - Q \quad (2.1)$$

$T_k$  est l'énergie cinétique de la  $k^{\text{ième}}$  particule chargée,  $\overline{T}_n$  est l'énergie moyenne des neutrons et  $M_n$  est la multiplicité estimée de neutrons.  $Q$  est le bilan de masses de la réaction de la désintégration du QP.  $M_c$  est la multiplicité des particules chargées.

Cette étude a été faite avec des systèmes symétriques, donc les méthodes de reconstruction du QP et de la QC sont similaires. Pour trouver les caractéristiques de la QC, par symétrie, nous ne prenons en compte que les particules situées dans l'hémisphère arrière de la source QC et nous appliquons les mêmes calculs. Nous voulons reconstruire en même temps le QP et la QC. Par conséquent, la méthode ne peut être appliquée que si la grande majorité des particules produites dans la réaction nucléaire est correctement détectée et identifiée.

## 2.3 L'analyse méthodologique.

### 2.3.1 Protocole suivi.

Le générateur SIMON nous fournit, à un temps quasi-infini après la collision, tous les produits d'une réaction nucléaire et leur origine. Les caractéristiques initiales du QP et de la QC (charge, masse, impulsion, énergie cinétique et énergie d'excitation) ont été reconstruits en employant les lois de conservation. Pour la suite de cette étude, ces valeurs seront appelées "Valeurs Vraies" et seront employées comme valeurs de référence. Nous voulons déconvoluer les effets respectifs de la méthode de reconstruction, des limitations

du détecteur et de la complexité de la physique sur la qualité de la mesure de l'énergie d'excitation. Dans un premier temps, nous appliquons notre méthode expérimentale aux événements simulés avant qu'ils ne passent au travers du filtre INDRA. Pour être cohérent en ce qui concerne la méthode expérimentale, les neutrons ne sont pas pris en compte (dans ce cas, tout se passe comme si nous avions employé **"un détecteur parfait de particules chargées"**). Nous pouvons ainsi valider notre méthode de reconstruction du QP et de la QC, et comprendre l'influence sur celles-ci de notre ignorance de l'origine des particules, quand elles sont parfaitement détectées. Dans un deuxième temps, nous passons les événements simulés dans le filtre expérimental puis nous reconstruisons les sources à partir des particules détectées en utilisant l'étiquette indiquant leur origine. Nous avons donc dans ce cas une reconstruction parfaite. Nous pouvons ainsi vérifier la seule influence du filtre sur la qualité de la caractérisation des deux noyaux chauds, sans être perturbé par notre ignorance de l'origine effective des particules. La dernière étape consiste à appliquer notre méthode aux données simulées après passage dans le filtre INDRA exactement comme cela est fait avec les données. Toute notre analyse est faite pour le système quasi-symétrique Xe + Sn dans le cas de collisions binaires pures à 50 MeV/u.

### 2.3.2 Calorimétrie avec un "multidétecteur parfait de particules chargées".

Premièrement, nous avons voulu vérifier deux hypothèses importantes intrinsèques à la méthode expérimentale : l'isotropie effective de l'émission des particules situées dans l'hémisphère avant du noyau chaud et l'origine unique de ces dernières. La figure 2.2 illustre parfaitement cette étude pour le QP. Sur cette figure 2.2, seuls les protons et alphas, placés dans l'hémisphère avant de l'espace des vitesses, sont considérés. Les distributions angulaires données par SIMON et celles obtenues en appliquant la Méthode Expérimentale sont comparées. Nous pouvons observer qu'un des critères habituels exigés pour valider la thermalisation d'un noyau chaud, c'est-à-dire la forme plate de la distribution en cosinus  $\theta$  dans le repère de la source reconstruite (s'il n'y a aucun moment angulaire significatif), n'est pas valable pour tous les paramètres d'impact.

Pour les collisions périphériques, nous obtenons parfaitement les distributions angulaires initiales. Nous pouvons ainsi conclure que la méthode expérimentale peut être appliquée et autorise une détermination correcte de l'origine des particules dans ce cas. Nous pouvons juste remarquer, pour les protons, l'apparition d'une contribution venant de la QC à l'arrière de la source QP. D'autre part, l'identification de l'origine des particules apparaît beaucoup plus difficile pour les collisions semi-périphériques et centrales. Nous voyons en effet que les distributions angulaires des protons et des alphas, qui étaient initialement plates, sont complètement perturbées quand l'origine réelle des particules est perdue. Nous pouvons donner trois explications à cela. Quand la collision est plus centrale et dissipative, la vitesse relative entre les deux sources diminue (visible sur les figures 2.3 et 2.4-a). Par conséquent les deux sphères d'émission des deux noyaux chauds peuvent se recouvrir. Le chevauchement dépend de la nature des particules et est fonction de la taille de la sphère



### Xe + Sn 50 MeV/u: SIMON NON FILTRE

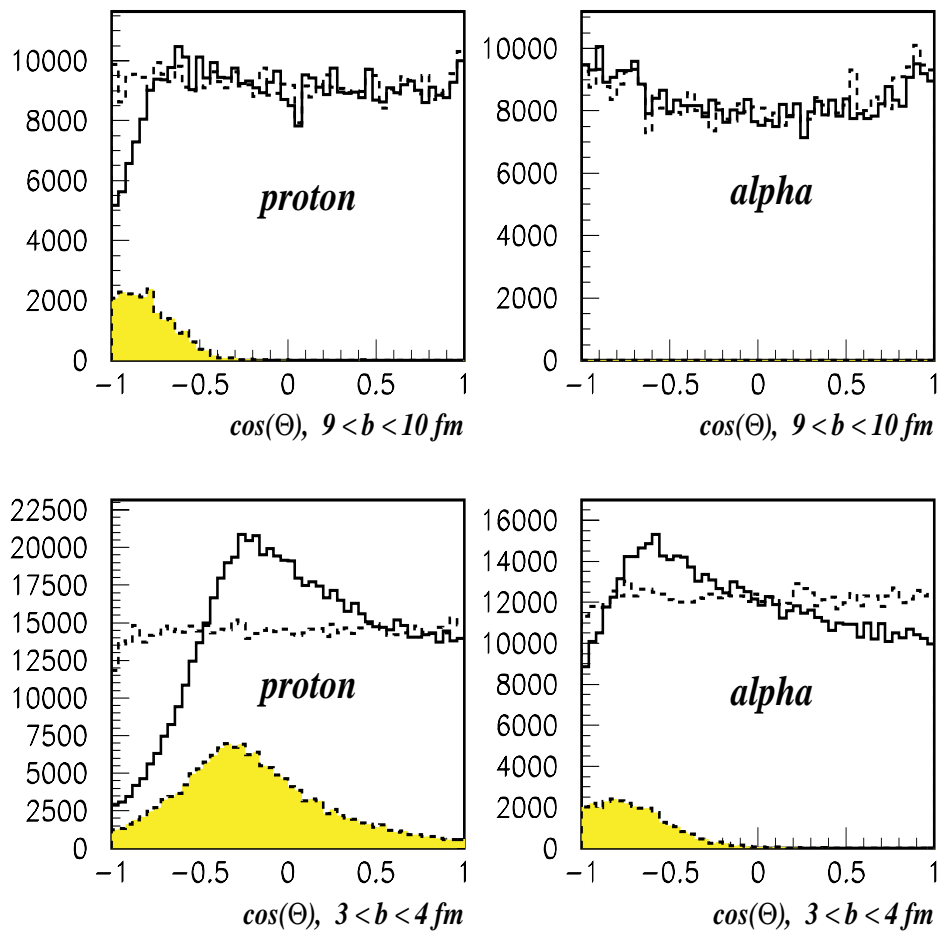


FIG. 2.2 – Distributions en cosinus de l'angle polaire des protons et alphas, qui sont situés dans l'hémisphère avant de l'espace des vitesses (définies dans le repère du C.D.M). L'angle polaire est défini dans le repère du QP. Les lignes pointillées correspondent à la véritable distribution angulaire des particules émises par le QP donnée par SIMON. Les lignes continues sont associées aux distributions angulaires définies dans le repère du QP, qui a été reconstruit en utilisant la méthode expérimentale. Les distributions grisées correspondent aux particules émises par la QC, qui sont localisées dans la partie avant de l'espace des vitesses.

d'émission associée (voir sur la figure 2.3). Les particules émises dans l'hémisphère avant de la QC peuvent même être trouvées dans l'hémisphère avant du QP comme cela peut être observé pour les protons sur la figure 2.2. Nous avons un excès de particules venant de la QC. Le manque apparent de particules dans l'hémisphère arrière du QP est un effet complémentaire au précédent. La symétrie initiale de la voie d'entrée peut expliquer cela. En réalité, nous avons associé les particules du QP à la QC exactement de la même manière. Un autre effet apparaît : c'est la diminution systématique de la distribution en cosinus  $\theta$  dans l'hémisphère avant du QP. Cette tendance est plus forte pour des alphas que pour les protons. C'est dû à une surestimation systématique de la composante perpendiculaire de la vitesse source. Cette erreur modifie la distribution en cosinus  $\theta$  par un effet de Jacobien.

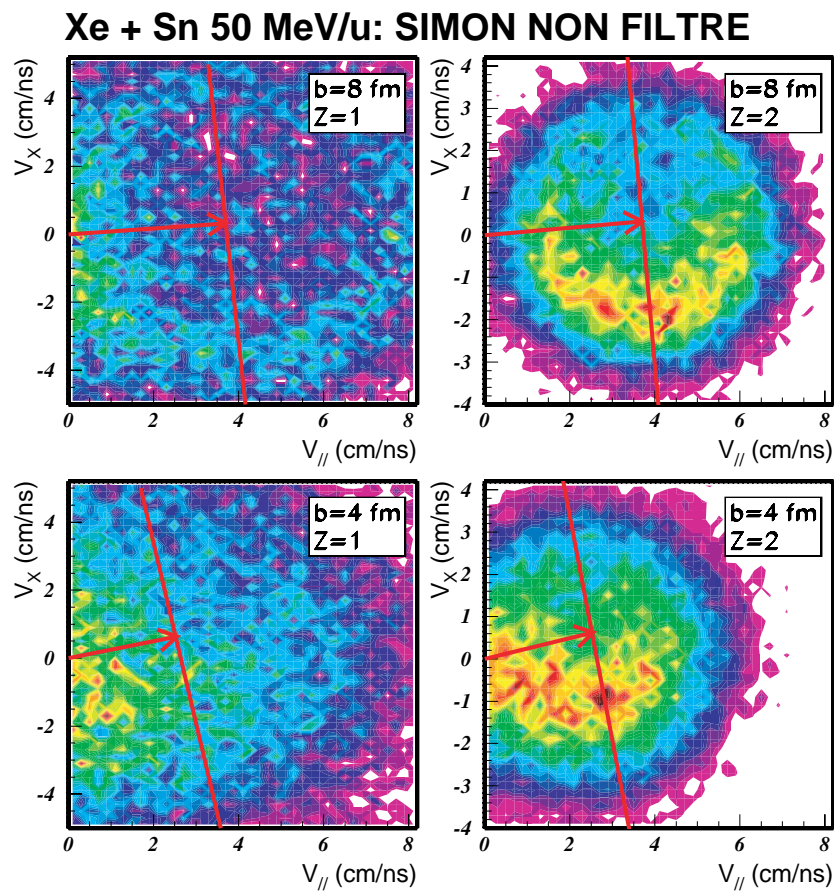


FIG. 2.3 – Sections efficaces invariantes des alphas et des protons à l'avant du C.D.M. dans un plan des vitesses (Ce plan est défini par la direction du faisceau et le vecteur vitesse de la source obtenue par la méthode expérimentale).

Cette erreur sur la vitesse perpendiculaire est propre à la physique. La distribution angulaire primaire du QP donnée par SIMON est fortement piquée vers l'avant. Le caractère séquentiel de la désintégration, la taille limitée du noyau et le refroidissement du noyau

impliquent une différence systématique entre la vitesse du centre de masse des PLC et celle du centre de masse des FMI et de fragments lourds. C'est dû aux reculs successifs après chaque émission. Même si l'évaporation est fondamentalement isotrope (c'est le cas dans SIMON), il apparaît très difficile de compenser le recul du noyau dû aux premières évaporations par les émissions suivantes, parce qu'elles sont en moyenne moins énergétiques. Nous pouvons voir cet effet sur la figure 2.3 pour les alphas. Il y a une contribution alpha plus importante du côté opposé à la vitesse reconstruite du QP. Nous avons appelé ce phénomène : "l'effet droite-gauche". Il a été observé expérimentalement et est décrit dans les références [39] [40]. Pour confirmer et mieux comprendre l'importance de ce problème, les valeurs absolues des différentes variables permettant la caractérisation du QP et de la QC obtenues en appliquant la Méthode Expérimentale (ME) sont présentées sur la figure 2.4-a. Sur la figure 2.4-b, les erreurs relatives sur ces différentes variables caractérisant le QP et la QC ont été ajoutées. Ces erreurs relatives sont calculées de façon suivante :

$$V_{rel\ erreur}(\%) = \frac{(V_{ME} - V_{Vraie})}{V_{Vraie}} \times 100 \quad (2.2)$$

Nous remarquons la très bonne reconstruction des vitesses parallèles à la direction du faisceau. Ceci est compréhensible parce que seuls sont utilisés les FMI et les fragments pour la reconstruction. Le mélange pour ces particules entre celles provenant du QP et celles de la QC est très faible et apparaît seulement pour les collisions les plus centrales. En outre, les fragments les plus lourds conservent une mémoire importante de la voie d'entrée. Par contre, nous observons une très mauvaise détermination de la vitesse perpendiculaire en raison du découplage entre les FMI et les PLC dans la reconstruction de la vitesse de la source. Les graphes concernant la charge et la masse sont équivalents, en effet la masse est obtenue par conservation de l'isospin. Nous notons une perte progressive de quelques charges lorsque le paramètre d'impact diminue. Sur les figures 2.5-a et 2.5-b, nous présentons "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la méthode expérimentale de la multiplicité et l'énergie cinétique moyenne (dans le repère du noyau émetteur) des neutrons,  $Z=1$  et  $Z=2$ , ainsi que les erreurs relatives entre "les Vraies Valeurs" et celles déterminées par la méthode expérimentale. Il y a une détermination semblable de la multiplicité de neutrons et des protons, qui sont mesurées correctement (légèrement sous-estimés à cause de l'"effet droite-gauche", d'environ un pour cent) au-dessus de 3 Fermis. Au-dessous, elles sont surestimées à cause de la présence des protons de la QC dans l'hémisphère avant du repère du QP et réciproquement. Pour les alphas, les graphes sont très différents. Les graphes des valeurs absolues et relatives indiquent une sous-estimation. Pour les collisions centrales, celle-ci, en valeur absolue, est deux fois plus grande pour les alphas que pour les autres particules légères. Il y a une augmentation régulière de l'erreur relative quand le paramètre d'impact diminue. Les diagrammes concernant la masse et la charge suivent la même tendance. La qualité de la mesure de la charge est effectivement liée à ce défaut d'alphas. La figure 2.3 montre bien comment les alphas sont perdus à cause de la coupure faite, qui favorise des alphas placés du même côté que le quasi-projectile par rapport au faisceau. Plus nous surestimons la vitesse perpendiculaire du QP moins nous prenons en considération les alphas situés dans

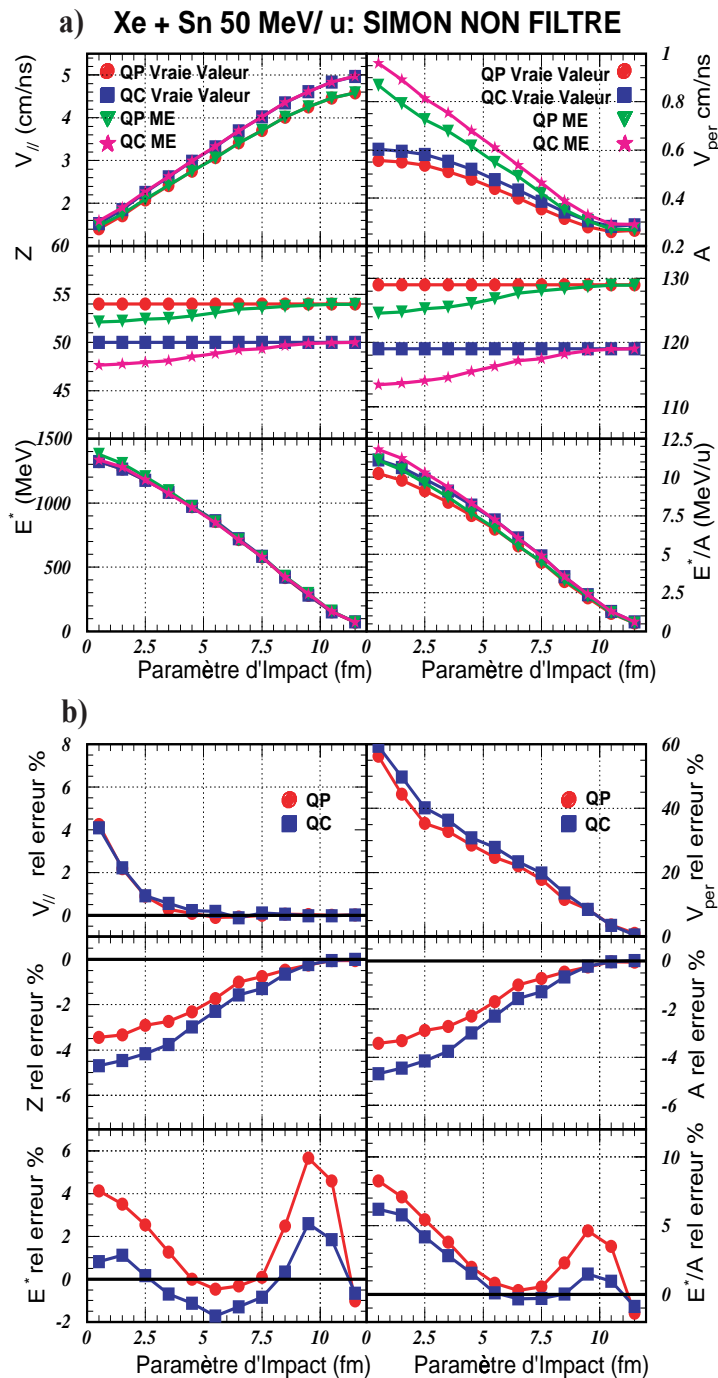


FIG. 2.4 – a) "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la Méthode Expérimentale (ME) de la vitesse parallèle, de la vitesse perpendiculaire, de la charge, de la masse, de l'énergie d'excitation totale et de l'énergie d'excitation par nucléon des noyaux émetteurs en fonction du paramètre d'impact. Seules les collisions binaires pures sont prises en compte. b) Erreurs relatives sur la vitesse parallèle, la vitesse perpendiculaire, la charge, la masse, l'énergie d'excitation totale et l'énergie d'excitation par nucléon du noyau émetteur entre "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la Méthode Expérimentale. Toutes ces variables sont définies en fonction du paramètre d'impact. Les cercles concernent le QP et les carrés la QC.

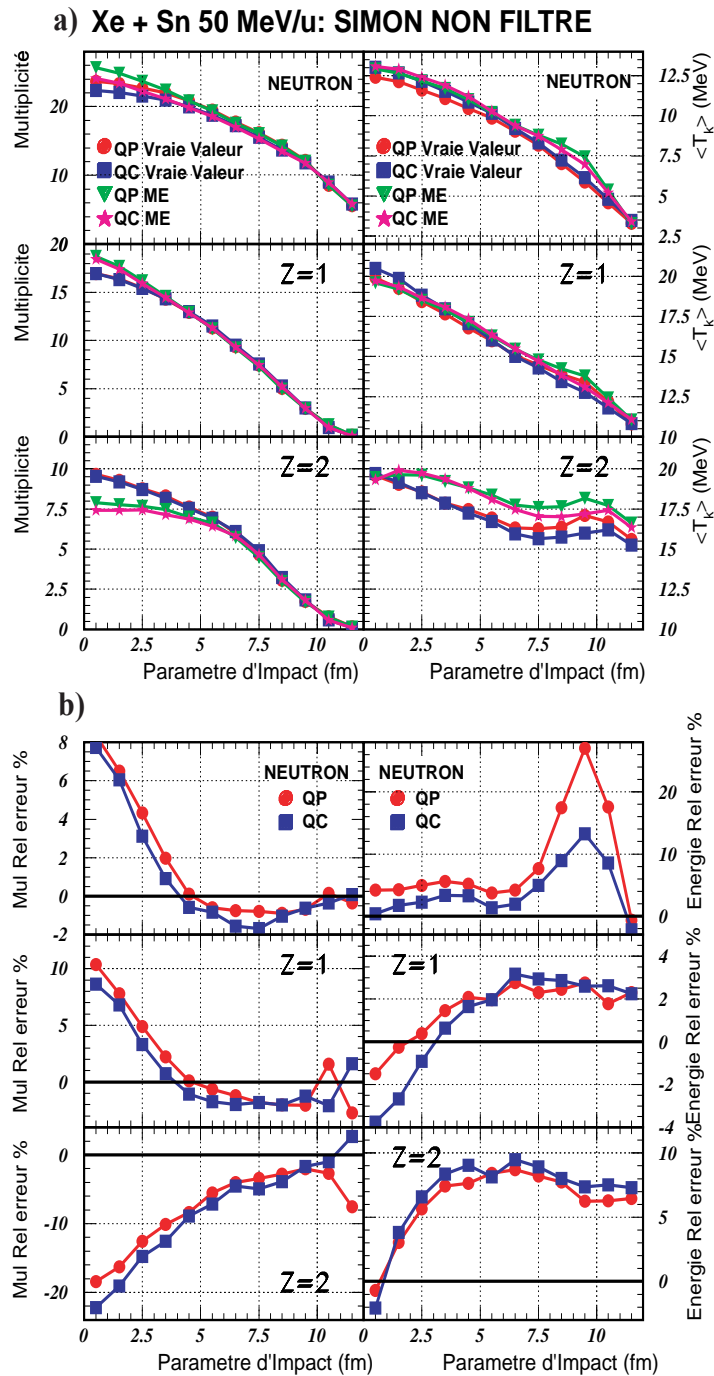


FIG. 2.5 – a) “les Vraies Valeurs” et les valeurs de la multiplicité et de l’énergie cinétique moyenne (dans le repère de l’émetteur) obtenues par la méthode expérimentale pour es neutrons,  $Z=1$  et  $Z=2$ . Seules les collisions binaires pures sont prises en compte. b) Erreurs relatives sur la multiplicité et l’énergie cinétique moyenne (dans le repère de l’émetteur) pour les neutrons,  $Z=1$  et  $Z=2$  entre “les Vraies Valeurs” et les valeurs obtenues par la Méthode Expérimentale. Les cercles concernent le QP et les carrés la QC.

la région où ils sont les plus nombreux. Nous devons rappeler de plus que cette contribution avant est ensuite multipliée par deux. Donc automatiquement, l'importance de cette erreur est doublée. Nous retrouvons cela aussi pour la QC, légèrement accru parce que la QC est plus légère que le QP. Ainsi l'évaluation de la charge de la QC est un peu plus mauvaise que celle du QP. L'énergie d'excitation totale et l'énergie d'excitation par nucléon sont correctement estimées pour tous les paramètres d'impact (Voir la figure 2.4-a). Les erreurs relatives sur l'énergie d'excitation totale et l'énergie d'excitation par nucléon restent inférieures à 6-7 %. L'erreur sur l'évaluation de la masse explique la différence entre ces deux variables. Il est intéressant d'étudier un peu plus en détail ces deux variables en fonction de la violence de la collision. Pour les paramètres d'impact les plus grands, nous remarquons une bosse systématique sur les erreurs relatives autour de  $b=9$  fm. Ceci est dû à la détermination de l'énergie cinétique des neutrons. En effet, la courbe sur la figure 2.5-b concernant les erreurs sur l'énergie cinétique moyenne des neutrons monte et redescend exactement de la même manière en fonction du paramètre d'impact que celle de l'énergie d'excitation. Dans cette zone de paramètres d'impact, nous observons sur la figure 2.6 que l'énergie cinétique de neutrons représente 25 à 30 % de l'énergie d'excitation du QP ou de la QC. Pour estimer cette énergie, nous employons l'énergie moyenne des particules de  $Z=1$  moins une barrière coulombienne. En fait, ce problème est clairement dû à une sous-estimation de cette barrière coulombienne pour ces particules. Nous avons choisi une valeur fixée à 3.5 MeV. Nous avons aussi une légère surestimation de l'énergie cinétique moyenne des  $Z=1$  (3 %), qui est une conséquence directe de "l'effet droite-gauche". Cet effet est confirmé par l'observation d'erreurs importantes sur l'énergie cinétique moyenne des alphas (deux fois plus grandes que celles pour les  $Z=1$ ). Pour les collisions semi-périphériques, l'erreur sur l'énergie d'excitation est plus faible (moins de 2 %). Mais cette erreur est négative. En effet, nous avons perdu des particules légères. La surestimation de l'énergie cinétique des particules légères commence à diminuer parce que l'influence de "l'effet droite-gauche" diminue avec la centralité de la collision. Il existe une autre explication. La contribution des particules venant de la QC, qui est à tort associée au QP, amène à une distribution de vitesses à l'intérieur du cercle coulombien du QP, par conséquent elle donne une contribution énergétique plus faible que les particules venant vraiment du QP. La réciprocité existe pour la QC par symétrie. Pour les collisions centrales, l'erreur sur l'énergie d'excitation augmente de nouveau essentiellement parce que nous ajoutons quelques protons venant de la QC et par conséquent quelques neutrons. Nous trouvons aussi une augmentation de l'erreur sur l'énergie d'excitation par nucléon aux alentours de 8 %. C'est principalement dû à la sous-estimation de la masse à cause du manque d'alphas, qui ne sont pas compensés par l'excédent de protons et de neutrons. Pour achever et confirmer cette analyse, nous avons étudié les poids respectifs de la chaleur de réaction  $Q$  et de l'énergie cinétique de chaque type de particules dans l'énergie d'excitation totale du QP et de la QC. Nous voyons sur la figure 2.6 le rôle essentiel joué par la contribution des neutrons et celui des protons à un moindre degré, dans la surestimation légère de l'énergie d'excitation en ce qui concerne les collisions les plus centrales.

De cette première étude avec "un détecteur parfait de particules chargées", nous pouvons conclure partiellement à propos de la méthode expérimentale. Elle donne une bonne me-

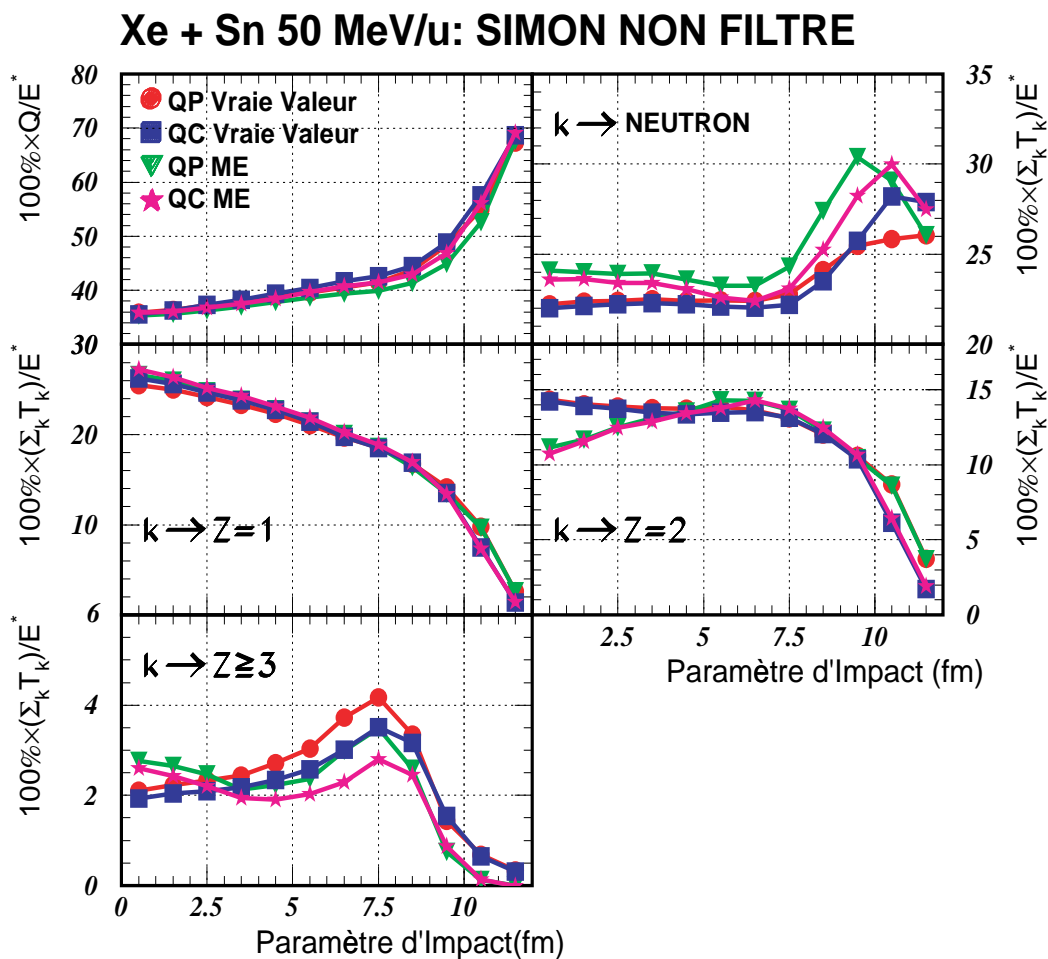


FIG. 2.6 – Présentation des "Vraies Valeurs" et des valeurs obtenues par la méthode expérimentale des poids énergétiques respectifs du Q de réaction, des contributions énergétiques de neutrons,  $Z=1$ ,  $Z=2$  et des FMI dans l'énergie d'excitation du QP et de la QC en fonction de  $b$ . Les cercles concernent le QP et les carrés la QC.

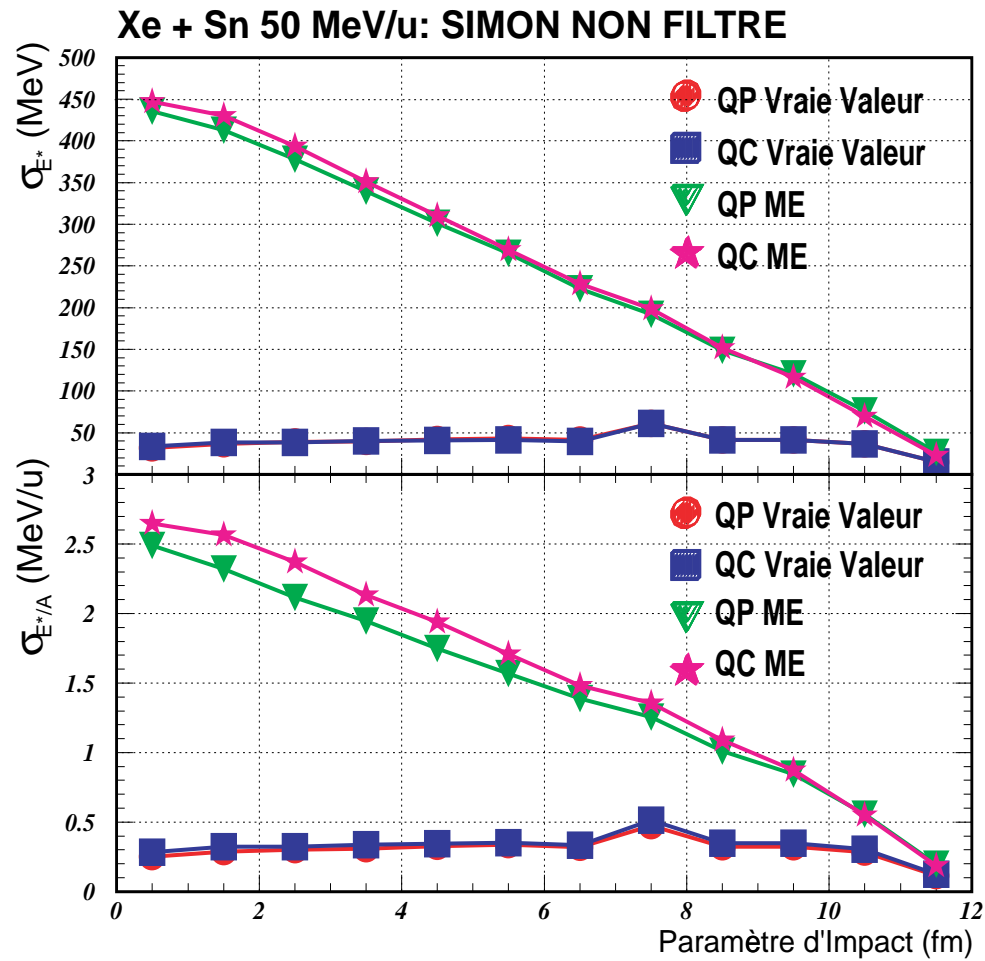


FIG. 2.7 – Présentation des "Vraies Valeurs" et des valeurs obtenues par la méthode expérimentale des fluctuations sur l'énergie d'excitation et sur l'énergie d'excitation par nucléon en fonction du paramètre d'impact.

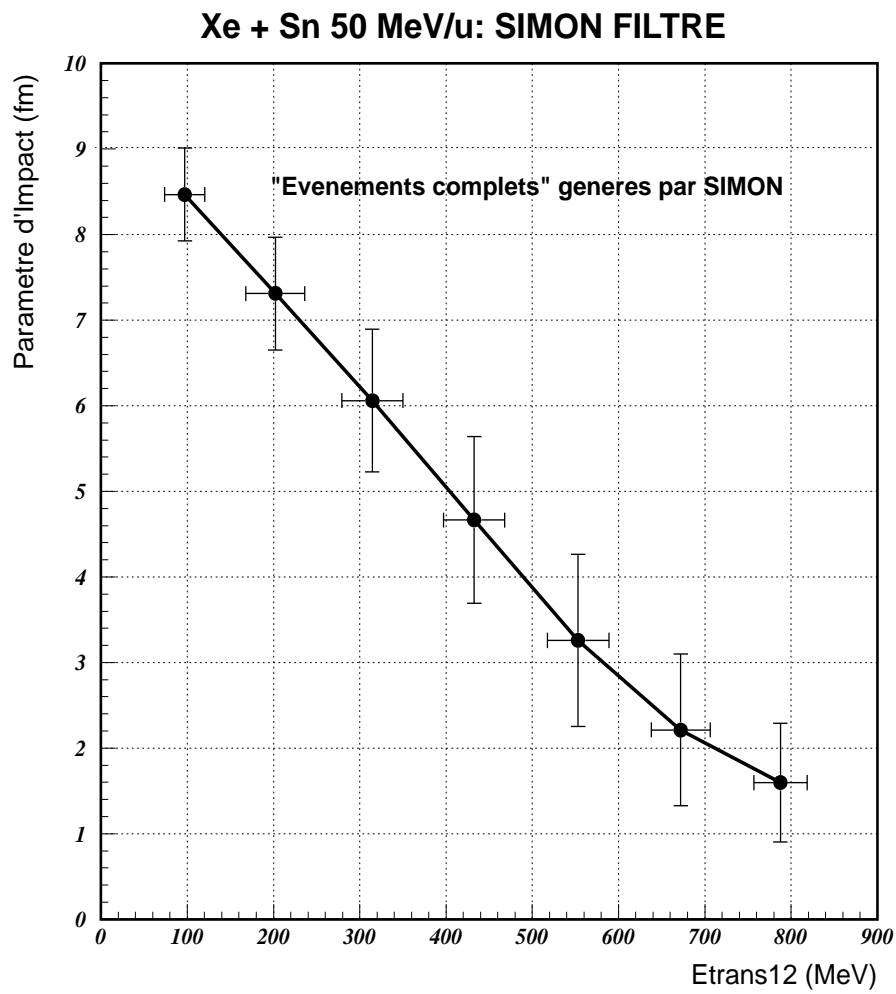


sure de l'énergie d'excitation par nucléon (si nous améliorons efficacement notre méthode d'estimation des caractéristiques des neutrons à partir de celles des protons). D'autre part, la mesure des vecteurs vitesse des sources est perturbée par le fait de ne pas inclure les alphas dans notre reconstruction de ces sources. Plus précisément, leur composante perpendiculaire au faisceau est altérée. Nous pouvons remarquer que cela n'empêche pas de mesurer l'énergie d'excitation pour les collisions périphériques dans le cadre expérimental que nous nous sommes fixés, c'est-à-dire des "collisions binaires pures".

Pour finir cette étude avec un "détecteur parfait de particules chargées", il semble intéressant d'observer l'effet de la méthode expérimentale sur la mesure des fluctuations intrinsèques de l'énergie d'excitation et de l'énergie d'excitation par nucléon. L'énergie d'excitation par nucléon mesurée est employée pour trier des événements dans des méthodes de caractérisation de la transition de phase de la matière nucléaire [25–27]. En fait, la figure 2.7 montre une augmentation importante des fluctuations sur les grandeurs obtenues par la méthode expérimentale quand le paramètre d'impact décroît. Elles ne sont pas corrélées aux fluctuations réelles et elles sont plus grandes de presque un ordre de grandeur. Le mélange entre des événements d'énergies d'excitation différentes est donc très important. Donc l'utilisation de cette méthode telle que présentée ici, dans le cas des collisions binaires de noyaux de masses intermédiaires, peut sembler problématique pour des études telles que celles de la référence [114].

### 2.3.3 Calorimétrie avec INDRA.

La deuxième étape de cette étude nous permettra d'étudier deux aspects : l'influence intrinsèque du filtre expérimental et les effets cumulés de la méthode expérimentale et du filtre sur la qualité des mesures. Avec les critères de qualité sur la détection définis dans le chapitre précédent, une catégorie d'événements a été définie et a été appelée "Événements Complets". Elle correspond aux événements pour lesquels 80 % de la charge initiale  $Z_{tot}$  et de la pseudo-impulsion initiale  $(ZV_{//})_{tot}$  ont été mesurées. Seuls ces événements sont pris en considération parce que nous voulons caractériser non seulement le QP, mais aussi la QC. La détection de la QC est perturbée par les seuils de détection. En tenant compte de l'acceptance du dispositif expérimental, notre critère de choix d'événements implique que nous ne pouvons examiner que 40 % de la section efficace totale de réaction. En effet, ce critère de complétude favorise les collisions semi-périphériques et les collisions centrales comme nous pouvons le voir sur la figure 2.8. Les événements sont aussi triés selon la violence de la collision, avec l'aide de l'énergie transverse totale des PLC,  $E_{t12}$  telle qu'elle est définie au chapitre 1. Sur la figure 2.8, le paramètre d'impact moyen est présenté en fonction de  $E_{t12}$ . Pour étudier l'effet du filtre INDRA seul, "une calorimétrie parfaite" a été faite, c.a.d que l'étiquetage des particules en fonction de leur origine, fourni par le générateur SIMON, a été employé pour reconstruire le QP et la QC. Chaque variable obtenue par cette méthode sera présentée avec l'appellation "Origine Connue" (OC) sur toutes les figures présentées ci-après. La Méthode Expérimentale (ME) a été, elle aussi, appliquée. Les figures 2.9-a et 2.9-b montrent la comparaison des résultats obtenus par ces deux méthodes avec "les Vraies Valeurs" initiales.

FIG. 2.8 – Paramètre d'impact moyen en fonction de  $E_{t12}$ .

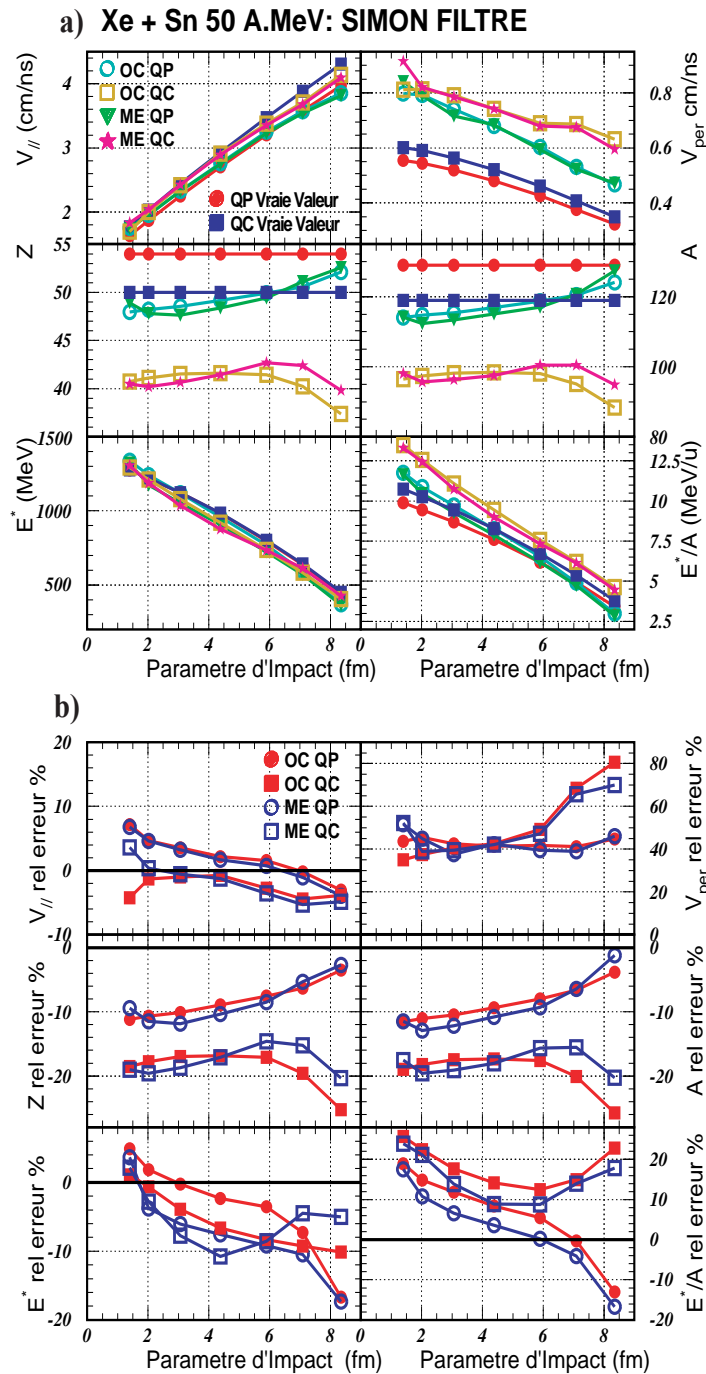


FIG. 2.9 – a) "les Vraies Valeurs" et les valeurs, obtenues par la méthode expérimentale et "La calorimétrie parfaite", de la vitesse parallèle, de la vitesse perpendiculaire, de la charge, de la masse, de l'énergie d'excitation et de l'énergie d'excitation par nucléon des noyaux chauds en fonction du paramètre d'impact. Seules les collisions binaires pures sont prises en compte. Ce travail est fait pour les "Événements complets". b) Erreurs relatives sur la vitesse parallèle, la vitesse perpendiculaire, la charge, la masse, l'énergie d'excitation totale et l'énergie d'excitation par nucléon des noyaux émetteurs entre "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la méthode expérimentale et "La calorimétrie parfaite". Toutes ces variables sont définies en fonction du paramètre d'impact.

Nous remarquons immédiatement un résultat très important : la méthode expérimentale et "La calorimétrie parfaite" sont tout à fait équivalentes pour le QP et le QC. Après le filtre, la méthode expérimentale est aussi efficace qu'une "calorimétrie parfaite". Si nous regardons en détail les mesures des différentes variables caractérisant le QP et la QC, nous remarquons que les vitesses parallèles du QP et de la QC sont mesurées avec une précision meilleure que 5 %. Les composantes perpendiculaires de la vitesse du QP et de la QC sont largement surestimées. Nous avons observé le même effet avec des événements parfaitement détectés. L'effet est plus important après le filtre et principalement pour la QC lors des collisions périphériques. C'est dû à "l'effet droite-gauche" et à la résolution angulaire de la couronne dans laquelle a été détecté le fragment le plus lourd venant de la QC. La masse et la charge du QP sont raisonnablement déterminées avec une erreur relative inférieure 10 %. Par contre, la masse et la charge de la QC sont sous-estimées de 20 %. Cet effet est très important pour les collisions périphériques, parce que la charge du fragment le plus lourd est systématiquement sous-estimée expérimentalement. Comme l'énergie de ce fragment est plus petite que celle correspondant au pouvoir d'arrêt maximum, nous lui avons seulement attribué une valeur de  $Z$  minimale. Pour comprendre cette perte de charge et de masse, nous avons aussi étudié la multiplicité des particules légères. Les résultats de cette étude sont présentés sur les figures 2.10-a et 2.10-b. A cause de l'efficacité géométrique d'INDRA, toutes les multiplicités sont systématiquement sous-estimées, indépendamment de la méthode de reconstruction. Ce défaut est accentué pour les alphas venant de la QC principalement à cause des seuils de détection et de "l'effet droite-gauche" décrit précédemment.

Nous présentons sur la figure 2.11 les fluctuations mesurées de l'énergie d'excitation et de l'énergie d'excitation par nucléon par les deux méthodes. Nous pouvons observer les influences respectives du filtre expérimental et de la méthode expérimentale. Nous remarquons un effet relativement faible du filtre sur la largeur de la distribution d'énergie d'excitation, en regardant les courbes obtenues avec une calorimétrie parfaite (OC). C'est donc essentiellement la méthode expérimentale qui empêche une mesure correcte. La largeur estimée de la distribution d'énergie d'excitation par nucléon est fortement perturbée par la qualité de la mesure des masses du QP et de la QC. L'utilisation de notre méthode expérimentale, telle qu'elle est, pour mesurer l'énergie d'excitation par nucléon, qui sert ensuite à trier les événements et étudier la capacité calorifique d'un noyau chaud, semble problématique. Les résultats de cette étude montrent que nous déterminons l'énergie d'excitation moyenne avec une précision raisonnable due à des effets de compensation entre les différentes variables mesurées. Malgré un mécanisme simpliste de réaction, un accord relativement correct et surprenant est tout de même trouvé entre les données expérimentales et les données simulées par SIMON comme indiqué par la figure 2.12.

## 2.4 Conclusions sur cette analyse.

Dans un cadre expérimental clair : des collisions binaires pures Xe + Sn à 50 MeV/u, nous avons été capables de faire une étude méthodologique permettant de mieux com-

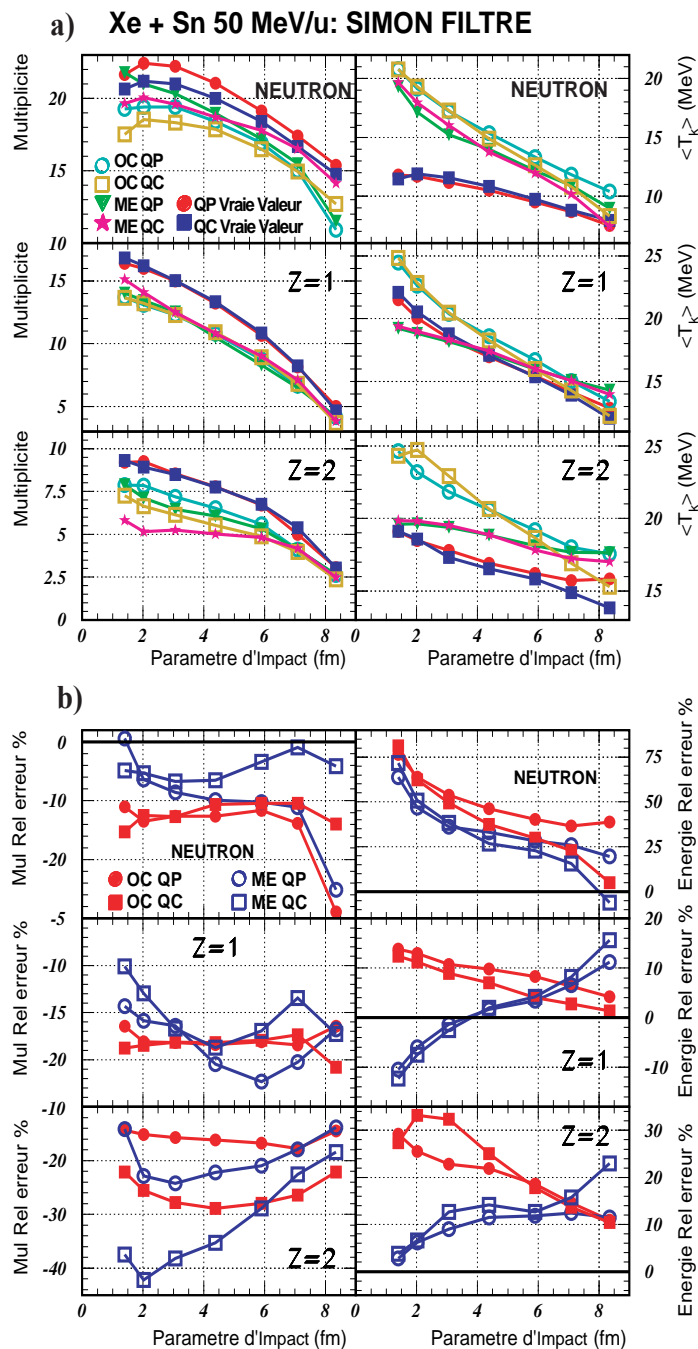


FIG. 2.10 – a) "Les Vraies Valeurs" et les valeurs, obtenues par la méthode expérimentale et la "calorimétrie parfaite", de la multiplicité et de l'énergie cinétique moyenne (dans le repère de l'émetteur) des neutrons,  $Z=1$  et  $Z=2$ . Ce travail est fait pour les événements complets. Seules les collisions binaires pures sont prises en compte. b) Erreurs Relatives entre "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la méthode expérimentale et la calorimétrie parfaite sur la multiplicité et l'énergie cinétique moyenne (dans le repère de l'émetteur) des neutrons,  $Z=1$  et  $Z=2$ . Les cercles concernent le QP et les carrés la QC.

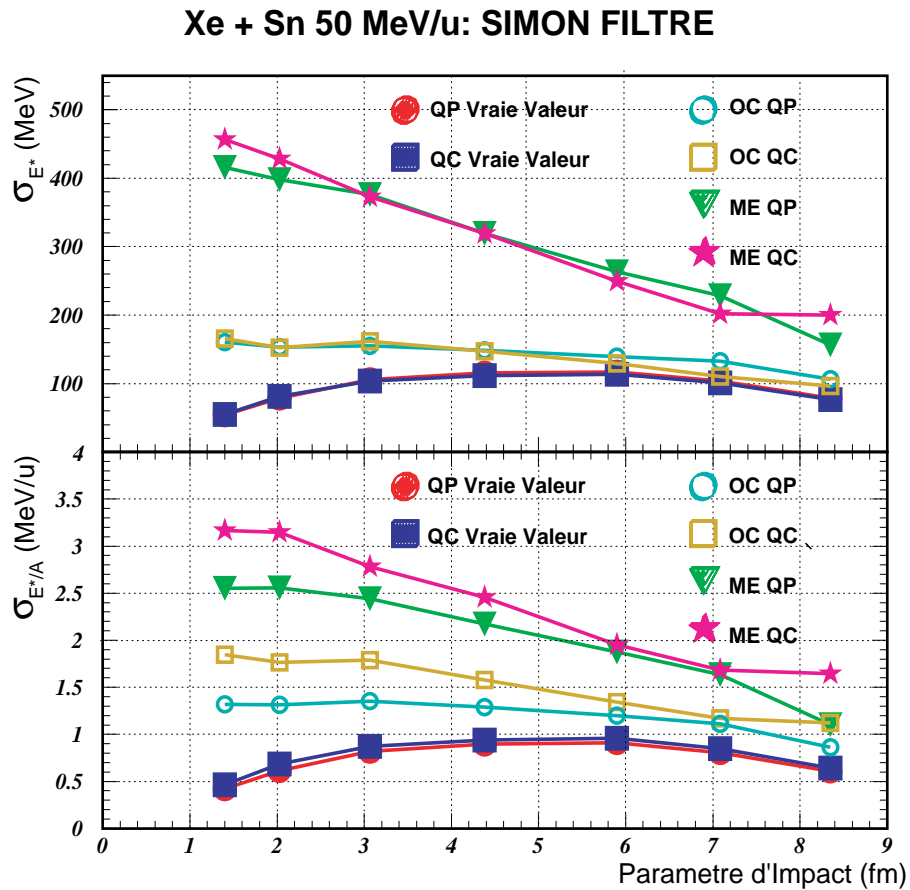


FIG. 2.11 – "Les Vraies Valeurs" et les valeurs des fluctuations de l'énergie d'excitation totale et de l'énergie d'excitation par nucléon obtenues par la méthode expérimentale et la Calorimétrie Parfaite en fonction du paramètre d'impact.

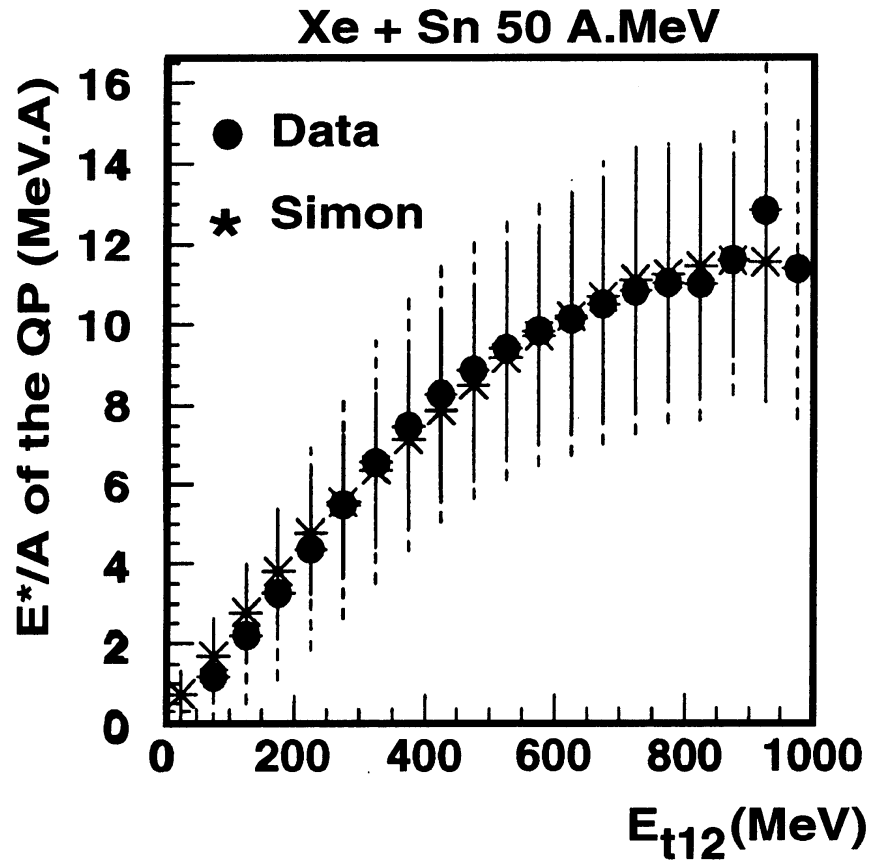


FIG. 2.12 – L'énergie d'excitation par nucléon obtenue par la méthode expérimentale en fonction du  $E_{t12}$ . Les cercles noirs correspondent aux données expérimentales et les croix aux données simulées par SIMON.

prendre une calorimétrie nucléaire classique employée par les collaborations NAUTILUS et INDRA. Selon un protocole spécifique, nous avons essayé de déconvoluer et d'extraire de cette étude les facteurs importants agissant sur les mesures de l'énergie d'excitation et de la masse. Nous avons montré que les déterminations de la vitesse de l'émetteur et de la contribution des neutrons sont les éléments cruciaux qui agissent sur la qualité de nos mesures. Nous avons vu que la calorimétrie peut être considérée comme correcte, même quand les contributions du QP et de la QC sont mélangées, grâce à des effets de compensation dans ce cas. Nous avons démontré l'importance fondamentale des effets de recul en révélant "l'Effet droite-gauche" pour ces noyaux de masse intermédiaire autour 100 uma, comme observé expérimentalement par la collaboration INDRA [40]. Cela implique que la détermination de la vitesse du noyau émetteur nécessite d'employer toutes les particules chargées pour être correcte. L'énergie d'excitation et l'énergie d'excitation par nucléon du QP sont mesurées avec environ 6-7 % d'erreur avant le filtre et de 10 jusqu'à 20 % après le filtre dans le cadre de collisions binaires pures Xe + Sn à 50 MeV/u. Les seuils expérimentaux dégradent la qualité de la caractérisation de la QC. La non détection des neutrons est problématique pour faire une calorimétrie correcte. L'évaluation de la contribution des neutrons reste le problème principal. Pour améliorer l'évaluation de la multiplicité des neutrons, il semble intéressant d'employer le code semi-empirique EPAX [115] ou le paramétrage donné dans la référence [116] plutôt que la vallée de stabilité pour déterminer la masse des fragments froids à partir de leur charge. Concernant l'évaluation de l'énergie cinétique moyenne des neutrons, nous aurions dû calculer une barrière coulombienne apparente en prenant la valeur moyenne entre les barrières du noyau initial et du résidu final. Pour des collisions binaires Xe + Sn à 50 MeV/u, les méthodes calorimétriques comme notre méthode expérimentale ne permettent pas une mesure précise des variances de l'énergie d'excitation et de l'énergie d'excitation par nucléon. La multiplication de la contribution évaporative isolée dans une partie limitée d'espace augmente systématiquement la largeur des distributions. Nous espérons avoir prouvé qu'une telle étude méthodologique est essentielle pour étudier quantitativement la thermodynamique de la matière nucléaire chaude créée par collision d'ions lourds. Mais il est clair aussi que les erreurs estimées sont seulement valables pour la réaction d'intérêt, pour le mécanisme de réaction considéré et le dispositif expérimental utilisé. Ce type d'étude doit être refait dès qu'un de ces paramètres est changé. La méthode expérimentale permet de tenir compte partiellement de "l'émission au col" pour la reconstruction des noyaux chauds mais pas pour la détermination de leur vitesse. Sa nature et son influence sur la répartition de la matière et de l'énergie entre le quasi-projectile (QP) et la quasi-cible (QC) ne sont pas encore bien comprises. Nous n'avons pas étudié dans ce chapitre les perturbations produites par les particules de prééquilibre sur la reconstruction des noyaux chauds. En fait, pour évaluer l'influence de ces derniers facteurs, nous avons besoin d'une autre simulation, qui peut gérer vraiment chaque étape de la réaction. Nous verrons dans le chapitre 5 qu'il existe un générateur HIPSE [117], qui gère ces deux aspects.





# Chapitre 3

## Étude méthodologique de la thermométrie des noyaux chauds

### 3.1 Introduction

La thermométrie, c'est à dire la mesure de la température des noyaux chauds, est l'autre aspect expérimental important de l'étude de la matière nucléaire chaude formée par collisions d'ions lourds. Cette mesure doit être le plus possible indépendante de celle de l'énergie d'excitation, si on veut construire des courbes caloriques qui aient une véritable signification physique. Nous allons voir par la suite, que cette notion de température nucléaire introduite en 1936 par J.Frenkel, est par essence extrêmement délicate d'utilisation tant d'un point de vue théorique qu'expérimental.

Théoriquement, il est souvent défini deux types de température [118, 119] : une température dite "nucléaire", qui correspondrait à une température "microcanonique" [29] et une température dite "thermodynamique" [118, 119], qui correspondrait, elle, à une température canonique ou grand canonique. Ces deux températures ne deviennent identiques qu'à la limite thermodynamique. Le noyau chaud étant un système thermodynamique isolé ayant un petit nombre de nucléons, cette dernière condition n'est jamais remplie. L'utilisation d'un ensemble canonique ou même grand canonique ne semble donc pas adéquate. Ceci est d'ailleurs confirmé dans les références [35, 76, 120] pour un gaz parfait ou pour un gaz de Fermi. En effet l'utilisation de ces ensembles, pour l'étude de systèmes isolés mésoscopiques, engendre des fluctuations relatives importantes sur l'énergie interne et le nombre de particules, qui sont logiquement parfaitement définis pour de tels systèmes.

La notion de température "thermodynamique" apparaît donc très approximative. Toutes les méthodes utilisées pour mesurer la température d'un noyau chaud sont pourtant basées sur l'hypothèse que la thermodynamique du noyau chaud peut être décrite soit par un ensemble canonique soit par un ensemble grand canonique. Nous pouvons donc seulement affirmer que la mesure de la température "nucléaire" sera d'autant plus significative que le noyau chaud étudié sera constitué d'un grand nombre de constituants.

Expérimentalement, pour parler de température, il faut aussi nécessairement admettre que le noyau ait eu le temps, lors de la collision, de se thermaliser. Nous avons vu dans le chapitre 1, qu'il est difficile de trancher cette question dans le domaine des énergies de Fermi. Cette thermalisation sera donc souvent, soit supposée, sans être prouvée expérimentalement, en tenant compte des indications de calculs dynamiques, soit démontrée expérimentalement d'une manière plus ou moins rigoureuse et indubitable.

Nous allons dans la première section de ce chapitre présenter les bases théoriques des différentes thermométries, les plus couramment utilisées. Puis nous allons expliquer dans la section suivante comment elles sont effectivement appliquées. Nous allons définir des limitations, liées à la physique et aux hypothèses sur lesquelles elles sont basées.

Dans la troisième section, nous allons juger la qualité effective des mesures de température en déterminant l'incertitude relative existant sur ces mesures. Nous allons essayer d'identifier les causes de ces incertitudes. Pour cela, nous allons faire une analyse méthodologique, analogue à celle présentée dans le chapitre précédent concernant la mesure de l'énergie d'excitation du noyau chaud. Nous allons plus particulièrement nous concentrer sur les méthodes de mesure basées sur l'étude des spectres en énergie des particules évaporées par le noyau. Nous allons utiliser pour notre étude GEMINI de R.Charity [121–123] et SIMON, créé par D.Durand [103]. Les bases théoriques de ces deux modèles sont identiques à celles qui ont permis d'établir ces méthodes de mesure.

Construire des spectres d'évaporation de particules légères est une tâche expérimentale très difficile. Nous avons vu, dans les deux premiers chapitres, que les mécanismes de réactions ont une importance fondamentale lorsque nous cherchons à caractériser un noyau chaud. Il n'est pas évident de décorrélérer ce qui provient de la collision de ce qui est dû effectivement à la désexcitation du noyau chaud. L'ensemble de la théorie, sur laquelle est basée la thermométrie nucléaire, est faite en supposant, que nous sommes en présence d'un noyau chaud isolé. Mais lors de collisions d'ions lourds, il est clair que cette hypothèse est fautive. Le processus d'évaporation sera obligatoirement perturbé par le champ coulombien des autres participants à la collision et peut-être même par leur champ nucléaire, s'ils sont très proches. L'utilisation des données expérimentales est loin d'être facile. Nous ne connaissons pas l'origine des particules détectées. Il y a un mélange entre les particules venant effectivement du noyau chaud d'intérêt et celles provenant du prééquilibre ou de la désexcitation d'un autre noyau.

Il faut reconstruire la vitesse initiale du noyau émetteur. Cette reconstruction du repère initial se fait en utilisant une certaine procédure expérimentale. Il faut bien sûr essayer de comprendre l'influence de celle-ci sur la construction des spectres énergétiques et par conséquent sur la mesure de la température. Nous parlerons dans ce cas d'effet expérimental.

Le dispositif expérimental de détection a une certaine efficacité de détection. Il présente une identification en charge et en masse, des seuils de détection et d'identification, une résolution angulaire et une résolution énergétique limitées, qui engendreront aussi certaines altérations des spectres énergétiques. Nous parlerons dans ce cas d'effet du filtre expérimental.

Un autre aspect important, souvent négligé est celui de la statistique. En effet, les études calorimétriques nécessitent des sélections d'événements tant du point de vue de la

qualité de la mesure de l'événement que pour isoler des sources thermalisées toutes de même nature, pouvant être assimilées à un ensemble statistique "microcanonique". Ces sélections peuvent amener des biais géométriques sur les propriétés des particules légères évaporées (voir la sous-section 2.3.2) du chapitre 2. Il est nécessaire aussi de tenter d'éliminer le plus parfaitement possible les contributions non évaporées par le noyau étudié. Ces deux types de sélection peuvent engendrer des problèmes importants de statistique. L'estimation de la température n'étant pas directe, il est nécessaire par exemple d'utiliser des méthodes numériques d'ajustements, dont la qualité dépend de la statistique effectivement présente dans le spectre expérimental.

Pour essayer de comprendre l'influence de chacun de ces facteurs expérimentaux, nous allons suivre un protocole bien spécifique. Nous allons nous placer dans le cas physique idéal d'un noyau chaud isolé dont l'énergie d'excitation initiale et la vitesse initiale sont connues. Ceci va nous permettre de nous débarrasser dans un premier temps des problèmes liés à la collision elle-même.

Nous allons d'abord supposer que nous disposons d'un multidétecteur parfait. Nous allons pouvoir ainsi appliquer notre méthode de mesure de "manière parfaite" indépendamment du processus de formation du noyau chaud et de l'ensemble de détection. Nous allons étudier ainsi **l'effet de la méthode** de mesure.

Nous allons ensuite essayer de jauger la seule influence du filtre expérimental sur la mesure. Nous allons utiliser pour cela les générateurs d'événements ainsi que le filtre informatique simulant la détection du multidétecteur INDRA [110] [111]. La qualité de ce dernier a été validée pour les réactions  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à toutes les énergies incidentes étudiées. Il a été vérifié qu'il ne distordait pas les données obtenues par la collaboration INDRA pour ce système. Pour les particules évaporées effectivement détectées, nous allons ensuite reconstruire les spectres d'énergie dans le véritable repère du noyau chaud initial. Nous allons juger ainsi ce que nous allons appeler **l'effet du filtre**. Pour finir, nous allons étudier les événements simulés et filtrés en reconstruisant le repère initial par la méthode expérimentale usuelle (voir le chapitre 1). Nous allons ainsi tester les effets cumulés sur la mesure de la température de la méthode utilisée, du filtre expérimental et du protocole de reconstruction du repère du noyau chaud. Nous parlerons alors d'étude de **l'effet expérimental**. A partir de cette étude, nous devrions pouvoir conclure sur la meilleure méthode de mesure de la température.

## 3.2 Théories mises en jeu dans les différentes méthodes de mesure

### 3.2.1 La théorie de Weisskopf

Il faut d'abord rappeler que cette théorie est basée sur l'hypothèse de Bohr d'indépendance entre la phase de formation et de désexcitation du noyau chaud. Le noyau chaud est supposé être à l'équilibre thermodynamique. La théorie de Weisskopf [76, 107] propose une description statistique du processus d'émission d'une particule par un noyau chaud ther-

malisé. Pour une énergie d'excitation assez grande, le noyau possède un continuum d'états d'énergie. La transition entre états peut être décrite statistiquement. D'après la règle d'or de Fermi, la probabilité de transition par unité de temps entre un état 1 et un état 2 est donnée par :

$$\frac{dN_{1 \rightarrow 2}}{dt} = |M_{1 \rightarrow 2}|^2 \rho_2 \quad (3.1)$$

Avec  $|M_{1 \rightarrow 2}|^2$  élément 1,2 de la matrice de transition et  $\rho_2$  densité d'état final.

L'approche statistique consiste à supposer  $|M_{1 \rightarrow 2}|^2$  constant. La probabilité d'émission est alors proportionnelle à la capacité d'accueil de l'état final. Le principe de microréversibilité permet d'obtenir la relation, connue sous le nom de principe de la balance détaillée, reliant les probabilités de transition entre deux états 1 et 2 et leurs densités d'états énergétiques :

$$\rho_1 P_{1 \rightarrow 2} = \rho_2 P_{2 \rightarrow 1} \quad (3.2)$$

Nous en déduisons que la probabilité d'émission par unité de temps d'une particule appelée a, d'énergie cinétique  $\varepsilon$  à  $d\varepsilon$  près, par un noyau initial i, est :

$$\frac{d^2 P}{d\varepsilon dt} = g \times \frac{4\pi p^2}{h^3} \sigma_c(\varepsilon) \times \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E_i^*)} \quad (3.3)$$

Où g est le facteur de dégénérescence dû au spin,  $\sigma_c$  est la section efficace de capture de la particule a par le noyau final f. La variable p est l'impulsion relative de la particule a.  $\rho_f$  et  $E_f^*$  sont respectivement la densité d'états et l'énergie du noyau final tandis que  $\rho_i$  et  $E_i^*$  sont celles du noyau initial.

Pour obtenir cette équation, la masse de la particule émise est supposée négligeable par rapport à celle du noyau final ( $\varepsilon$  est l'énergie relative entre les 2 noyaux).

En introduisant la probabilité totale P de désintégration par unité de temps :

$$P = \sum_a \int P_a(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.4)$$

nous obtenons la probabilité relative correspondant à l'émission de la particule a :

$$\frac{P_a(\varepsilon) d\varepsilon}{P} = \frac{g p^2 \sigma_c(\varepsilon) \rho_f(E_f^*) d\varepsilon}{\sum g \int_0^{+\infty} p^2 \sigma_c(\varepsilon) \rho_f(E_f^*) d\varepsilon} \quad (3.5)$$

L'équation précédente peut être écrite sous une forme différente en introduisant le concept thermodynamique de la température. On introduit généralement, dans une représentation canonique, la température thermodynamique pour un système en équilibre avec un thermostat, celui-ci imposant sa température T au système. Ici, nous ne rediscutons pas de la validité du choix de cette représentation canonique pour décrire le comportement thermodynamique d'un noyau chaud isolé. En se plaçant dans la représentation canonique, on peut relier la densité d'état à la température :

$$\rho(E^*) \propto \exp\left(\frac{E^*}{T}\right) \quad (3.6)$$

Cette relation est vraie sur un intervalle énergétique où la température  $T$  peut être considérée constante, ce qui ne sera pas vrai à basse énergie d'excitation. En remplaçant la densité d'états par la valeur ci-dessus dans l'équation 3.5 et en tenant compte de la conservation de l'énergie, nous obtenons :

$$P_a(\varepsilon) = Agp^2\sigma_c(\varepsilon)\exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right) \quad (3.7)$$

Il est important de noter que la température prise ici est celle du noyau dans l'état final donc celle du résidu. Dans cette équation,  $A$  est une constante de normalisation. Dans une approximation classique, où l'on assimile le noyau à un corps noir absorbant toute particule avec sa section efficace géométrique, et où  $B_a$  est la barrière coulombienne associée, nous avons alors :

$$\sigma_c = \begin{cases} 0 & \text{si } \varepsilon \leq B_a \\ \pi R^2 \left(1 - \frac{B_a}{\varepsilon}\right) & \text{si } \varepsilon > B_a \end{cases} \quad (3.8)$$

Le report de la section efficace dans l'équation 3.7, permet de réécrire cette équation sous une forme normalisée ( $\int P_a d\varepsilon = 1$ ) :

$$P_a(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{si } \varepsilon \leq B_a \\ \frac{(\varepsilon - B_a)}{T^2} e^{-\left(\frac{\varepsilon - B_a}{T}\right)} & \text{si } \varepsilon > B_a \end{cases} \quad (3.9)$$

Ce type de fonctionnelle est présenté sur la figure 3.1.

L'équation 3.9 conduit à un certain nombre de propriétés intéressantes pour cette distribution d'énergie. Nous les présentons ci-dessous :

$$P_a(\varepsilon) \text{ est maximale pour } (\varepsilon)_{N(\varepsilon)_{max}} = B_a + T \quad (3.10)$$

La valeur moyenne du spectre est telle que :

$$\langle \varepsilon \rangle = B_a + 2T \quad (3.11)$$

L'écart type d'une telle fonction est :

$$\sigma_\varepsilon^2 = 2 \times T \quad (3.12)$$

### 3.2.2 La méthode des rapports isotopiques : une autre approche statistique

S. Albergo et al. [124] ont proposé un nouveau modèle où ils assimilent le noyau chaud à un gaz de nucléons et de fragments ( $A, Z$ ) à l'équilibre thermique ( $T$ ) et chimique ( $\mu$ ), dans un certain volume de "freeze-out" ( $V$ ). Pour une température suffisante, supérieure à quelques MeV, le système peut être considéré comme dilué ( $\rho < \frac{\rho_0}{2}$ ), ce qui permet de négliger les interactions entre particules et le caractère quantique de celles-ci. L'ensemble

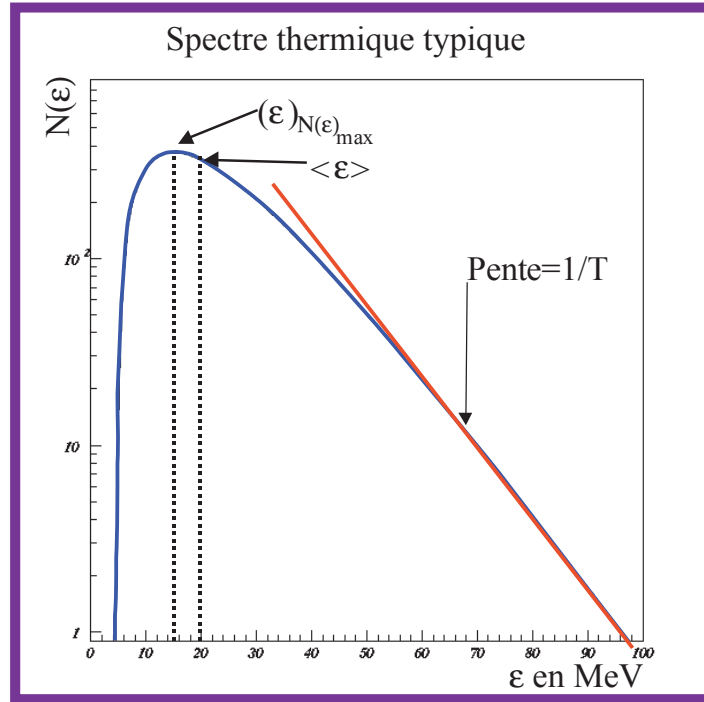


FIG. 3.1 – Exemple de spectre d'évaporation typique

peut alors être assimilé à un gaz parfait. Cette méthode paraît bien adaptée à l'estimation de la température dans le cas d'une multifragmentation du noyau chaud. En se plaçant dans le cadre de la statistique de Maxwell-Boltzmann et en utilisant le formalisme grand canonique, nous pouvons obtenir la densité moyenne de fragments  $(A, Z)$  composant le gaz :

$$\rho(A, Z) = \frac{A^{3/2} \times \omega(A, Z)}{\lambda_{T_n}^3} \times \exp\left[\frac{\mu(A, Z)}{T}\right] \quad (3.13)$$

Où,  $\lambda_{T_n}$  est la longueur d'onde du nucléon thermalisé et  $\mu(A, Z)$  est le potentiel chimique de la particule  $(A, Z)$ .

$\omega(A, Z)$  est la fonction de partition interne prenant en compte les niveaux excités (d'énergie  $E_j$  et de degré de dégénérescence  $s_j$ ) de la particule  $(A, Z)$  et est définie par la relation ci-dessous :

$$\omega(A, Z) = \sum_j [2s_j(A, Z) + 1] \times \exp\left[-\frac{E_j(A, Z)}{T}\right] \quad (3.14)$$

L'équilibre chimique du système se traduit par l'égalité des potentiels chimiques :

$$\mu(A, Z) = Z\mu_{pf} + (A - Z)\mu_{nf} + B(A, Z) \quad (3.15)$$

où  $B(A, Z)$  est l'énergie de liaison de la particule  $(A, Z)$ .  $\mu_{pf}$  et  $\mu_{nf}$  sont les potentiels chimiques respectifs des protons libres ( $pf$ ) et des neutrons libres ( $nf$ ).

En combinant les équations 3.13 et 3.15, on peut alors lier la densité moyenne de fragments  $\rho(A, Z)$  aux densités de protons libres ( $\rho_{pf}$ ) et de neutrons libres ( $\rho_{nf}$ ).

En introduisant le taux de production  $Y(A, Z)$  d'un fragment  $(A, Z)$ , dans le contexte proposé, on a :

$$\frac{Y(A_1, Z_1)}{Y(A_2, Z_2)} = \frac{\rho(A_1, Z_1)}{\rho(A_2, Z_2)} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{3/2} \left(\frac{\lambda_{Tn}^3}{2}\right)^{A_1 - A_2} \frac{\omega(A_1, Z_1)}{\omega(A_2, Z_2)} \rho_{pf}^{Z_1 - Z_2} \times \rho_{nf}^{(A_1 - Z_1) - (A_2 - Z_2)} \times \exp\left[\frac{B(A_1, Z_1) - B(A_2, Z_2)}{T}\right] \quad (3.16)$$

En prenant un couple d'isotopes ( $A_2 = A_1 + 1, Z_2 = Z_1$ ), nous obtenons l'expression de la densité de neutrons libres en fonction de  $Y(A_1, Z_1) / Y(A_1 + 1, Z_1)$  et de la température. Nous pouvons donc extraire la température à partir de 2 couples d'isotopes choisis de la même façon, comme l'explique la relation suivante :

$$T = \frac{b}{\ln(aR)} \text{ avec } R = \frac{Y(A_1, Z_1)}{Y(A_1 + 1, Z_1)} \times \frac{Y(A_2 + 1, Z_2)}{Y(A_2, Z_2)} \quad (3.17)$$

avec

$$b = [B(A_1, Z_1) - B(A_1 + 1, Z_1)] - [B(A_2, Z_2) - B(A_2 + 1, Z_2)] \quad (3.18)$$

$$a = \left[\frac{A_2}{A_2 + 1}\right]^{\frac{3}{2}} \times \frac{\omega(A_2, Z_2)}{\omega(A_2 + 1, Z_2)} \times \left[\frac{A_1 + 1}{A_1}\right]^{\frac{3}{2}} \times \frac{\omega(A_1 + 1, Z_1)}{\omega(A_1, Z_1)} \quad (3.19)$$

### 3.2.3 Peuplement des niveaux excités des noyaux chauds.

Cette méthode de mesure est aussi basée sur la théorie de Weisskopf [76, 125, 126]. En effet, celle-ci permet aussi de prévoir les probabilités d'évaporation de n'importe quelle particule ou agrégat quel que soit son état d'excitation (voir équation 3.5). Celles-ci dépendent essentiellement de l'énergie d'excitation, des barrières et des énergies de liaison associées aux particules d'intérêt. Nous supposons que l'agrégat est en équilibre thermodynamique avec le noyau émetteur, considéré comme un thermostat de température  $T$ . Dans ce cas, le peuplement des niveaux d'énergies de l'agrégat est proportionnel au facteur de Boltzman  $e^{\frac{-E^*}{T}}$ . Nous pouvons en déduire que le rapport entre le nombre de fragments de même nature émis dans deux états d'énergie différents est donné par l'expression suivante :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \times \exp\left(\frac{-(E_1^* - E_2^*)}{T}\right) \quad (3.20)$$

Avec  $N_1$  et  $N_2$ , le nombre de fragments respectivement émis dans l'état d'excitation 1 et 2, sachant que l'état 2 est l'état de moindre énergie.  $J_1$  et  $J_2$  sont les spins respectifs des deux niveaux d'énergie d'intérêt et  $T$  la température du noyau chaud. Nous pouvons donc en déduire facilement la température à partir de cette équation. Si nous posons  $\Delta E^* = E_1^* - E_2^*$ , nous pouvons écrire que :

$$T = \frac{\Delta E^*}{\ln\left(\frac{N_2 \times (2J_1 + 1)}{N_1 \times (2J_2 + 1)}\right)} \quad (3.21)$$



### 3.3 Présentation des méthodes expérimentales de mesure utilisées

#### 3.3.1 Thermométrie à partir des spectres en énergie des particules chargées

##### Principe de la mesure

Nous avons vu dans la section précédente que la théorie de Weisskopf permet de prévoir la forme attendue, pour les spectres en énergie des particules évaporées par un noyau chaud. Un exemple est d'ailleurs présenté sur la figure 3.1. Nous devons pouvoir reproduire le spectre énergétique d'un type donné de particule par la fonctionnelle suivante :

$$\frac{dN(\varepsilon)}{d\varepsilon} = C \times \frac{(\varepsilon - B)}{T^2} \times \exp\left(-\frac{\varepsilon - B}{T}\right) \quad (3.22)$$

La forme du spectre dépend de trois paramètres C, B et T. Les deux paramètres importants sont la température T et la barrière B (C est un facteur de normalisation). Le principe de la mesure consiste donc à ajuster sur un spectre énergétique expérimental une fonctionnelle comme celle définie par l'équation 3.22. Nous avons choisi d'utiliser deux tests d'ajustement : le classique test du  $\chi^2$  et le test d'ajustement de Kolmogorov-Smirnov. Nous prenons en considération les jeux de paramètres C, B et T pour chacun des tests, qui offre le meilleur "ajustement". Nous discutons les procédures d'ajustement plus en détail dans l'annexe A. Ceci nous donne deux estimations de la température  $T_{\chi^2}$  et  $T_{Kolmo}$ . Nous avons aussi la possibilité d'estimer la température en utilisant les équations 3.11 et 3.12. En effet nous pouvons en déduire que

$$T_{\sigma_\varepsilon} = \frac{\sigma_\varepsilon}{\sqrt{2}} \quad (3.23)$$

$$T_{\langle \varepsilon \rangle} = \frac{\langle \varepsilon \rangle - B_a}{2} \quad (3.24)$$

Pour la dernière, nous avons besoin de connaître la valeur de  $B_a$ , nous utilisons donc une valeur de cette variable calculée à partir d'une moyenne pondérée des valeurs de  $B_a$  obtenues par les deux tests d'ajustement.

##### Limitations intrinsèques à la méthode

Il faut bien se rappeler que la température qui intervient dans l'expression 3.22 n'est pas la température du noyau initial mais celle du résidu d'évaporation. Cette théorie n'est logiquement valide que pour l'émission d'une seule particule, donc l'émission multiple, qui apparaît à hautes énergies d'excitation, n'est pas traitée explicitement. Il faut donc supposer un processus séquentiel d'émission multiple de particules. Après chaque évaporation, le noyau perd une partie de son énergie d'excitation, donc subit un refroidissement progressif.

La théorie de Weisskopf ne traite surtout pas une éventuelle multifragmentation simultanée du noyau.

La désexcitation engendre aussi des effets de recul. Après chaque émission, le noyau résiduel bouge à cause de la conservation de l'impulsion, si bien qu'il s'éloigne de sa position précédente dans l'espace des vitesses. Or, tous les calculs sont effectués dans le repère initial, cela engendre donc une erreur systématique sur l'estimation de l'énergie cinétique des particules évaporées suivantes. Ne connaissant pas l'ordre d'émission des particules, il est impossible de corriger cet effet dû à la cascade évaporative.

Il faut aussi remarquer qu'il y a dans le même temps, une évolution de la probabilité d'émission d'un type de particule donnée au fur et à mesure du refroidissement. Les instants moyens d'émission des particules varient donc au cours du temps selon leur nature.

Les particules émises par le noyau chaud peuvent être elles-mêmes excitées et donc se désexciter à leur tour, donnant lieu à ce qu'on appelle de l'émission secondaire. Le cas, le plus évident est celui de la fission. Ces émissions secondaires, lorsqu'elles existent, perturbent les spectres énergétiques, leur repère d'émission n'ayant rien à voir avec le repère initial du noyau chaud étudié.

Il peut aussi y avoir des perturbations engendrées par d'éventuels effets collectifs, tels que l'expansion ou la rotation du noyau chaud.

Pour pouvoir appliquer cette méthode, il faut d'abord être capable de reconstruire le spectre d'énergie des particules évaporées dans le repère du noyau émetteur. Il y a déjà pour cela deux difficultés fondamentales : la reconstruction de la vitesse initiale du noyau chaud et l'identification des particules effectivement évaporées par ce noyau chaud. Nous avons déjà discuté dans le chapitre précédent et dans l'introduction ci-dessus les difficultés expérimentales rencontrées pour atteindre ce but.

La mesure se faisant à la fin de la chaîne de désexcitation, la forme des spectres va refléter en moyenne l'ensemble de ces effets. Par conséquent, les spectres ne présentent pas une même pente apparente selon la nature de la particule émise, comme nous le verrons par la suite. Il y a donc clairement une erreur systématique de mesure due au principe même de la mesure. Un de nos objectifs est donc de comprendre les liens existant entre la température initiale véritable du noyau chaud et celle apparente associée à chacune des particules étudiées.

### 3.3.2 Thermométrie à partir des doubles rapports isotopiques

#### Principe de la mesure

Pour appliquer cette méthode, il suffit donc de compter les particules effectivement émises par le noyau chaud en fonction de leur nature. A priori, elle est plus simple que la méthode précédente et n'est pas perturbée par d'éventuels effets collectifs. Dans l'article original de S.Albergo, seuls les ratios composés d'isotopes de H (sans protons pour éviter le prééquilibre) et He étaient utilisés ; dans ce cas la fonction de partition interne se réduit au facteur de dégénérescence des niveaux fondamentaux (les états excités étant considérés comme trop élevés pour être peuplés). Pour appliquer la relation 3.17 à d'autres isotopes, il

Doubles rapports	b (MeV)	a	Doubles rapports	b (MeV)	a
$p/d/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	18, 35	5, 51	${}^{12}\text{B}/{}^{13}\text{B}/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	15.70	1.95
$d/t/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	14, 32	1, 59	${}^{12}\text{C}/{}^{13}\text{C}/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	15.63	2.93
$p/d/{}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$	5, 03	2, 53	${}^{13}\text{C}/{}^{14}\text{C}/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	12, 40	0, 73
$d/t/{}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$	0, 99	0, 73	${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	13, 32	2, 18
${}^9\text{Be}/{}^{10}\text{Be}/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	13, 76	0, 380	${}^7\text{Li}/{}^8\text{Li}/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	18, 54	1, 98
${}^{11}\text{B}/{}^{12}\text{B}/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	17, 21	1, 11	${}^8\text{Li}/{}^9\text{Li}/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	16, 51	1, 24

TAB. 3.1 – Paramètres a et b calculés à partir des équations 3.18 et 3.19 pour différents doubles rapports isotopiques.

faudrait par contre considérer l'ensemble des niveaux excités, pouvant être peuplés compte tenu de T et décroissant sur le niveau fondamental par émission  $\gamma$ . Mais, en général, les particules ne sont considérées que dans leur état fondamental. Par conséquent, T ne sera là aussi qu'une température apparente. Dans le tableau 3.1, nous avons calculé les paramètres a et b pour différents couples d'isotopes en ne prenant en compte que les niveaux fondamentaux. Il suffit ensuite d'appliquer la relation 3.17. Pour diminuer l'influence des fluctuations sur les mesures des taux de comptage, sur la mesure de T, M.B.Tsang a montré dans une étude qu'il était important de choisir des isotopes telle que le paramètre b soit le plus grand possible [127, 128].

### Limitations intrinsèques à la méthode

Expérimentalement, il est important que les qualités de détection et d'identification soient bien équivalentes pour tous les isotopes évaporés utilisés pour déterminer le double rapport.

Cette méthode suppose que le noyau chaud est un système nucléaire dilué ( $\rho \leq \frac{\rho_0}{2}$ ). Expérimentalement cette hypothèse est difficile à prouver et quantifier. De plus, elle entraîne une incompatibilité entre cette méthode et celle de Weisskopf, qui suppose un noyau à densité normale. Ceci peut limiter la validité de notre étude concernant cette technique de mesure, car nous utilisons des générateurs d'événements basés sur une émission à densité normale.

Même si l'influence de la dynamique de la réaction et des effets de recul lors de la désexcitation sur ce "thermomètre" paraissent négligeables, il demeure important tout de même d'isoler correctement la contribution évaporative. Toute émission dynamique hors équilibre perturbera les mesures [129, 130] principalement pour les éléments légers comme p, d, t, He et Li. Pour limiter d'une part l'effet éventuel de cette contribution et d'autre part l'influence d'erreurs sur les estimations de rapports isotopiques, les expérimentateurs ont essayé d'utiliser d'autres couples que ceux indiqués initialement par Albergo. Diverses études [127–136] ont montré que les résultats ainsi obtenus étaient très dépendants du choix des rapports isotopiques pris pour la mesure. Les valeurs de températures obtenues fluctuent énormément.

Il y a essentiellement trois grandes raisons à ces discordances, qui sont fondamentalement liées à l'hypothèse simplificatrice initiale d'une émission de tous les fragments à la même température dans leur état fondamental.

Premièrement, les séquences de désexcitation des fragments chauds primaires entraînent des différences de temps d'émission entre isotopes. Les temps d'émission des fragments légers et des fragments lourds diffèrent selon l'énergie d'excitation initiale [129, 130]. Le refroidissement progressif de ces fragments implique obligatoirement, que quels que soient les couples choisis, la température mesurée ne soit qu'une température apparente [127, 129, 134] plus faible que la température initiale.

Deuxièmement, compte tenu des températures atteintes, les niveaux excités des noyaux, à partir du Lithium et même pour l'Hélium, sont forcément peuplés. Les niveaux discrets, se désexcitant par émission de gammas, vont donc alimenter les niveaux fondamentaux, faussant ainsi la proportion initiale qui intervient dans le calcul des doubles rapports [127–136] et rendant caduque l'hypothèse d'Albergo.

Troisièmement, les niveaux fondamentaux des noyaux étudiés peuvent aussi être peuplés indirectement par la désexcitation secondaire de fragments excités, plus lourds et instables par particule. On parle dans ce cas de "side-feeding" [127–136]. Des modèles, essayant de tenir compte le plus complètement possible de ces désintégrations secondaires [133, 135, 136] ont montré l'importance de ce phénomène. Les températures apparentes sont encore plus faibles et peuvent même saturer à partir de 6 MeV [135] en température.

Des tentatives ont été faites pour essayer de corriger ces effets. M.B. Tsang et al [127] ont proposé, après une étude systématique de différents thermomètres isotopiques, d'introduire un facteur de correction empirique  $k$  (voir l'équation 3.25), valable pour un thermomètre isotopique donné.

$$\frac{1}{T_{app}} = \frac{1}{T_0} + \frac{\ln k}{b} \text{ avec } R_{app} = k \times R_0 \quad (3.25)$$

La correction semblait indépendante de la réaction nucléaire et de l'énergie d'excitation atteinte. Elle rend bien plus homogène les différentes températures mais ne permet pas une correction de l'effet du refroidissement [135]. Kolomiets et al [128] ont essayé de faire un calcul plus complet tenant compte des niveaux excités et des désintégrations secondaires les plus probables à l'aide d'un modèle. Les résultats sont cohérents mais modèle dépendant en ce qui concerne le "side-feeding". L'étude de S.R.Souza [136], faite à l'aide de SMM, montre que les fluctuations observées sur la mesure de la température par cette technique sont en partie dues à la taille finie des noyaux chauds et à la difficulté de corriger les effets des désintégrations secondaires. F.Gulminelli et D.Durand [133] ont montré que l'hypothèse d'un gaz parfait de fragments lors du freeze-out était peut-être insuffisante. Des interactions résiduelles, décrites au travers de la notion de volume exclu, influencent aussi la réponse de ce type de thermomètres.

### 3.3.3 Thermométrie à partir des populations des états excités

#### Principe de la mesure

Pour pouvoir utiliser l'équation 3.21, il est nécessaire de déterminer le nombre d'agrégats d'intérêt produit par le noyau chaud, dans un état d'excitation donné. Cela implique de détecter en coïncidence le couple de particules provenant de la désintégration de cet agrégat pour ce niveau d'excitation. Le but est de reconstruire la fonction d'excitation de l'agrégat initial. Chaque pic, observé sur celle-ci, correspond à une énergie d'excitation. L'intégrale du pic donne la quantité recherchée.

Pour identifier ces niveaux quantiques, soit on reconstruit directement, événement par événement, la distribution d'énergie d'excitation de l'agrégat initial à partir de l'énergie relative entre particules (masse invariante) [119, 137, 138], soit on calcule d'abord la fonction de corrélation à deux particules avec comme variable de corrélation la quantité de mouvement relative ou la vitesse relative [139].

Pour dénombrer les populations respectives des niveaux excités, quelle que soit la technique utilisée, il est nécessaire de soustraire d'une part, un "bruit de fond" dû aux particules non corrélées et d'autre part, le "fond coulombien" dû à l'interaction coulombienne dans l'état final entre particules. L'estimation du bruit de fond non corrélé peut se faire de différentes façons, soit expérimentalement (surtout possible dans le cas des fonctions de corrélation d'où leur intérêt) [139], soit à partir de calculs plus ou moins empiriques, dans lesquels peut aussi être inclu le "fond coulombien" [138, 140]. L'estimation indépendante du fond coulombien peut aussi être faite à partir de modèles statistiques ou de calculs empiriques [139].

Il est aussi nécessaire de déterminer la fonction de réponse de l'ensemble de détection, c'est à dire l'efficacité de détection de chaque couple de particules associé à un agrégat en fonction de l'énergie d'excitation de ce dernier. Cela passe par l'utilisation de codes Monte Carlo simulant la désintégration des agrégats et incluant complètement les caractéristiques expérimentales de l'ensemble de détection utilisé.

Il est alors possible de corriger les comptages bruts, déterminés par ajustement d'une fonction basée sur la formule de Breit-Wigner, pic par pic [139]. Il faut tenir compte ensuite du rapport d'embranchement de la voie de désexcitation considérée pour atteindre enfin les comptages qui permettent de remonter à une température par la relation 3.21.

Certains expérimentateurs préfèrent faire un ajustement global de la fonction d'excitation de l'agrégat, qui tient compte de l'ensemble des éléments décrits ci-dessus et donne directement une température [119, 137, 138, 140].

#### Limitations intrinsèques à la méthode

Cette méthode présente l'avantage comme la précédente de ne pas être sensible aux effets collectifs et d'éviter les difficultés liées à la reconstruction de la vitesse de source. Par contre, comme pour la méthode des rapports isotopiques, il est tout de même obligatoire que l'ensemble des particules étudiées proviennent effectivement d'agrégats émis par le noyau

chaud thermiquement équilibré [140]. Cela impose donc de pouvoir bien séparer l'émission équilibrée de toutes les autres. Nous savons que c'est très difficile expérimentalement.

Compte tenu de l'expression 3.20, il est important de prendre des niveaux excités tels que leur écart en énergie soit plus grand que la température étudiée. Sinon les rapports de population saturent rapidement avec la température  $T$ . La méthode devient donc peu sensible pour faire de la thermométrie [119].

Cette méthode est aussi très sensible aux émissions secondaires. Les niveaux d'énergie d'intérêt peuvent être alimentés indirectement par la désexcitation secondaire d'agrégats plus lourds. Les rapports de population sont alors faussés. L'influence du "side-feeding" peut être diminuée en prenant des niveaux excités présentant un écart en énergie bien supérieur aux températures attendues [126]. Il est souvent nécessaire d'utiliser des modèles de désexcitation pour estimer cet effet et éventuellement le corriger .

Les calculs du fond coulombien restent souvent approximatifs et souvent plusieurs fonds peuvent être pris dans une même étude. Ces calculs tiennent en général rarement compte d'une éventuelle distorsion due aux noyaux spectateurs de la désexcitation.

Toutes les mesures, faites à partir du peuplement des niveaux non liés, semblent montrer une température limite aux alentours de 6 MeV [119]. Elles sont aussi souvent peu sensibles à une augmentation de l'énergie d'excitation [139].

La thermodynamique nucléaire demande, comme nous l'avons vu précédemment, de trier et classifier les événements. Cela nécessite un ensemble de détection très efficace de type  $4\pi$ . La thermométrie par corrélation exige en plus une résolution angulaire très importante. L'utilisation de ce thermomètre pour des études thermodynamiques implique donc d'avoir des statistiques très importantes. Il est souvent très difficile de les obtenir expérimentalement. L'étude, faite dans ce manuscrit (voir la section 1.2), exige un nombre important de sélections. Pour cette raison et compte tenu de sa complexité, nous avons donc choisi de ne pas faire l'analyse méthodologique de cette technique de mesure.

### 3.4 L'analyse méthodologique

Nous avons déjà décrit dans l'introduction de ce chapitre l'esprit de cette étude. Pour simuler la physique du noyau chaud, nous avons utilisé deux modèles GEMINI et SIMON. Les paramètres d'entrée utilisés pour ces deux générateurs sont décrits dans l'annexe B. Nous avons choisi dans un premier temps de privilégier l'utilisation de GEMINI. Nous avons travaillé dans une gamme d'énergies d'excitation, entre 0,5 et 4 MeV/uma, pour laquelle ses qualités sont reconnues par la communauté. Nous avons choisi comme noyau de référence l'étain  $\text{Sn}^{120}$ . Pour étudier l'influence de la statistique sur l'ensemble de nos mesures, nous avons généré des fichiers avec 1000, 10000 et 100000 événements.

Nous avons volontairement interdit l'émission de fragments de masse intermédiaire ( $Z > 5$ ). GEMINI traite moins bien cette émission. L'émission statistique des particules légères et de fragments légers dans GEMINI est en adéquation avec la théorie de Weisskopf, qui sert de base théorique à la thermométrie faite à partir des spectres énergétiques. Le paramètre densité de niveau a été supposé constant et égal à  $A/10$ .

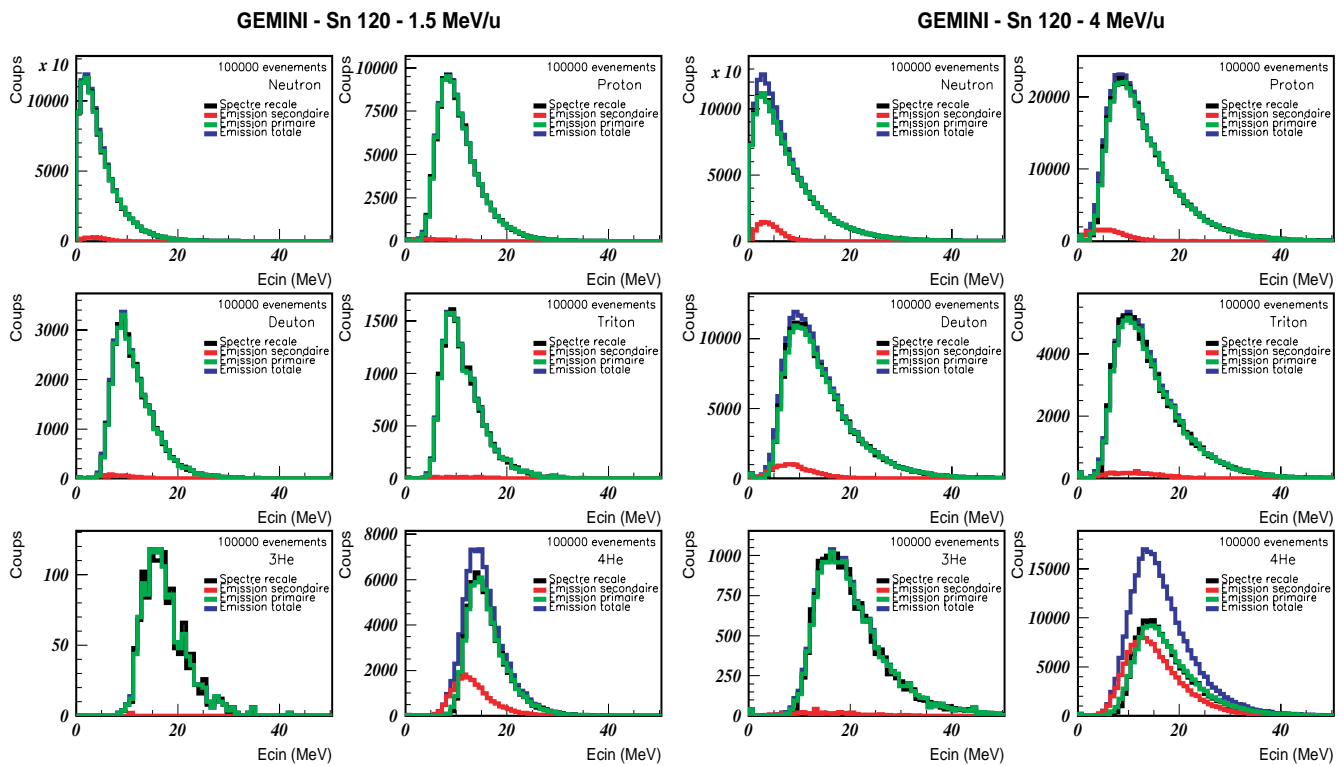


FIG. 3.2 – Spectres énergétiques d'évaporation des particules légères pour les énergies d'excitation de 1,5 et 4 MeV/u. Le spectre bleu correspond à la totalité des particules émises, le vert à l'émission primaire, le rouge à l'émission secondaire et le noir est le spectre recalé.

Nous allons d'abord présenter une caractérisation rapide des événements d'évaporation générés par GEMINI. Nous allons prendre la statistique maximale disponible. Nous présentons sur la figure 3.2 différents spectres énergétiques des particules émises par des noyaux  $^{120}\text{Sn}$  ayant une énergie d'excitation de 1,5 et 4 MeV/u. Ces spectres sont reconstruits dans le repère initial du noyau chaud. GEMINI géant la désexcitation secondaire des états excités instables des fragments de charge inférieure à 5, il nous a été possible d'étudier les poids respectifs des contributions primaire et secondaire pour chaque type de particules légères dans le spectre total d'évaporation.

Nous avons voulu aussi observer l'influence des reculs successifs du noyau chaud après chaque évaporation. Nous l'avons fait uniquement pour l'émission primaire. Nous avons donc recalculé après chaque évaporation le nouveau repère du noyau émetteur et calculé l'énergie cinétique de la particule émise suivante dans ce repère. Nous pouvons noter sur la figure 3.2, qu'à 1,5 MeV/u d'énergie d'excitation, l'évaporation secondaire n'est conséquente que pour les alphas. Les effets de recul engendrés par la cascade évaporative semblent à cette énergie, faibles même pour les alphas. Il est clair qu'à 4 MeV/u, pour les neutrons, deutons, tritons et alphas, les spectres totaux diffèrent fortement des spectres primaires. La contribution secondaire modifie l'allure des spectres à basse énergie. Pour les alphas, la perturbation est beaucoup plus importante. L'émission secondaire représente presque la moitié des alphas émis. A cette énergie d'excitation, la différence entre le spectre recalé et le spectre défini dans le repère du noyau initial devient plus importante, principalement pour les particules les plus massives. L'effet est surtout sensible à basse énergie.

Nous avons déjà précédemment évoqué l'influence du refroidissement du noyau chaud. Nous savons que nous aurons obligatoirement une température mesurée, qui ne sera qu'une température apparente. L'utilisation d'un générateur permet de suivre l'évaporation pas à pas. Nous avons donc pu déterminer la véritable valeur de cette température apparente pour chaque type de particule. Nous pouvons donc présenter sur la figure 3.3 l'évolution de ces températures apparentes vraies en fonction de la température initiale du noyau. Nous remarquons que les courbes, associées à chaque type de particules, sont réparties en trois groupes : deutons, tritons et hélions 3, puis protons et alphas et enfin neutrons seuls. Pour le premier groupe, la relation entre les deux températures paraît être à peu près linéaire. Pour les autres, il y a une variation claire de la pente en fonction de la température initiale.

GEMINI fournit aussi l'instant d'émission de chaque particule évaporée. Nous avons pu ainsi en déduire les temps d'émission moyen pour chaque type de particule. Nous avons tracé sur la figure 3.4 l'évolution des temps d'émission moyens en fonction de la température initiale. Nous retrouvons les regroupements déjà vus pour la figure 3.3. L'influence des barrières sur l'évaporation et les temps de vie des noyaux instables donnant lieu à une émission secondaire, sont responsables de cette hiérarchie temporelle. Cela permet de comprendre les températures apparentes vraies et les différences observées entre particules.

Nous allons maintenant essayer de retrouver ces températures apparentes en appliquant deux des thermométries présentées précédemment.



### GEMINI - Sn 120 - 100000 evts

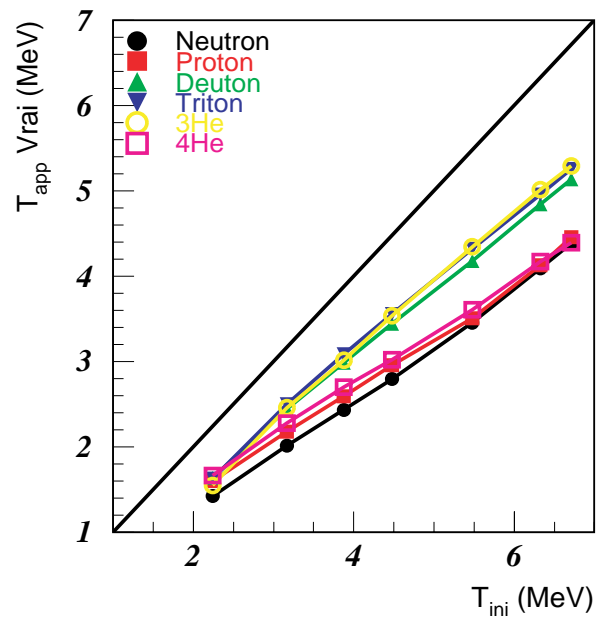


FIG. 3.3 – Pour chaque type de particule étudiée, nous présentons la corrélation entre la température initiale du noyau chaud et la température apparente vraie.

### GEMINI - Sn 120 - 100000 evts

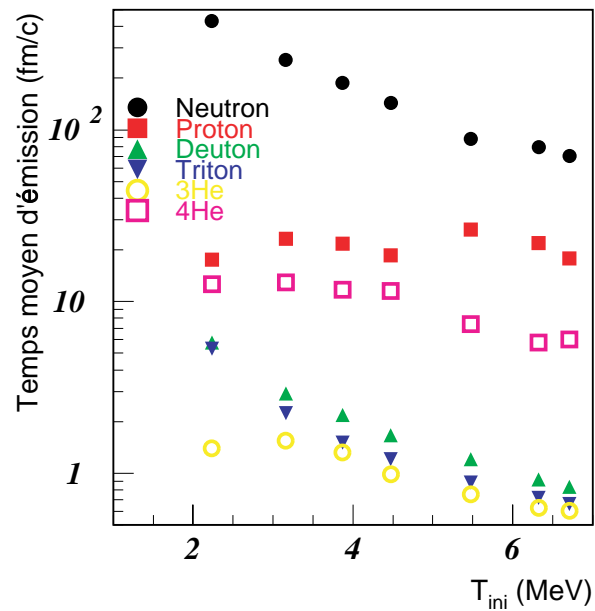


FIG. 3.4 – Pour chaque type de particule étudiée, nous présentons la corrélation moyenne entre la température initiale du noyau chaud et le temps d'émission moyen de la particule.

### 3.4.1 Thermométrie "parfaite" d'un noyau chaud "parfaitement détecté"

Nous étudions d'abord le cas idéal où, d'une part, nous détectons l'ensemble des particules émises et, d'autre part, les spectres sont construits dans le repère initial du noyau. Il n'est pas possible de faire mieux expérimentalement. C'est pour cela que nous parlons de thermométrie "parfaite". Par ce type d'étude, nous vérifions la validité expérimentale de la thermométrie utilisée.

#### A partir des spectres en énergie

Les différentes méthodes utilisées pour ajuster une fonctionnelle sur un spectre énergétique, sont décrites plus en détail dans l'annexe A. Nous avons utilisé la méthode du  $\chi^2$  et celle de Kolmogorov-Smirnov améliorée. Pour la thermométrie faite à partir de l'écart-type, nous utilisons tout simplement l'expression 3.23. Pour celle faite à partir de l'énergie moyenne, nous appliquons la relation 3.24 en utilisant une estimation de la barrière moyenne déduite des résultats des ajustements. Nous présentons sur la figure 3.5 le résultat de ces différentes mesures en fonction de la température apparente vraie, pour l'ensemble des particules légères chargées et pour la statistique d'événements maximale disponible.

Il apparaît que la température mesurée par les méthodes d'ajustements est à peu près égale à la température apparente vraie pour toutes les particules légères chargées à l'exception des protons. Pour ces derniers, la température mesurée est systématiquement plus grande que la température apparente vraie. L'écart croît d'ailleurs avec cette dernière.

La mesure faite à partir de l'écart-type donne des résultats corrects pour les deutons, tritons et hélions 3. Par contre, les protons et alphas ont une température systématiquement surestimée. L'élargissement du spectre total observable sur la figure 3.2, dû aux émissions secondaires et aux effets de recul, semble être une cause possible de ce phénomène. La mesure obtenue à partir de l'énergie cinétique moyenne semble plus problématique, même si la corrélation température mesurée-température apparente vraie reste correcte pour les deutons et les tritons. Le fait de mesurer deux grandeurs comme l'énergie moyenne et la barrière apparente entraîne un cumul d'erreurs, qui rend le résultat plus aléatoire pour les autres particules. L'estimation de la barrière apparente est difficile comme nous le verrons dans la section consacrée à cette mesure.

Pour avoir une estimation quantitative de l'accord entre la mesure et la valeur vraie de la température apparente, nous avons décidé de présenter pour chaque type de particule légère chargée, une figure, où sont présentés 9 graphes. Chaque ligne de graphes correspond à une statistique d'événements donnée. Chaque colonne correspond à une des situations expérimentales que nous voulons étudier. Sur chaque graphe, nous traçons les erreurs relatives sur la mesure de la température apparente par rapport à la température apparente vraie en fonction de cette dernière. Compte tenu du nombre de figures que cela représente, nous avons choisi de mettre en annexe C une partie de ces figures.

Dans un premier temps, pour chaque figure, nous allons nous intéresser à la première colonne, qui correspond à l'étude de la méthode de mesure seule.

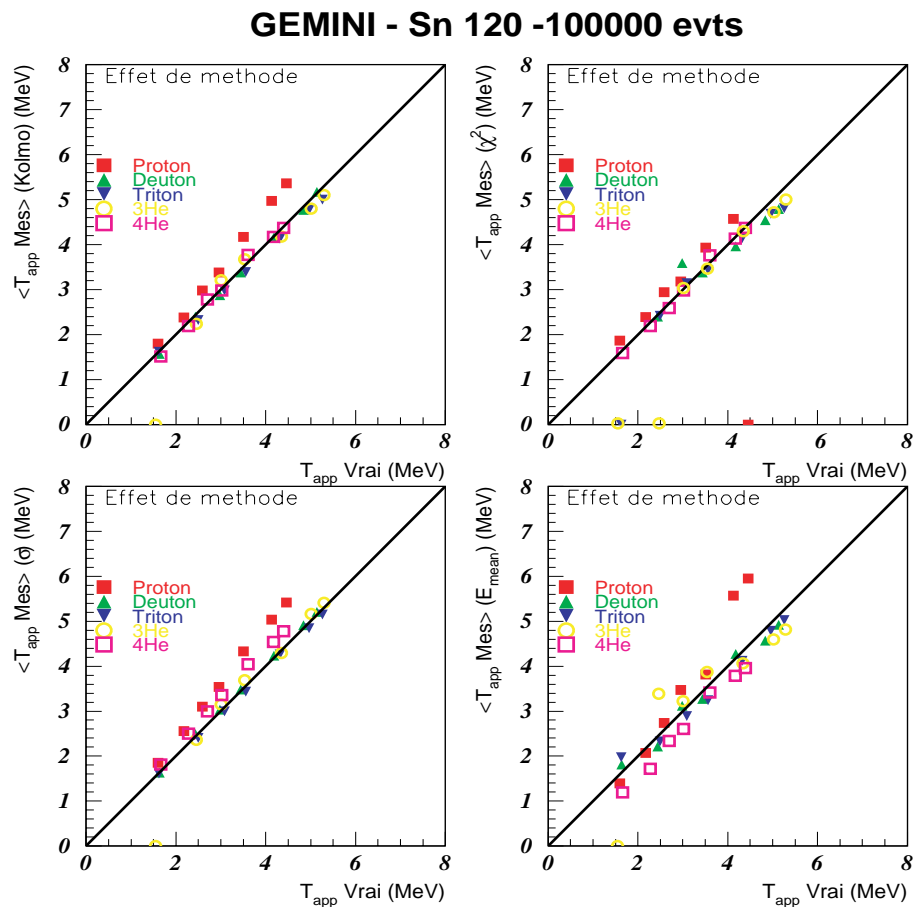


FIG. 3.5 – Graphes des températures moyennes, mesurées à partir des spectres énergétiques, en fonction de la température apparente vraie pour toutes les particules légères chargées. Celles-ci sont obtenues par la méthode de Kolmogorov, la méthode du  $\chi^2$ , à partir de l'écart-type et de l'énergie moyenne. La détection et la connaissance de la cinématique initiale du noyau chaud sont parfaites.

Pour les protons (voir la figure 3.6), nous retrouvons bien évidemment la tendance observée sur la figure 3.5, la température mesurée est plus grande que la température apparente vraie, l'erreur relative varie de 20 % à environ 15 %. A faible statistique, les quatre techniques sont relativement cohérentes. Les mesures se dispersent plus quand la statistique augmente. La mesure à partir de l'écart-type est le plus souvent la plus grande. La méthode du  $\chi^2$  donne une mesure plus faible que celle de Kolmogorov. Nous verrons que la mesure de la barrière donne la tendance inverse. La mesure déduite de l'énergie moyenne semble plus problématique pour la statistique la plus grande. Cela est dû principalement à l'estimation de la barrière apparente, qui est perturbée par l'émission secondaire, très présente à basse énergie, et est systématiquement sous-estimée pour les protons.

Pour les deutons (voir la figure C.1 en annexe C), les résultats apparaissent bien meilleurs. A basse statistique, il y a clairement des difficultés d'ajustement, principalement pour la méthode du  $\chi^2$ . Cela entraîne des fluctuations sur les écarts relatifs pouvant aller jusqu'à 20 %. Mais le comportement moyen se situe autour de la barre des 0 %. Ceci devient de plus en plus vrai lorsque la statistique augmente. Les mesures à partir de l'écart-type et de la méthode de Kolmogorov sont même excellentes, l'écart relatif étant inférieur à 5 %.

Pour les tritons (voir la figure C.2), nous pouvons tirer à peu près les mêmes conclusions que pour les deutons, à l'exception du fait que la température mesurée semble légèrement inférieure à la température apparente vraie. L'écart relatif se situe autour de -5 %. La cohérence entre les différentes méthodes paraît même meilleure que pour les deutons quand la statistique est importante.

Pour les hélions 3 (voir la figure C.3), il y a clairement une difficulté liée à la statistique. Pour 100000 événements, les meilleures mesures sont celles faites à partir de l'écart-type et de la méthode de Kolmogorov. Elles donnent entre 0 et -5 % d'écart relatif. La méthode du  $\chi^2$  semble moins bonne et ne converge vers la méthode de Kolmogorov que pour les températures les plus grandes, donc les statistiques par spectre les plus grandes.

Pour les alphas (voir la figure C.4), les méthodes d'ajustement semblent s'améliorer avec la statistique, alors que l'écart-type et l'énergie moyenne sont incorrectes quelle que soit la statistique. Nous retrouvons même la température apparente à 5 % près, ce qui est un peu étonnant, compte tenu de la forte émission secondaire d'alphas. Celle-ci, d'ailleurs, élargit le spectre total, ce qui entraîne une température obtenue à partir de l'écart-type, 10 % trop grande. Nous remarquons aussi la sous-estimation systématique de la température obtenue à partir de l'énergie moyenne, qui est elle aussi liée à la composante d'évaporation secondaire.

### A partir des comptages

Nous avons appliqué la méthode d'Albergo, en utilisant les corrections proposées par Betty Tsang. Nous présentons sur la figure 3.7, l'écart relatif entre les températures mesurées et une température de référence en fonction de cette dernière. Les résultats sont disposés en suivant le même principe que précédemment pour les différentes conditions expérimentales étudiées. Nous avons pris comme température de référence la valeur moyenne

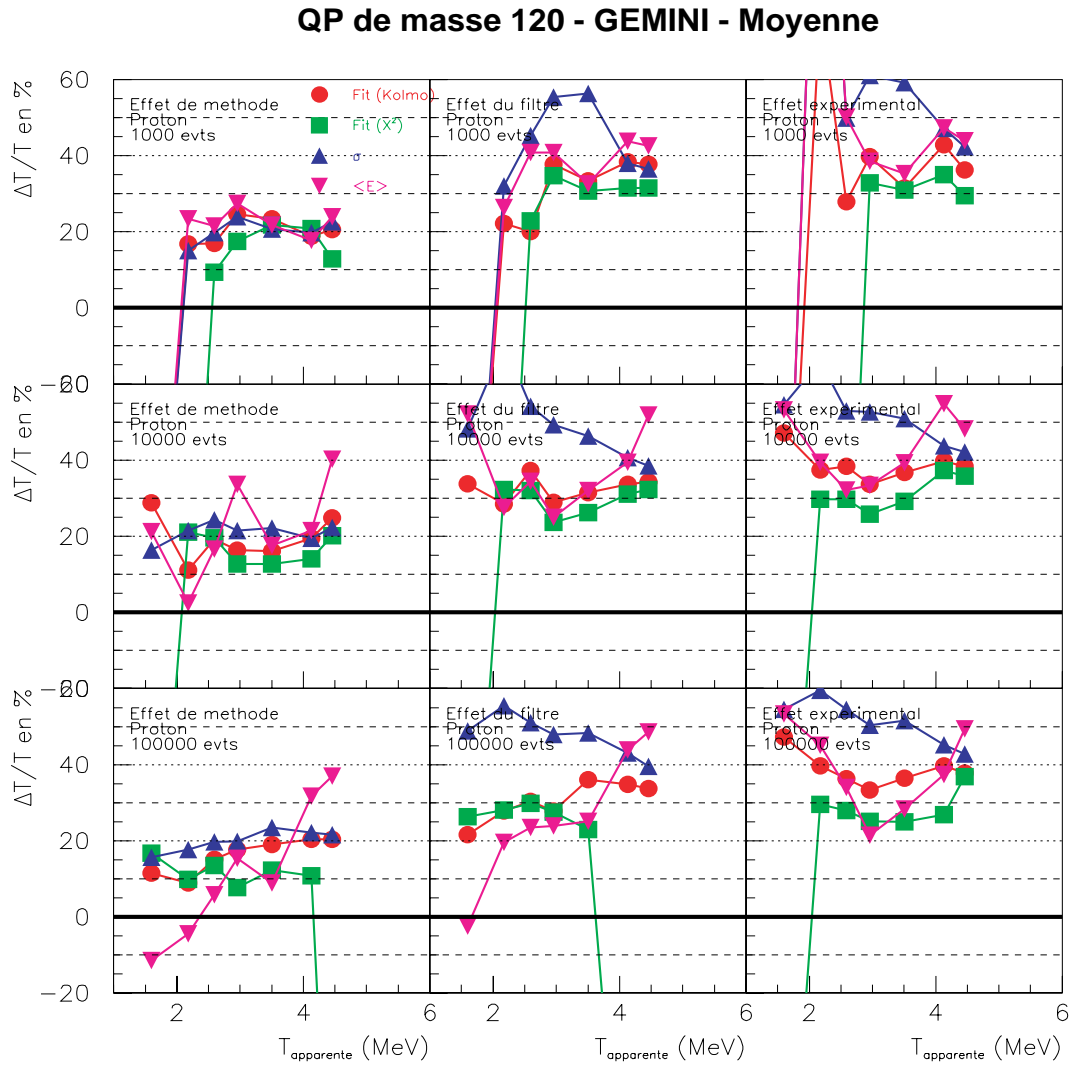


FIG. 3.6 – Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de protons.

des températures apparentes vraies associées à chaque particule légère chargée. Nous nous intéressons dans un premier temps à la première colonne de cette figure. Il y a une évolution continue des écarts relatifs évoluant entre 20 % et -20 % lorsque la température de référence croît, presque linéaire pour la statistique la plus grande. Il y a peu de différence entre 10000 et 100000 événements. Il y a clairement des fluctuations pour 1000 événements. Les différents thermomètres isotopiques suivent les mêmes tendances, même si les pentes apparentes diffèrent un peu. Ceux nécessitant des fragments les plus lourds ne peuvent donner un résultat raisonnable que pour les températures permettant d'avoir une multiplicité suffisante.

Il apparaît que, dans ce cadre expérimental idéal cette méthode de mesure donne des résultats moins bons que les méthodes précédentes appliquées aux spectres de deutons et tritons, mais il ne faut pas oublier que les hypothèses de base de GEMINI ne correspondent pas à celles de la méthode d'Albergo.

### 3.4.2 Thermométrie d'un noyau chaud parfaitement connu avec INDRA

#### A partir des spectres en énergie

Nous ajoutons maintenant l'effet du multidétecteur, ce que nous appelons l'effet du filtre. Pour pouvoir filtrer les événements générés par GEMINI, nous avons supposé, pour chaque énergie d'excitation, que le noyau chaud avait un certain vecteur vitesse dans le repère du laboratoire. Pour chaque énergie d'excitation, l'angle polaire entre le vecteur vitesse du noyau chaud et la direction incidente du faisceau a été défini à partir de calculs du générateur SIMON, concernant des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u, donnant à peu près la même énergie d'excitation pour des noyaux de masse voisine de 120 uma. L'angle azimutal lui a été tiré au hasard. La norme de la vitesse a été définie à partir de l'énergie d'excitation en supposant une dissipation totale.

Une fois les événements filtrés, nous avons ensuite reconstruit les spectres énergétiques des particules légères chargées détectées en nous plaçant dans le repère initial du noyau émetteur. Nous pouvons les analyser en étudiant les colonnes centrales des différentes figures. Nous jugeons ainsi les influences cumulées de la méthode de mesure et du dispositif expérimental.

Pour les protons, nous observons une température mesurée à partir de l'écart-type complètement différente des autres. Cette différence diminue lorsque la température augmente. Ceci est vrai quelle que soit la statistique. Les autres méthodes de mesure donnent aussi des températures systématiquement plus grandes. L'écart relatif augmente de 10 % environ.

Pour les deutons et les tritons, il y a aussi une augmentation. Mais l'ensemble des mesures reste cohérent. L'effet est plus fort pour les températures les plus faibles surtout pour les deutons. Il doit donc être corrélé à la cinématique choisie pour les noyaux chauds. L'écart relatif augmente de 20 % en moyenne.

Pour les hélions 3, l'effet du filtre apparaît catastrophique et réhibitoire.

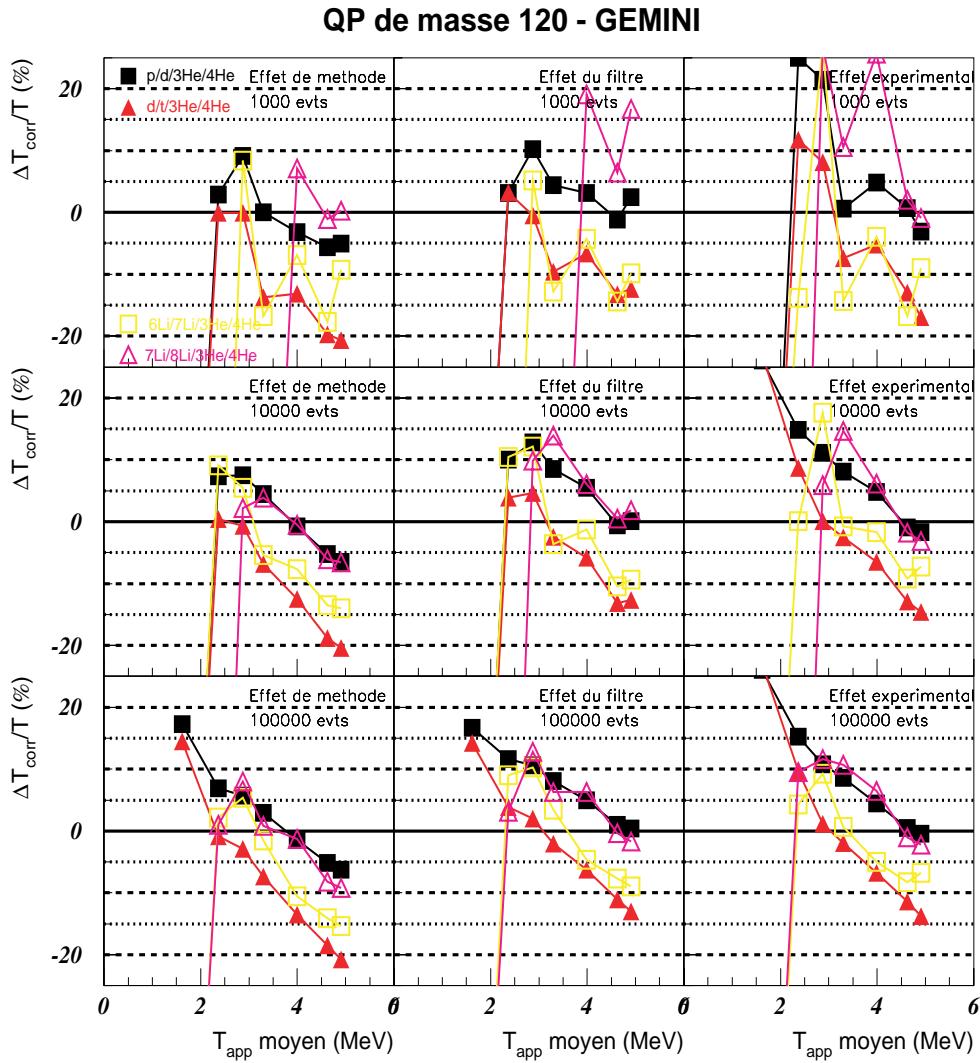


FIG. 3.7 – Étude des mesures des températures apparentes à partir de la méthode d'Albergo.

$E^*/A$ en MeV/u	0,5	1	1,5	2	3	4
Evts Filtrés	16 %	75 %	97,2 %	99,8 %	100 %	100 %
Evts Filtrés et Complets	6,3 %	23,6 %	33,1 %	38 %	43,9 %	49,8 %

TAB. 3.2 – Étude de l'efficacité de détection des événements simulés par le multidétecteur INDRA.

Pour les alphas, il y a toujours un éparpillement des résultats des différentes méthodes. Il faut ajouter à cela un écart relatif qui croît de 30 % globalement. Cet écart diminue avec la température apparente vraie, comme pour les deutons.

Le dispositif expérimental perturbe apparemment fortement les thermométries faites à partir des spectres énergétiques.

### A partir des comptages

Lorsque nous comparons la deuxième colonne à la première colonne de la figure 3.7, l'effet du filtre semble moins fort pour la méthode d'Albergo. Il y a tout de même un léger changement de pente. Pour les rapports  $p/d/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  par exemple, la température varie linéairement de 15 % à 0 %.

### Comprendre l'effet du filtre

Pour mieux appréhender l'effet du filtre, nous indiquons dans le tableau 3.2 pour les différentes énergies d'excitation d'intérêt, les proportions d'événements, d'une part pour lesquels au moins une particule a été correctement détectée par INDRA et d'autre part pour lesquels, au moins 70 % de l'impulsion initiale et 50 % de la charge initiale, ont été vues par INDRA. Les calculs de SIMON indiquent une forte focalisation des noyaux chauds vers l'avant, tout à fait compatible avec les données. Cela entraîne des difficultés importantes de détection pour les énergies d'excitation les plus faibles, comme l'indique clairement le tableau 3.2. Le résidu passe systématiquement dans le trou. Les particules évaporées, entraînées par le mouvement initial du noyau, n'ayant pas assez d'énergie cinétique, n'arrivent pas non plus à s'extraire du trou. À partir de 1,5 MeV/u, au moins une particule de tous les événements est détectée, mais seulement 1/3 des résidus d'évaporation sont détectés. La forte focalisation vers l'avant engendre un échantillonnage des particules qui n'est pas neutre en énergie cinétique.

Nous présentons sur la figure 3.8 un certain nombre de spectres pour chaque type de particule évaporée et pour deux énergies d'excitation différentes. Nous reprenons deux des spectres définies précédemment (voir aussi la figure 3.2) pour servir de références : le spectre d'émission primaire, "le spectre idéal", défini dans le repère du noyau émetteur, recalculé après chaque évaporation, et le spectre obtenu en calculant l'énergie des particules dans le repère initial du noyau chaud, le "spectre expérimental idéal".



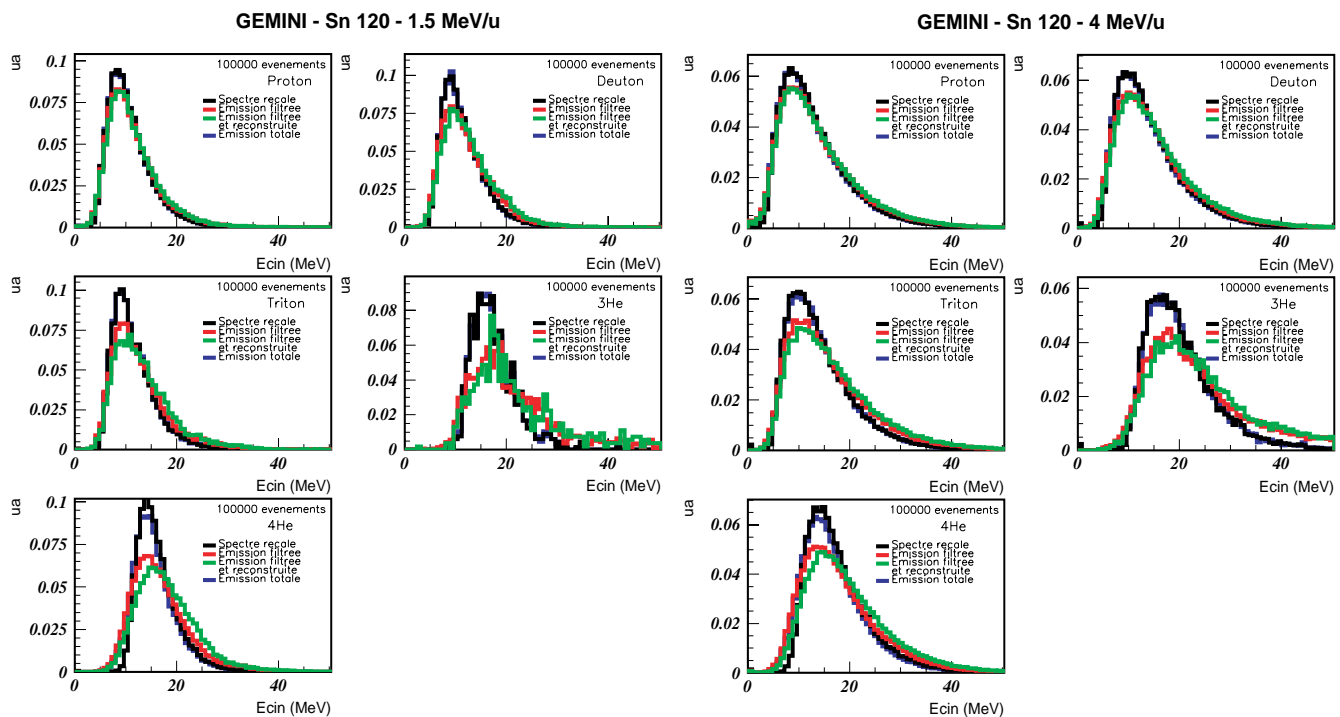


FIG. 3.8 – Spectres énergétiques normalisés d'évaporation des particules légères pour les énergies d'excitation de 1,5 et 4 MeV/u. Le spectre bleu est défini dans le repère initial et correspond à la totalité des particules émises. Le spectre rouge est défini dans le repère initial et correspond aux particules émises et détectées. Le spectre vert est défini dans le repère reconstruit pour les événements bien détectés. Le spectre noir est le spectre idéal, c'est à dire, primaire et recalé après chaque évaporation.

Nous y ajoutons un premier spectre : celui des particules effectivement détectées dont l'énergie est calculée dans le repère initial du noyau émetteur. L'ensemble de ces spectres sont normalisés à 1. Sur ces spectres, nous pouvons noter un élargissement systématique des spectres après le filtre. Celui-ci est d'autant plus apparent que la particule est massive. Cela est bien évidemment la cause de l'augmentation systématique de  $T_\sigma$ . Les spectres présentent aussi de ce fait des pentes apparentes plus faibles donc des températures apparentes plus grandes.

La forte focalisation vers l'avant des noyaux chauds et la résolution angulaire limitée du multidétecteur INDRA doivent en être en partie responsable. En effet, la résolution angulaire limitée engendre une incertitude importante sur la direction du vecteur vitesse de la particule. Cela joue lors du calcul de l'énergie de la particule dans le repère du noyau initial. La distorsion sur cette énergie est d'autant plus grande que la particule est massive ou que la particule est rapide. Cela entraîne aussi une probabilité non négligeable de double détection dans un même module. Dans ce cas, il y a souvent une mauvaise identification et une énergie incorrecte. Les particules les plus sensibles à ces pollutions sont les particules présentant les plus faibles multiplicités et pouvant être "imitées" par un double comptage des particules les plus probablement émises. Nous pensons dans ce cas bien évidemment aux hélions 3.

Pour compléter ces informations, nous avons tracé aussi sur la figure 3.9 l'efficacité de détection globale de chaque type de particule en fonction de la température initiale. Nous l'avons fait pour les différentes statistiques disponibles et dans le même temps pour les événements détectés (1<sup>ère</sup> colonne) et ceux détectés et complets (2<sup>ème</sup> colonne).

Nous nous intéressons donc à la première colonne. Seules les particules, présentant les plus faibles multiplicités, semblent avoir une efficacité apparente sensible à la statistique d'événements. Le résultat le plus remarquable est clairement l'excès d'hélions 3, qui ne peut être expliqué que par des doubles comptages et qui permet de comprendre l'augmentation importante de la contribution haute énergie de leur spectre, les énergies des deux particules détectées étant sommées. Les autres particules présentent à peu près les mêmes tendances : c'est-à-dire une efficacité approximativement constante voisine de 85 % et indépendante de la température initiale.

### 3.4.3 Thermométrie d'un noyau chaud avec INDRA

#### A partir des spectres en énergie

Pour finir, nous nous plaçons dans une situation expérimentale correspondant à celle rencontrée lorsque nous exploitons les véritables données. Nous étudions donc les spectres des particules détectées correspondant aux événements dits complets et dont l'énergie cinétique est calculée dans le repère reconstruit à partir des fragments de charge supérieure à 3. Nous analysons ainsi les effets cumulés de la méthode de mesure, du filtre expérimental et enfin de la méthode de reconstruction de la cinématique du noyau chaud, donc du protocole expérimental complet tel qu'il est appliqué. L'ensemble des mesures thermométriques,

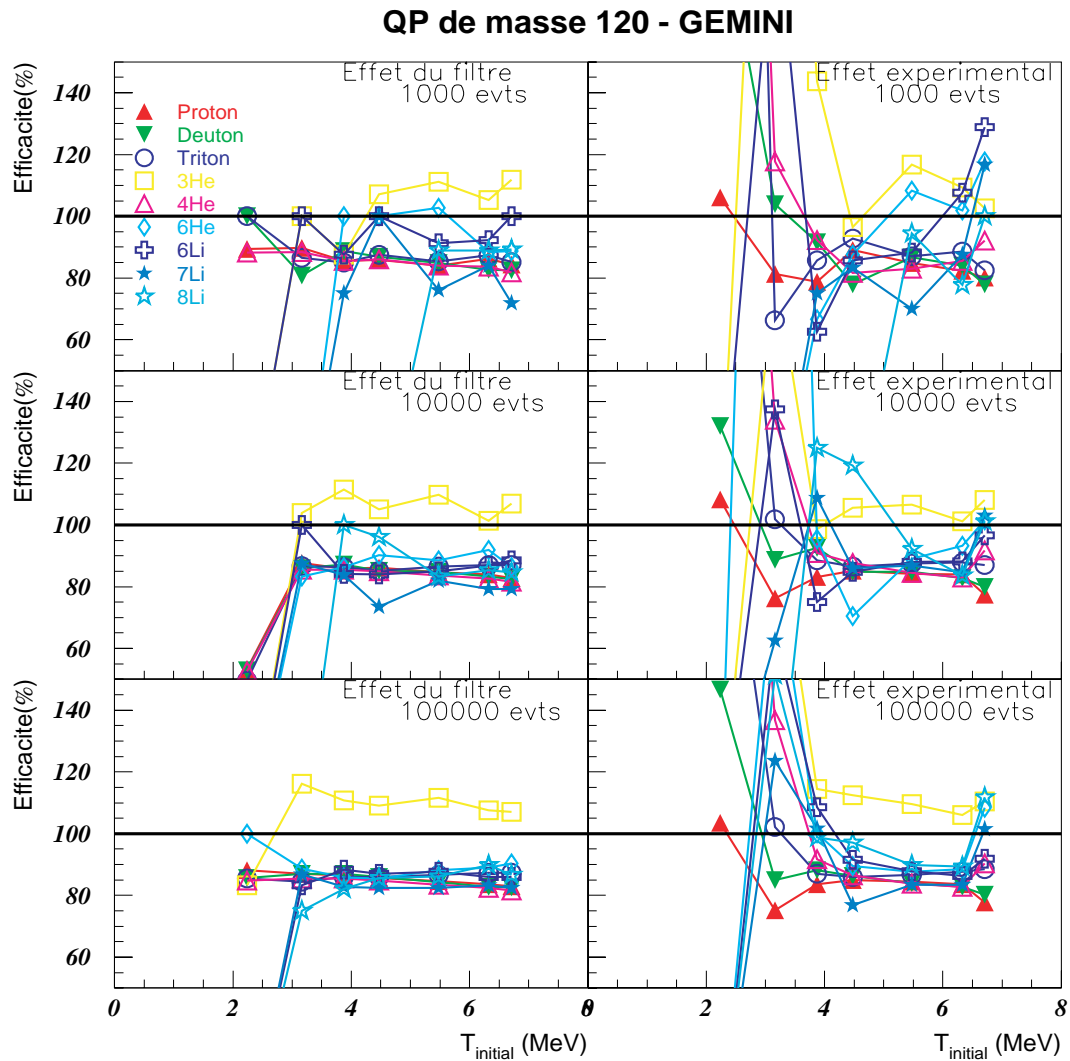


FIG. 3.9 – Étude de l'efficacité de détection des différentes particules légères chargées.

correspondant à cette situation expérimentale, est présenté dans le dernière colonne de chaque figure associée à un type de particule.

Pour les protons, il y a surtout une augmentation importante de l'écart relatif à basse température de l'ordre de 15 %. Celle-ci a tendance à disparaître lorsque la température apparente croît.

Pour les deutons il y a aussi un effet supplémentaire à basse température mais plus léger. L'écart relatif reste inférieur à 20 % pour les noyaux les plus chauds. L'écart entre les différentes thermométries augmente légèrement.

Pour les tritons, il y a aussi une augmentation à basse température mais il y a surtout un accroissement net de 10 % aux plus hautes températures.

Les hélions 3 sont inutilisables. Nous avons pour les alphas les mêmes tendances que pour les autres particules, avec une dérive globale vers le haut de l'ordre de 10 % et un effet plus prononcé à basse température.

### A partir des comptages

A part pour les températures les plus basses, les températures isotopiques semblent peu perturbées par la reconstruction du repère du noyau chaud et la sélection d'événements complets.

### Comprendre l'effet du filtre, de la reconstruction et de la complétude

Il y a clairement quel que soit le thermomètre utilisé, une perturbation à basse température. Celle-ci est beaucoup plus importante pour les mesures faites à partir des spectres énergétiques.

Les incertitudes liées à la reconstruction du repère de la source émettrice augmentent encore les erreurs sur la détermination des énergies cinétiques des particules. Cela a toujours tendance à élargir le spectre. Nous pouvons l'observer sur la figure 3.8.

Il faut aussi rappeler l'existence de l'effet "droite-gauche" déjà décrit dans la sous-section 2.3.2, lorsque peu de particules sont émises, qui engendre un décalage systématique entre le repère du noyau émetteur et le repère reconstruit. Cet effet est amplifié par la nécessité de détecter un résidu, très focalisé vers l'avant, pour avoir la complétude. Cela impose d'avoir une émission de particules légères, qui puisse sortir le noyau chaud du trou. Il faut donc à basse énergie d'excitation des particules légères émises avec plus d'énergie que normal et souvent le plus perpendiculairement possible à la direction initiale du noyau chaud. L'effet persiste lorsque l'énergie d'excitation augmente, même si plus de particules sont émises. Cela explique le décalage systématique vers la droite observé sur la figure 3.8 entre les spectres des particules détectées définies dans le bon repère initial (rouge) et ceux des particules détectées définies dans le repère reconstruit (vert) pour les événements complets. L'échantillonnage de particules n'est pas le même comme l'indique le tableau et surtout la figure 3.9. Nous notons une efficacité anormale de détection des particules émises les plus lourdes pour les événements complets et les températures les plus faibles.

La complétude favorise soit les événements avec des particules lourdes pour les noyaux les moins chauds, soit des multiplicités plus importantes que normal.

### 3.5 Discussion sur les barrières d'évaporation

Pour les techniques de mesures par ajustement de fonctionnelle, il paraît important de vérifier que le paramètre  $B$  obtenu est lui aussi raisonnable. Cela permet d'avoir un argument supplémentaire pour valider la méthode. Nous présentons donc les valeurs de barrières moyennes obtenues par la méthode du  $\chi^2$  et celle de Kolmogorov-Smirnov en fonction de la température initiale, en suivant la même procédure que pour les températures. La figure 3.10 concerne les protons. Pour les autres particules légères, les figures sont disponibles en annexe D. Nous avons choisi de présenter dans la première colonne (avant filtre) des barrières de référence pour mieux appréhender la qualité de la détermination de ces barrières apparentes. Nous indiquons par des lignes horizontales les valeurs initiales des barrières calculées tel que cela est fait dans GEMINI, par la formule de Parker [142] et par la systématique de Vaz et Alexander [143] (Ces deux dernières ne sont définies que pour les protons et les alphas). Comme pour la température, la cascade évaporative implique une réduction progressive de la taille du noyau émetteur, ce qui entraîne obligatoirement une évolution des barrières d'évaporation. Pour tenter de prendre en compte cet effet, nous avons aussi calculé des barrières apparentes à partir des barrières définies dans GEMINI, par Parker et Vaz-Alexander. Nous avons donc déterminé celles-ci en faisant la moyenne entre la barrière initiale et la barrière finale compte tenu des caractéristiques moyennes du résidu d'évaporation pour chaque énergie d'excitation (voir l'équation 3.26 ci-dessous).

$$B_{app}(A_i, Z_i) = \frac{B(120, 50) + B(A_{res} + A_i, Z_{res} + Z_i)}{2} \quad (3.26)$$

Il faut rappeler les barrières de fusion de Vaz-Alexander sont des barrières empiriques déterminées à partir d'ajustements de sections efficaces de fusion expérimentales. Celles de Parker sont des barrières obtenues par ajustement de spectres d'évaporation et de distributions angulaires en utilisant le code d'évaporation GANES [144] avec des noyaux chauds sphériques (le moment angulaire étant aussi un paramètre ajustable). Nous avons ajouté deux autres barrières de référence basées sur les énergies moyennes des spectres et l'équation 3.11. Pour l'une, la différence entre l'énergie moyenne d'un type de particule chargée et l'énergie moyenne des neutrons doit donner la barrière d'évaporation et pour l'autre, la différence entre l'énergie moyenne et deux fois la température apparente doit donner aussi la barrière apparente. Nous allons étudier globalement ces figures sans faire de différenciation entre les différentes conditions expérimentales comme pour la mesure des températures.

Pour les protons (voir la figure 3.10), lorsque la statistique et les multiplicités sont faibles, il y a des difficultés importantes pour estimer une barrière apparente raisonnable par les deux méthodes d'ajustement (surtout la méthode du  $\chi^2$ ), celle-ci est souvent nulle. Il y a une légère augmentation des barrières mesurées avec la statistique.

QP de masse 120 - GEMINI

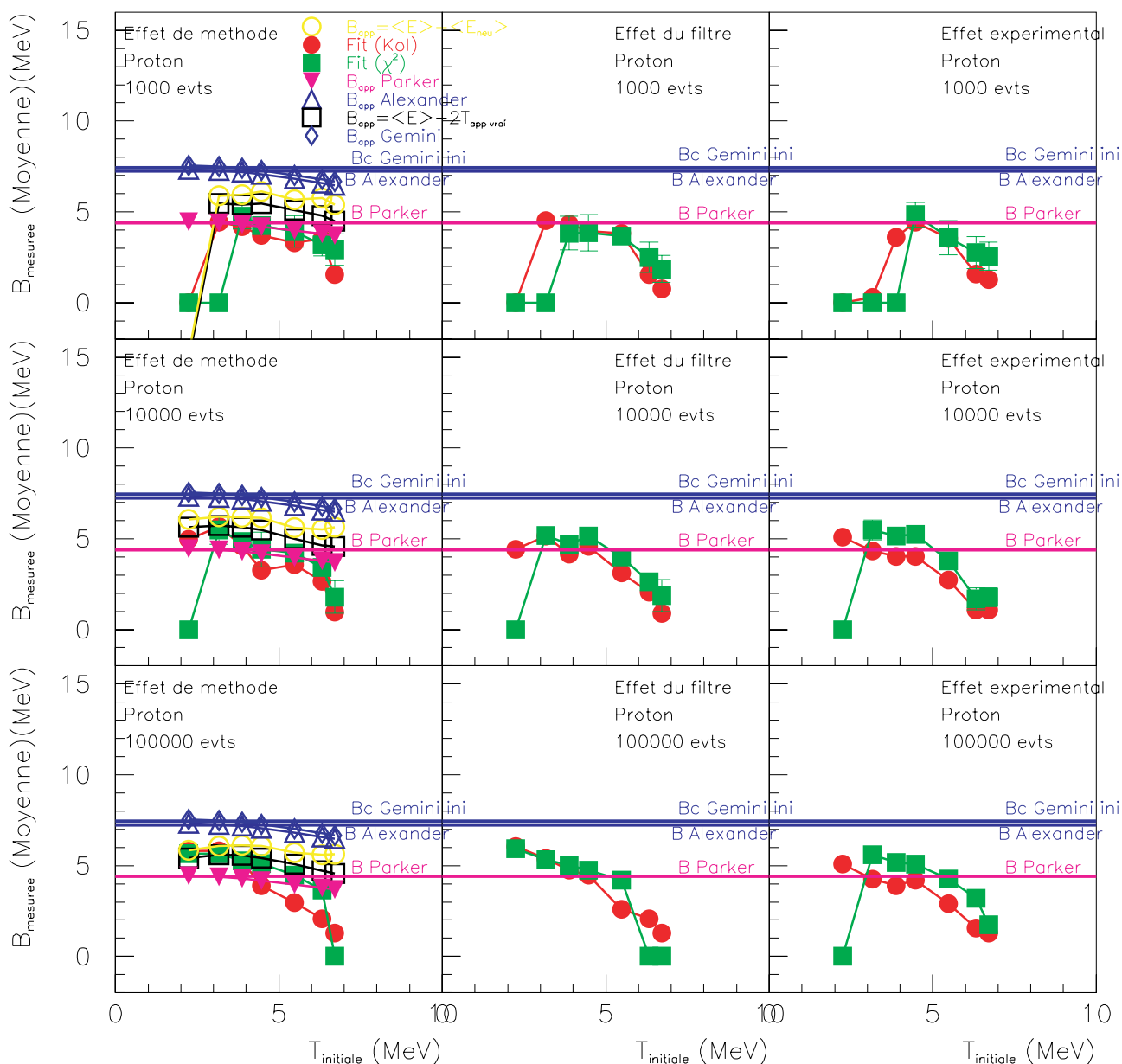


FIG. 3.10 – Étude des mesures de barrière apparente à partir des spectres énergétiques de proton.

Nous remarquons une différence systématique entre les deux méthodes lorsque le noyau est de plus en plus chaud. La méthode de Kolmogorov donne une barrière légèrement plus faible que la méthode du  $\chi^2$ . La mesure de B semble peu sensible à l'effet du filtre et à l'effet de la reconstruction.

Lorsque nous comparons les valeurs obtenues avant filtre avec les différentes valeurs de référence, elles apparaissent systématiquement plus faibles que celles attendues pour la fusion ou celle de GEMINI. Elles diminuent relativement de la même manière lorsque la température initiale commence à augmenter. Il y a un écart systématique de 2 MeV environ. Par contre, dans le même temps, elles sont plus grandes que celle de Parker. Elles sont par contre complètement compatibles avec l'estimation de B faite à partir de l'énergie moyenne et la température apparente pour les quatre premières mesures. Elles semblent ensuite diminuer et même passer sous la systématique de Parker.

Pour les deutons (voir la figure D.1 en annexe D), nous retrouvons les mêmes difficultés que pour les protons lorsque la statistique ou les multiplicités sont faibles pour mesurer B. Par contre, le filtre semble avoir un effet plus prononcé, la barrière B mesurée apparaît presque constante après filtre alors qu'elle diminue avant filtre. Les valeurs mesurées sont aussi compatibles avec l'estimation de B à partir de la température apparente et systématiquement inférieures de 1 à 2 MeV aux valeurs apparentes calculées à partir des formules utilisées dans GEMINI.

Nous pouvons conclure de la même façon pour les tritons (voir la figure D.2 en annexe D). Il faut juste remarquer que le filtre et la méthode de reconstruction semblent moins perturber la mesure de B. Le résultat de Kolmogorov est souvent légèrement inférieur à celui obtenu par la méthode du  $\chi^2$ .

Pour les hélions 3 (voir la figure D.3 en annexe D), l'ajustement n'est raisonnable qu'avant filtre pour la statistique et les multiplicités les plus grandes, nous avons alors des mesures cohérentes vis à vis de l'estimation de B à partir de la température apparente.

Pour les alphas (voir la figure D.4 en annexe D), nous retrouvons les difficultés observées avec les autres particules pour les spectres présentant des statistiques faibles. La barrière mesurée semble augmenter légèrement lorsque la statistique augmente. Le filtre semble avoir un faible effet, par contre les barrières mesurées par la méthode de Kolmogorov pour les énergies d'excitation les plus faibles, augmentent un peu lorsque nous reconstruisons le repère du noyau émetteur et sélectionnons des événements complets. Pour la statistique la plus grande, les barrières mesurées sont 2 à 3 MeV inférieures à celle de GEMINI ou de la systématique de Vaz-Alexander. L'écart est croissant avec l'énergie d'excitation du noyau. Initialement égales à basse température à celles de Parker, elles deviennent inférieures de presque 2 MeV pour les températures les plus grandes. Par contre, elles sont compatibles avec la barrière calculée par différence des énergies moyennes des alphas et des neutrons et légèrement supérieures à celles obtenues en se servant de la température apparente vraie. Nous retrouvons le fait que l'énergie moyenne observée est systématiquement plus basse qu'attendue compte-tenu de la température apparente vraie.

## 3.6 Conclusions sur cette analyse.

Nous avons donc étudié la possibilité de mesurer la température de noyaux chauds d'étain 120 à partir des spectres de particules légères chargées. Nous avons volontairement construit ces spectres à partir d'une désexcitation séquentielle de noyaux chauds d'étain 120, se faisant uniquement par évaporation de particules légères. C'est ce type de désintégration qui correspond le plus à la théorie sur laquelle sont principalement basées les thermométries étudiées. Nous avons utilisé pour cela deux générateurs d'événements GEMINI entre 0,5 et 4,5 MeV/u et SIMON entre 0,5 et 7 MeV/u. Nous avons présenté dans ce manuscrit uniquement les résultats obtenus avec GEMINI. Les deux simulations étant utilisées dans des conditions physiques équivalentes, il apparaît que les résultats et les conclusions de cette étude sont relativement indépendants du générateur utilisé.

Par un protocole bien spécifique, nous avons pu déconvoluer les différents effets physiques et expérimentaux jouant sur l'estimation de la température.

Nous avons essayé 3 méthodes de mesures "indépendantes" : l'ajustement par la méthode du  $\chi^2$  ou Kolmogorov, la mesure de  $\sigma$  et la méthode d'Albergo. Pour une statistique importante, concernant les deutons et les tritons, nous avons vu qu'avant filtre, les spectres étant définis dans le vrai repère du noyau chaud initial, les deux premières méthodes permettaient d'estimer à moins de 10 % près la température apparente vraie associée à ces particules. Par contre, pour les protons, les mesures sont plutôt entre 10 et 20 %. Elles sont moins bonnes lorsque l'on se sert de l'écart type du spectre. Le fait que les protons soient émis en plus grande quantité et sur une gamme de temps plus longue semble perturber les corrélations éventuelles entre le spectre et la température apparente vraie. Pour les alphas, la température apparente est mesurée à moins de 10 % près même si le spectre est fortement perturbée par l'émission secondaire à basse énergie. Ceci empêche d'ailleurs de mesurer la température à partir de l'écart-type.

Même si la cinématique utilisée peut être discutable, il a été clairement montré que le dispositif de détection joue un rôle fondamental sur la qualité de la mesure de la température.

Après filtre, les mesures apparaissent clairement faussées et discutables. Nous observons dans le cas le plus favorable, c'est à dire pour les deutons et les tritons, de 30 à 10 % environ d'erreur relative pour le premier et 30 à 20 % pour l'autre. La détection de la particule, compte tenu de la cinématique et de la résolution angulaire du détecteur implique une distorsion flagrante des spectres pour tous les types de particule. Pour les deutons et les tritons, l'effet est prépondérant pour les énergies de désexcitation les plus faibles et diminue un peu pour les plus grandes. Les trois méthodes de mesure restent cohérentes. Pour les protons et les alphas, ces effets sont beaucoup plus importants et la mesure à partir de l'écart-type apparaît caduque.

La reconstruction du repère initial et la complétude de l'événement ne perturbent que très peu en plus la mesure. Elles le font principalement pour les énergies d'excitation les plus faibles. Ceci est peut-être aussi lié au choix d'interdire l'émission de fragments de taille trop importante.



Nous avons aussi mis en avant l'importance de la statistique lors de ce type d'étude. Nous avons vu que les méthodes d'ajustement ne peuvent pas être utilisées sans réflexion. La qualité de l'ajustement et les valeurs mesurées dépendent de la statistique effective dans le spectre (nombre d'événements étudiés et multiplicité). La méthode du  $\chi^2$  nécessite une statistique minimum. La méthode de Kolmogorov peut être utilisée pour des statistiques plus faibles. Lorsque la statistique augmente beaucoup, il est plus simple d'utiliser la méthode du  $\chi^2$  car les critères de convergence sont moins drastiques. L'ajustement se fait de plus en plus homogène sur l'ensemble du spectre. Nous pouvons remarquer que la température apparente mesurée semble augmenter légèrement lorsque la statistique diminue.

Par les méthodes d'ajustement, les barrières apparentes mesurées apparaissent totalement cohérentes vis à vis des températures apparentes mesurées, lorsque celles-ci sont correctement mesurées. Elles sont systématiquement plus basses que celles attendues. Cet effet est plus important lorsque la contribution évaporative secondaire devient importante. Ce résultat est un peu surprenant, sachant qu'il n'y a aucun moment angulaire ou aucune déformation du noyau chaud. Il paraît ne pas être cohérent vis à vis des résultats présentés par R. Charity dans la référence [147]. Mais elle est peut-être liée au choix artificiel d'imposer une désexcitation uniquement par émission de particules légères. En effet, cela favorise l'émission de particules légères excitées et donc augmente la désexcitation secondaire. L'estimation des barrières est par contre apparemment peu perturbée par l'influence du filtre ou par la méthode expérimentale de construction des spectres en énergie.

Nous avons aussi testé la méthode d'Albergo. Elle donne des résultats moins bons que les méthodes d'ajustements avant filtre. Par contre, elle semble moins sensible à la statistique et surtout nettement moins perturbée par le filtre expérimental, surtout quand la multiplicité est importante. Pour les énergies d'excitation les plus faibles, la reconstruction expérimentale du repère du noyau émetteur et la complétude de l'événement demandée semble modifier légèrement la mesure.

Nous pouvons déduire de cette étude, qu'il est possible de mesurer la température apparente vraie à partir du spectre énergétique de particules légères, si celles-ci sont produites très tôt dans une gamme de temps la plus limitée possible et peu lors des désexcitations secondaires. C'est le cas des deutons et tritons, pour GEMINI et SIMON tels que nous les avons utilisés. Il faut une statistique bien évidemment la plus importante possible. Expérimentalement, il faut une couverture et une résolution angulaire bien meilleures que celle d'INDRA. Il faut limiter le plus possible la taille du trou qui laisse passer le faisceau et idéalement utiliser un spectromètre pour les collisions les plus périphériques. Il faut bien sûr ensuite définir une procédure qui permet de remonter de cette température apparente à la température initiale, ce que nous verrons dans le chapitre suivant. Nous avons volontairement négligé tous les phénomènes collectifs, comme expansion ou rotation, ou même les processus de désexcitation, qui pourraient nous éloigner des conditions idéales d'applications de nos thermométries spectrales. Ils n'amélioreront bien évidemment pas ces mesures. GEMINI permet d'étudier l'influence du moment angulaire comme nous pouvons l'observer sur la figure 3.11. Dans ce cas, seul les protons ou les deutons permettent de remonter à la température apparente sans avoir à mesurer l'influence du moment angulaire.

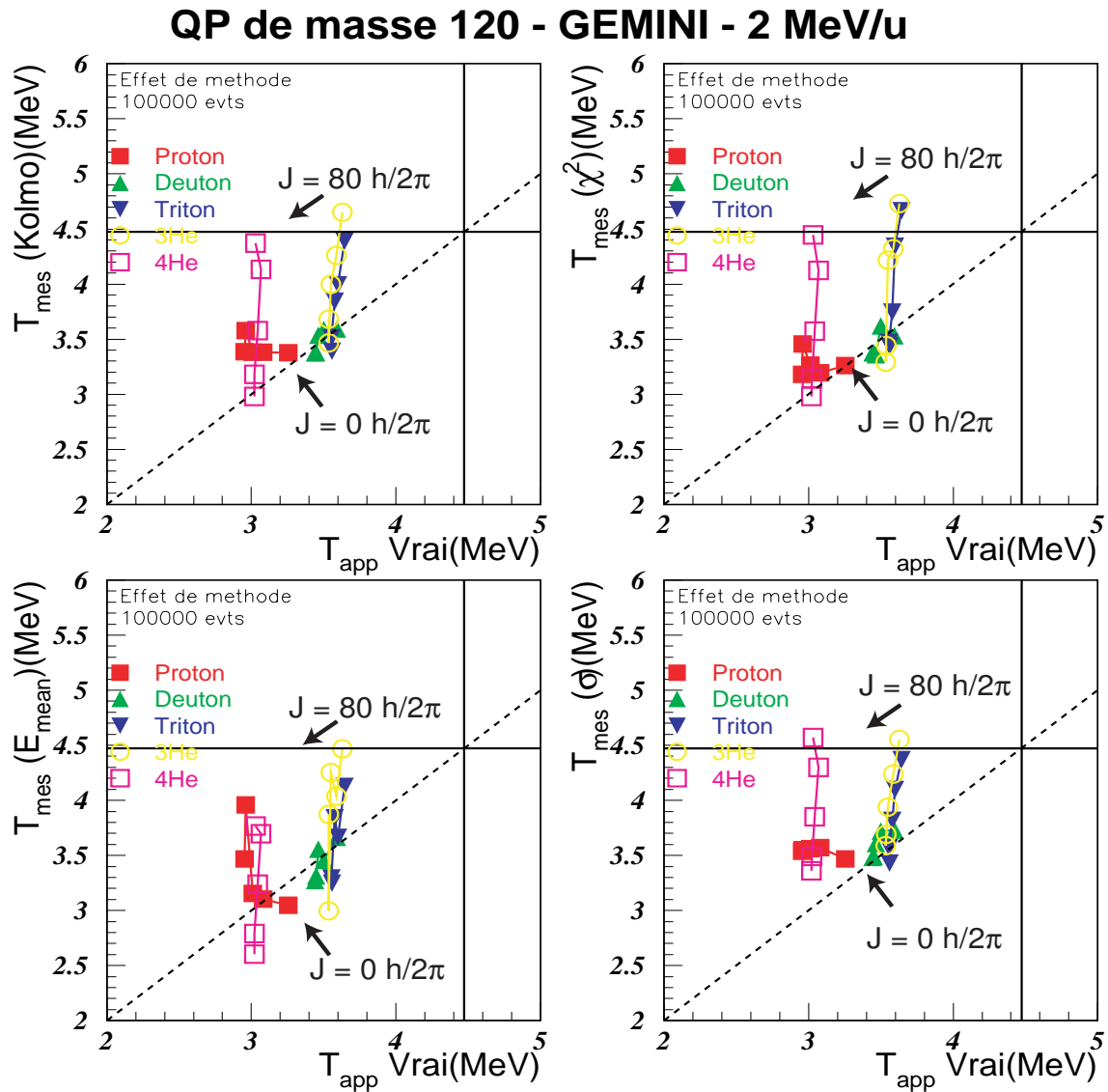


FIG. 3.11 – Corrélations entre la température mesurée par les différentes thermométries et la température apparente pour un noyau chaud  $Sn^{120}$  ayant un moment angulaire variant de 0 à 80  $\hbar$  par pas de 20  $\hbar$



# Chapitre 4

## Comment améliorer ces méthodes de mesures thermodynamiques ?

D'après les études faites dans les deux chapitres précédents, il apparaît clairement qu'une amélioration effective de la mesure de la courbe calorique expérimentale par rapport à la méthode standard dite "Nautilus" nécessite que certaines conditions soient remplies.

Idéalement, le vecteur vitesse initiale du noyau chaud doit être déterminé en essayant d'utiliser aussi les particules légères. Ceci doit permettre en partie de corriger la détermination incorrecte de la composante perpendiculaire. Nous allons voir que cette tâche apparaît très difficile du fait de la présence quasiment à tous les angles dans le repère du Quasi-Projectile d'une composante hors équilibre, qui n'est pas émise par le Quasi-Projectile.

La thermométrie principalement, mais aussi la calorimétrie, imposent d'isoler un échantillon de particules produites par le noyau chaud d'intérêt, en minimisant au maximum les contributions ayant une autre origine.

Il faut corriger l'information manquante ou déformée concernant la collision. Il faut donc comprendre et maîtriser l'ensemble de détection. Cela veut dire non seulement connaître les distorsions liées à la détection individuelle des particules mais aussi celles induites par les sélections d'événements. Il faut déterminer l'efficacité de détection véritable des particules émises par le QP dans ce cadre pour la corriger.

Il faut revoir et affiner les hypothèses, qui permettent, d'une part d'estimer la masse des noyaux à partir des charges détectées puis d'en déduire la contribution neutre, et d'autre part d'estimer la contribution énergétique de cette dernière.

Nous allons voir maintenant comment nous avons essayé de remplir ces conditions dans les sections qui suivent.

## 4.1 Amélioration de la sélection des particules évaporées

### 4.1.1 Influences du repère et du filtre expérimental sur la caractérisation des particules légères.

Dans cette étude, nous utilisons le générateur SIMON en supposant une collision binaire pure  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 MeV/u sans aucune particule de prééquilibre. Nous allons montrer dans cette sous-section l'influence prépondérante que peuvent avoir le repère de la source utilisé et le filtre expérimental sur les caractéristiques spatio-énergétiques des particules légères chargées donc indirectement sur la thermodynamique du noyau chaud. En effet, ces dernières interviennent dans les techniques expérimentales utilisées tant pour la mesure de l'énergie d'excitation que pour celle de la température.

Nous présenterons un certain nombre de distributions angulaires de particules légères définies dans un repère donné. Les angles polaire  $\theta_{spin}$  et azimutal  $\phi$  sont définis comme indiqué sur la figure 4.1. L'angle azimutal est pris positif lorsque la projection du vecteur vitesse de la particule dans le plan de réaction est située à gauche de la direction du vecteur vitesse du QP. Une particule émise dans le plan de réaction et dans la direction du vecteur vitesse du QP présente donc un angle azimutal nul et un cosinus de l'angle polaire lui aussi nul.

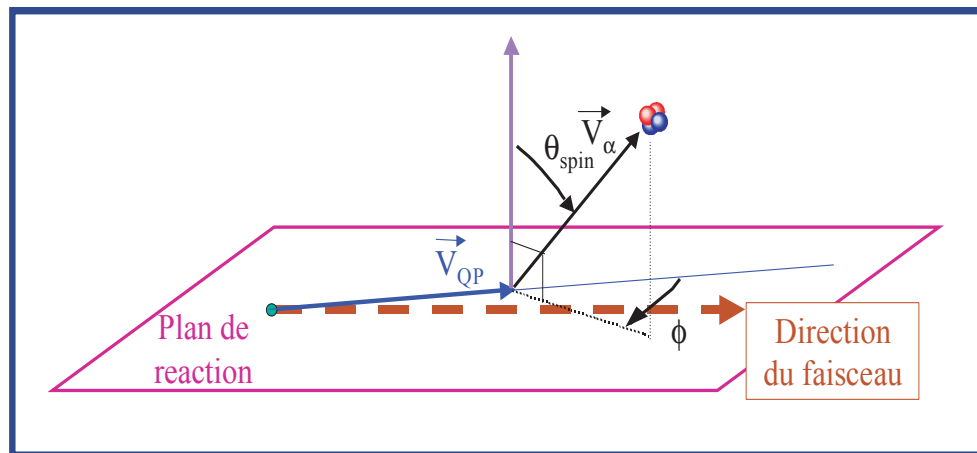


FIG. 4.1 – Définitions des angles polaire  $\theta_{spin}$  et azimutal  $\phi$  d'émission des particules légères pour notre étude.

Nous présentons sur la figure 4.2 deux graphes. Pour les obtenir, nous avons considéré comme repère de la source émettrice : le véritable repère initial du noyau chaud. La détection des particules chargées est parfaite. Les particules ont été évaporées par le QP. Le premier graphe présente la multiplicité moyenne des particules légères chargées en fonction de l'angle azimutal  $\phi$  pour différentes tranches d'énergie d'excitation. Les collisions sont

de plus en plus violentes lorsque nous allons de gauche à droite et de bas en haut sur les graphes.

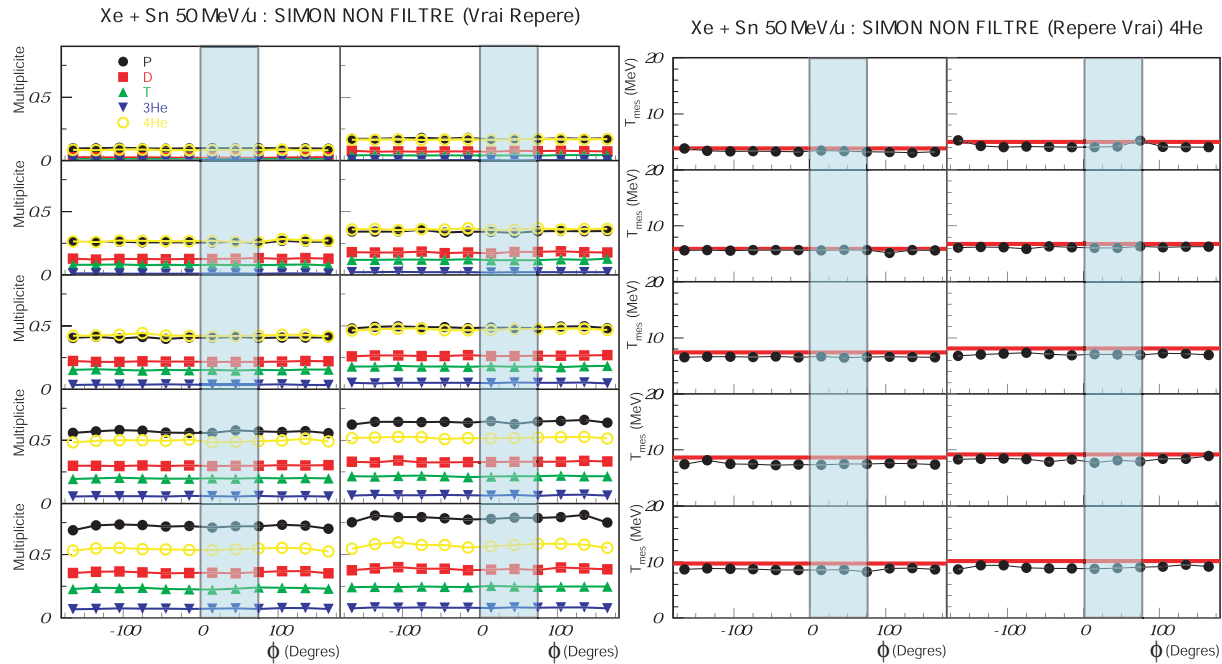


FIG. 4.2 – A gauche, multiplicités moyennes des particules légères émises par les QP, générées par SIMON, en fonction de  $\phi$ , avant le filtre INDRA (le vecteur vitesse étant calculé dans le repère initial vrai du QP). A droite, distributions des températures mesurées par ajustement de spectres en énergie d’alphas évaporés par le QP, obtenus pour différents domaines en  $\phi$ , en fonction du  $\phi$  moyen associé. Ceci est fait pour différentes sélections en  $E^*/A$  du QP. La ligne rouge correspond à la température initiale vraie du QP, associée à chaque tranche d’énergie d’excitation.

Le second graphique lui montre les températures mesurées par ajustement d’une maxwellienne sur les spectres en énergie des alphas, pour différents domaines angulaires en  $\phi$ , en fonction du  $\phi$  moyen correspondant. Ceci est fait pour différentes tranches en énergie d’excitation du QP (1 MeV de largeur). L’ensemble des particules étudiées ont été émises par le Quasi-Projectile. Nous ne prenons en considération que les particules ayant une vitesse dans le laboratoire plus grande que celle du centre de masse de la collision. Nous retrouvons dans les deux cas le résultat attendu lorsqu’il s’agit d’une émission par un noyau chaud thermiquement équilibré, c’est à dire des distributions plates en  $\phi$  pour toutes les particules légères et une température mesurée uniforme quel que soit  $\phi$ . Nous nous assurons ainsi de la validité et de la cohérence de SIMON en ce qui concerne le traitement de la désexcitation du QP.

Sur la figure 4.3, nous pouvons maintenant observer l’influence du filtre sur la répartition spatiale des particules évaporées autour du QP. Dans la notion d’influence du filtre, nous prenons en compte bien sûr l’aspect détection, mais nous y ajoutons aussi un aspect plus

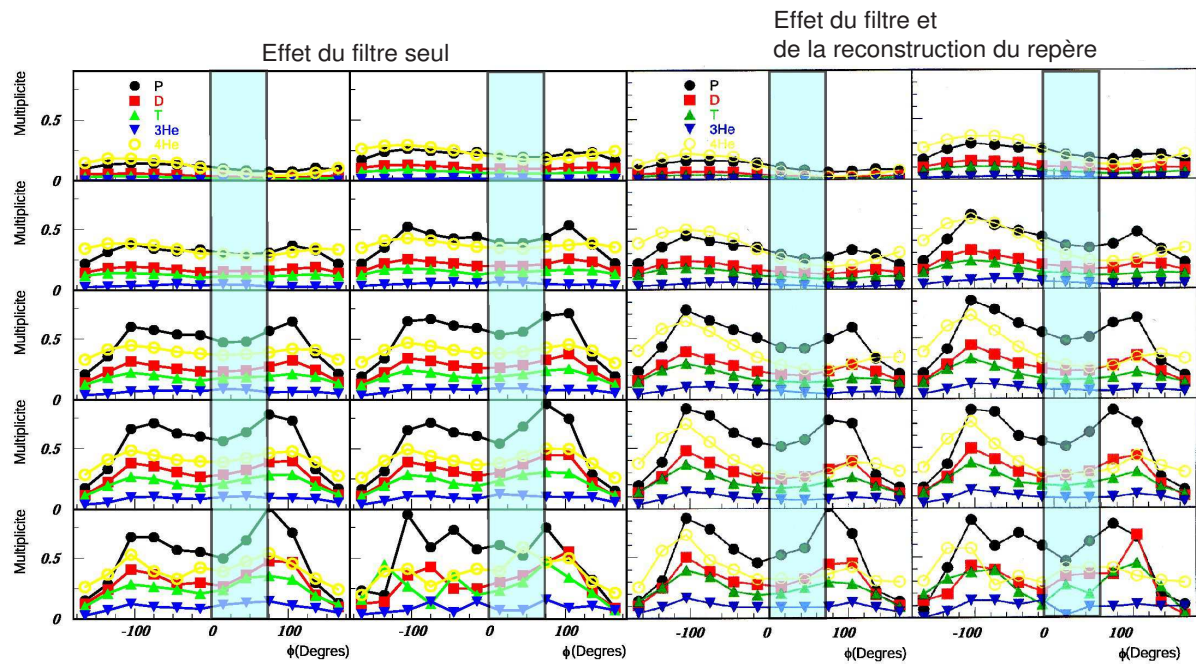


FIG. 4.3 – A gauche, distributions en  $\phi$  des particules légères émises par les QP, générés par SIMON, après passage dans le filtre INDRA, (le vecteur vitesse étant calculé dans le repère initial vrai du QP) pour différentes sélections en  $E_{tr12}$ . Les événements considérés sont des événements dits "complets". A droite, distributions en  $\phi$  des particules légères émises par le QP fournies par SIMON après le filtre INDRA (le vecteur vitesse de la particule étant ici calculé dans le repère reconstruit) pour différentes sélections en  $E_{tr12}$ .

délicat à appréhender : c'est l'incidence de la sélection des événements dits "complets", telle qu'elle est définie dans la sous-section 1.2.2 du chapitre 1. Cela entraîne une déformation importante de la distribution en  $\phi$  des particules évaporées, même si le vecteur vitesse de la particule évaporée est défini dans le repère initial vrai. Il y a apparemment dans les événements conservés plus de particules légères émises à droite qu'à gauche vis à vis du vecteur vitesse du QP, pour les collisions périphériques. En fait, nous ne conservons que des événements pour lesquels l'émission des particules légères a pu sortir le Quasi-Projectile du trou du détecteur. L'effet est encore amplifié, si, maintenant le vecteur vitesse est défini dans le repère reconstruit par la méthode habituelle décrite au chapitre 2. Nous retrouvons donc en grande partie l'influence de l'effet "droite-gauche" décrit dans les chapitres précédents. La déformation est très importante, elle entraîne une brisure de la symétrie de révolution de l'évaporation autour de l'axe passant par le centre du noyau et perpendiculaire au plan de réaction.

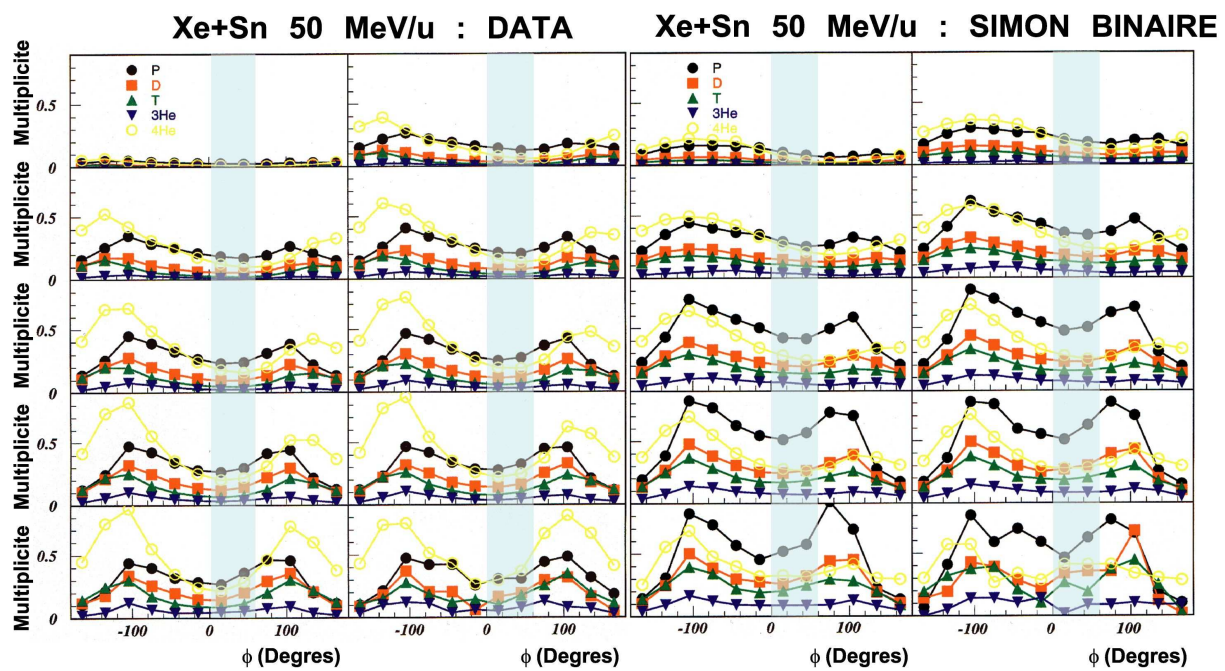


FIG. 4.4 – À gauche, distributions expérimentales en  $\phi$  des particules légères situées à l'avant du centre de masse (leur vecteur vitesse étant calculé dans le repère reconstruit) pour les différentes sélections en  $E_{tr12}$ . Les événements considérés sont des événements dits "complets". À droite, distributions en  $\phi$  des particules légères émises par le QP fournies par SIMON après le filtre INDRA (le vecteur vitesse de la particule étant calculé dans le repère reconstruit) pour les différentes sélections en  $E_{tr12}$ .

Nous pouvons nous demander si cet effet apparent n'est pas un artefact lié à la simulation utilisée. C'est pourquoi, nous présentons sur la figure 4.4 une comparaison des multiplicités moyennes des particules légères, situées dans la partie avant du centre de masse, en fonction de  $\phi$ , observées pour les données et la simulation. Nous observons effectivement



les mêmes tendances. Elles sont même accentuées pour les données par l'existence d'une contribution de prééquilibre qui est préférentiellement située entre les deux partenaires de la collision, donc à des angles  $\phi$  situés au voisinage de plus ou moins  $180^\circ$ .

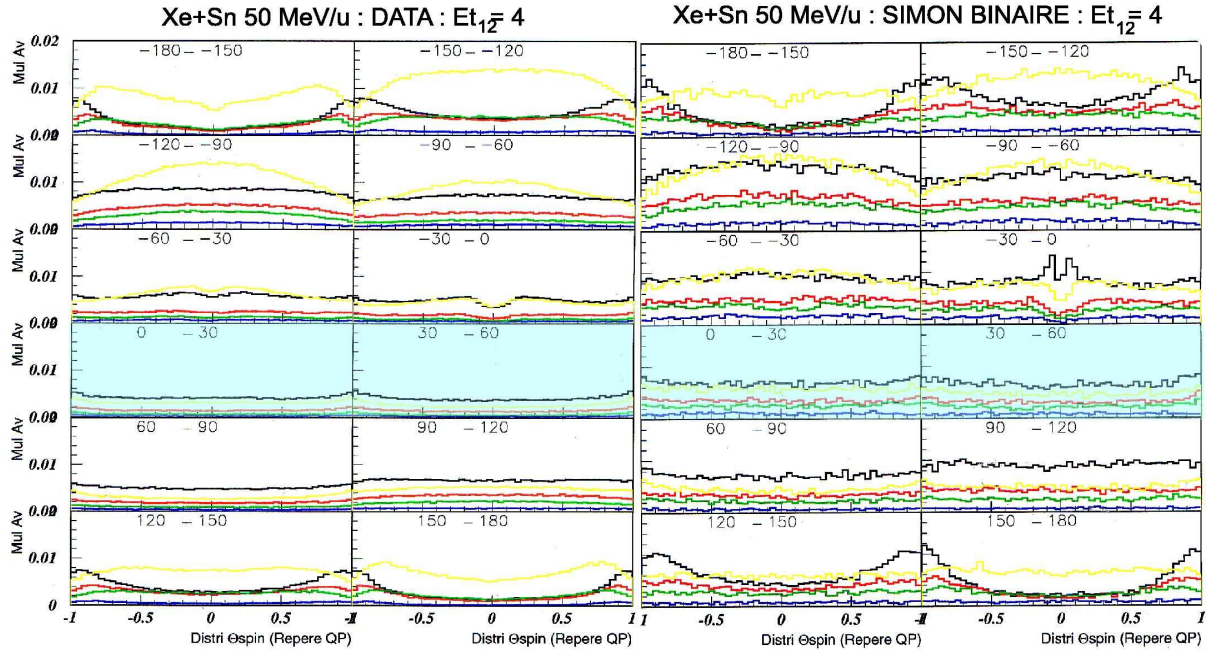


FIG. 4.5 – A gauche, distributions de multiplicités des PLC situées à l'avant du centre de masse en fonction du  $\cos(\theta_{spin})$  pour différentes tranches en  $\phi$ . Celles-ci sont obtenues avec les données pour une tranche en énergie transverse correspondant à des collisions semi-périphériques et pour une sélection d'événements complets. A droite, la même chose pour SIMON binaire pur, le repère de la source est reconstruit par la méthode expérimentale.

Nous nous demandons également, si les distributions en  $\theta_{spin}$  sont chahutées elles-aussi par rapport à ce que nous pouvons attendre pour une émission isotrope ou une émission à symétrie cylindrique autour d'un moment angulaire, éventuellement important. Nous présentons donc sur la figure 4.5 une comparaison des distributions de multiplicité des particules situées à l'avant du centre de masse en fonction du  $\cos(\theta_{spin})$  obtenues avec les données et SIMON binaire pur. Nous retrouvons dans les deux cas des résultats analogues : il n'y a pas de symétrie apparente en  $\phi$ . Seuls les domaines angulaires  $0^\circ - 30^\circ$  et  $30^\circ - 60^\circ$  sont similaires. En fait, ces tendances ont déjà été vues dans une étude faite par J.C.Steckmeyer dans la référence [40]. Celle-ci montrait comment l'effet "droite-gauche" et la méthode de reconstruction à partir des seuls fragments de masse intermédiaire et des fragments lourds pouvaient déformer la distribution attendue lors d'une émission de PLC par une source chaude en rotation. La complétude exigée favorise les événements présentant un effet "droite-gauche" prononcé pour les collisions périphériques. Il était montré aussi dans cette étude que l'espace, situé à l'avant gauche dans le repère du QP reconstruit, est fortement pollué par une émission hors-équilibre (pour des collisions semi-périphériques et

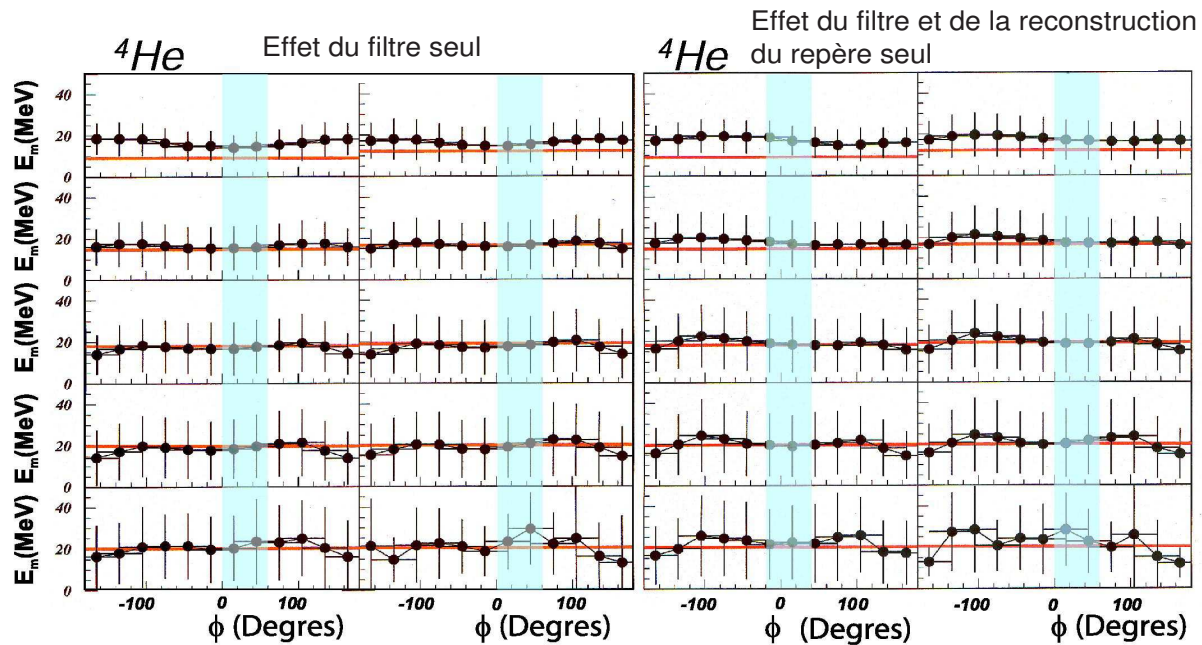


FIG. 4.6 – À gauche, distributions des énergies moyennes des alphas évaporés par le QP en fonction de  $\phi$  générées par SIMON après le filtre INDRA (leur vecteur vitesse étant calculé dans le vrai repère initial) pour les différentes sélections en  $E_{tr12}$ . Les événements considérés sont des événements dits "complets". À droite, distributions des énergies moyennes des alphas évaporés par le QP en fonction de  $\phi$  générées par SIMON après le filtre INDRA (leur vecteur vitesse étant calculé dans le repère reconstruit) pour les différentes sélections en  $E_{tr12}$ . La ligne rouge correspond à 2 fois la température vraie du noyau chaud.

centrales). Il commence aussi à y avoir une pollution de l'avant du centre de masse par l'émission de la Quasi-Cible, comme cela a été déjà noté au chapitre 2.

Nous allons maintenant faire une étude équivalente concernant les caractéristiques énergétiques des PLC dans le repère du noyau émetteur. Nous étudions d'abord l'effet du filtre puis l'effet cumulé du filtre et de la reconstruction du vecteur vitesse (voir la figure 4.6). Le filtre et la complétude associés impliquent une modulation apparente de l'énergie moyenne en fonction de  $\phi$  principalement pour les collisions périphériques. Sur la figure 4.6 à droite, l'ajout de l'effet de la reconstruction entraîne en plus une dissymétrie de la modulation gauche-droite, qui est liée encore à l'effet gauche-droite. Ce phénomène est plus important pour les alphas. Mais il est aussi observé pour les autres particules légères. Il existe encore lorsque la grandeur étudiée n'est pas l'énergie moyenne mais la température mesurée par ajustement de spectre. Sur la figure 4.7, nous présentons une comparaison entre la

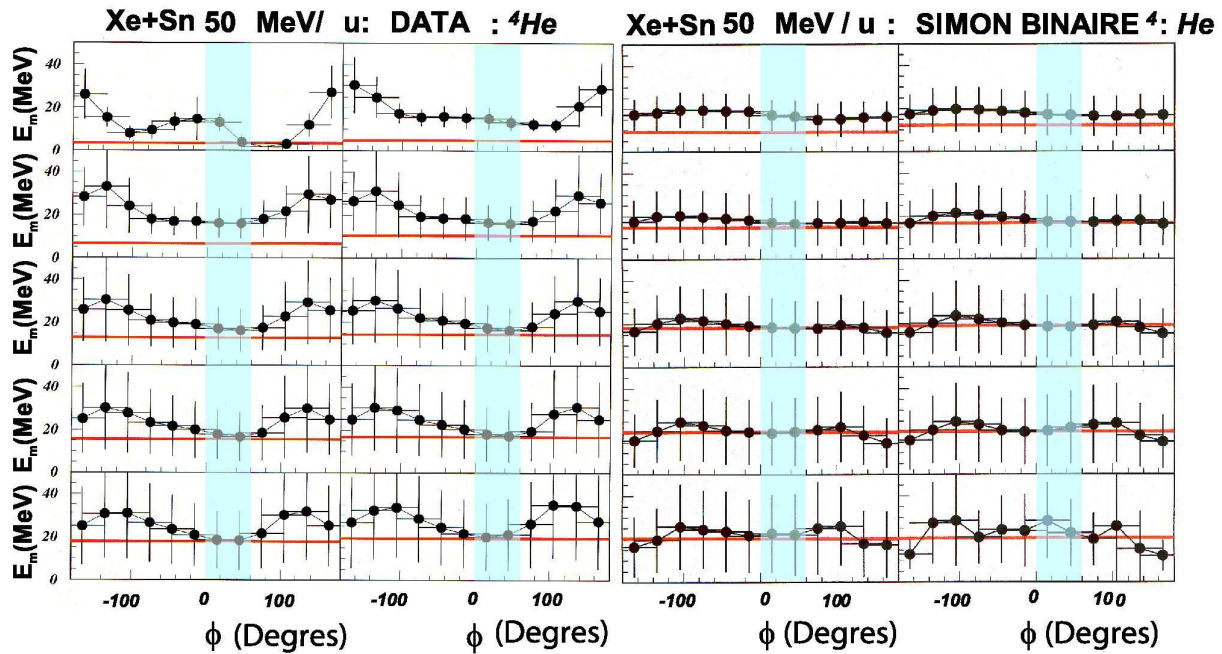


FIG. 4.7 – À gauche, distributions des énergies moyennes des alphas évaporés par le QP en fonction de  $\phi$  pour les données et pour les différentes sélections en  $E_{tr12}$ . Les événements considérés sont des événements dit "complets". À droite, distributions des énergies moyennes des alphas évaporés par le QP en fonction de  $\phi$  générées par SIMON après le filtre INDRA (leur vecteur vitesse étant calculé dans le repère reconstruit) pour les différentes sélections en  $E_{tr12}$ . La ligne rouge correspond à 2 fois la température vraie du noyau chaud pour SIMON et deux fois la température mesurée pour les données.

simulation et les données. Il y a une différence importante entre les deux due à la production hors-équilibre. Seul le domaine  $0^\circ - 60^\circ$  en  $\phi$ , symbolisé par une bande bleue claire transparente, semble en partie compatible avec l'énergie moyenne attendue pour une évaporation. Cette tendance se retrouve pour les autres particules légères non présentées ici.

Pour confirmer ces constatations, pour une sélection en énergie transverse correspondant à des collisions semi-périphériques, nous présentons enfin sur la figure 4.8, les spectres d'énergie expérimentaux des tritons définis dans le repère reconstruit du QP pour différentes tranches en  $\phi$ . Nous voyons à nouveau que seules les tranches en  $\phi$  comprises entre  $-30^\circ$  et  $60^\circ$  semblent donner des spectres d'émission thermique compatibles entre eux. Ceci est aussi vrai pour les autres particules légères.

Des études ultérieures faites avec le générateur d'événements HIPSE, qui traite plus correctement les productions de PLC de mi-rapacité que SIMON, montrent aussi que seul un domaine angulaire très limité à l'avant du QP est peu pollué. Ce type de résultats avait été aussi mis en avant à l'aide de calculs Landau-Vlasov mais pour des systèmes plus petits dans la référence [80]. Nous présenterons une étude comparative entre HIPSE et les données illustrant ces propos dans la section 5.4.1.

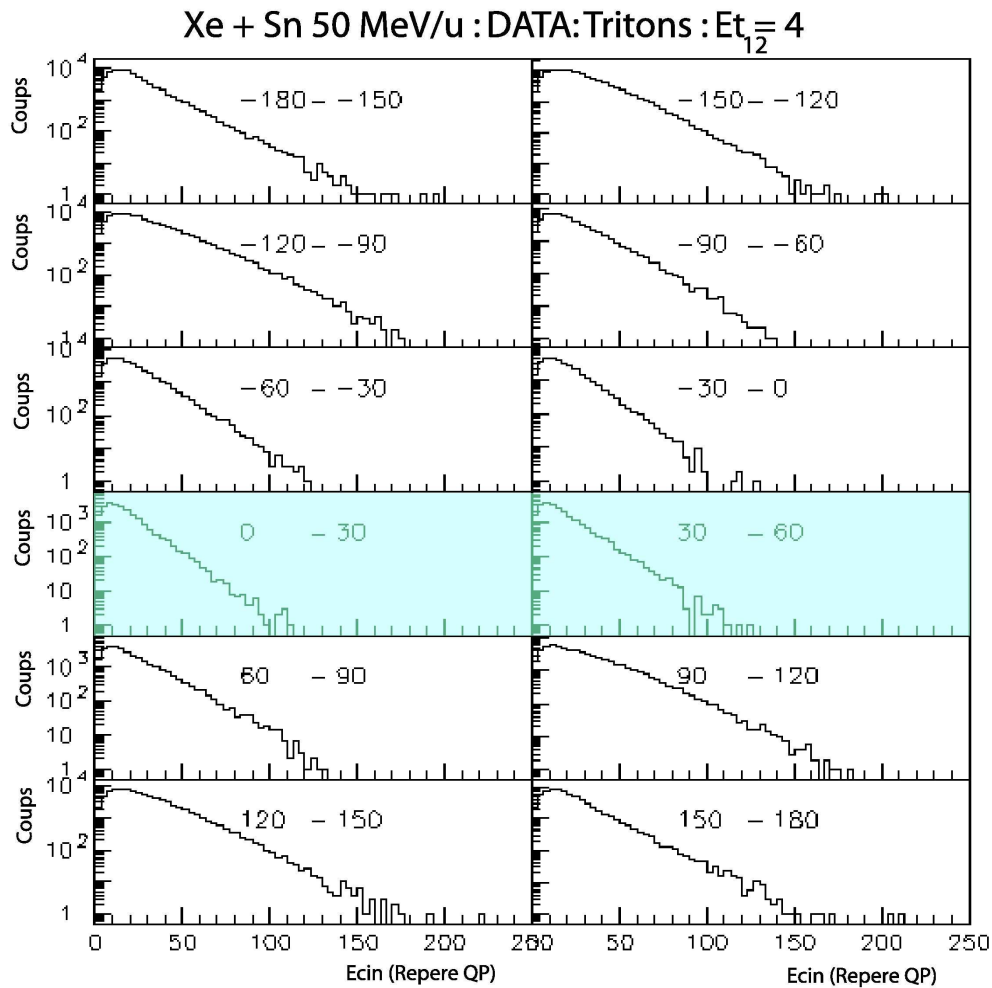


FIG. 4.8 – Distributions d'énergie cinétique des tritons dans le repère du QP reconstruit, pour différents domaines angulaires en  $\phi$  obtenues par la collaboration INDRA.

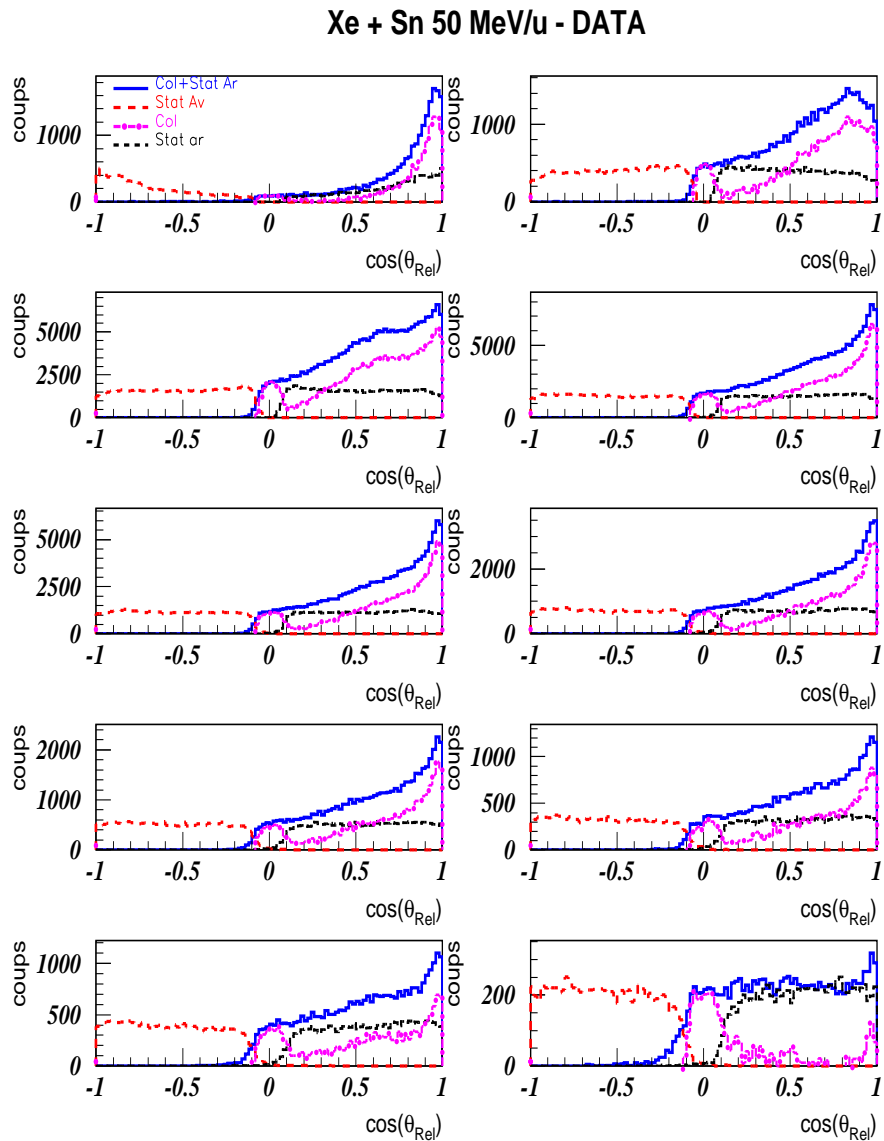


FIG. 4.9 – Distributions du cosinus de l'angle  $\theta_{rel}$ , angle entre le vecteur vitesse relative des deux fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse et celui de la source reconstruite. Celles-ci sont présentées pour une asymétrie moyenne entre les deux fragments et pour différentes sélections : la courbe en trait plein correspond à notre sélection dite du "col", la courbe de gauche en trait pointillé correspond à notre sélection dite "statistique" à l'avant du repère du QP et celle de gauche du statistique à l'arrière du QP, la courbe en trait plein et point correspond à du "col" pour lequel la contribution statistique a été soustraite. La violence de la collision augmente quand on va de gauche à droite et de bas en haut.

### 4.1.2 Confirmation expérimentale de la nécessité de sélectionner le mécanisme de réaction

Nous avons déjà discuté dans le chapitre 1 dans la sous-section 1.2.2 de la nécessité de différencier les collisions en fonction de leur mécanisme de réaction. Nous avons défini un critère de sélection entre des collisions binaires suivies d'une désexcitation statistique "classique" des deux noyaux chauds clairement séparés et celles pour lesquelles, il y a eu formation apparente d'un col de matière entre les deux partenaires au cours de la collision. Nous parlerons dans un cas de collision "**Statistique**" et dans l'autre de collision "**Col**" (voir la figure 1.2 du chapitre 1.) Nous pensons donc isoler ainsi un mécanisme de réaction, qui nous semble mieux adapté au scénario sur lequel est basé notre méthode de reconstruction du noyau chaud.

A l'aide des figures 4.9 et 4.10 qui concernent les deux fragments les plus lourds produits à l'avant du centre de masse, nous montrons que les deux mécanismes correspondent bien à des dynamiques différentes comme cela a été déjà clairement vu et montré dans les références [99,148]. Le processus de dissipation de l'énergie peut donc être lui aussi différent comme écrit dans la référence [99]. Dans les deux figures, nous sélectionnons la violence de la collision à l'aide de la variable  $E_{t12}$  normalisée à l'énergie disponible dans le centre de masse dans la direction perpendiculaire à celle du faisceau incident. Nous utilisons aussi la variable  $\eta$  qui caractérise l'asymétrie de charge entre les deux plus gros fragments. Sur la figure 4.9, nous présentons pour différentes violences de collision la distribution du cosinus de l'angle  $\theta_{rel}$  entre le vecteur vitesse relative des deux fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse et celui de la source reconstruite. Nous nous limitons à présenter un cas typique : ici des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u présentant une asymétrie moyenne entre les deux fragments. Nous notons immédiatement que comme attendu dans le cadre d'une désexcitation statistique standard les événements dits "**statistique**" présentent une distribution plate, si nous omettons des problèmes d'acceptance angulaire du multidétecteur, qui sont plus visibles pour les collisions les plus périphériques. Les événements de type "**Col**" eux présentent plutôt une focalisation du vecteur relatif dans la direction du vecteur reconstruit. Cela est d'autant plus vrai que la collision est peu violente. Nous pouvons, pour améliorer encore l'isolation de cette contribution, soustraire aux événements sélectionnés ainsi, la distribution "**statistique**" arrière pour laquelle, le deuxième fragment le plus lourd serait émis vers l'arrière du QP. Cette distribution arrière devrait être la distribution symétrique par rapport à 0 de la distribution des événements dits "**Statistique**" tels que nous les sélectionnons. Ils correspondent à l'émission statistique vers l'avant du QP. Nous obtenons ainsi sur la figure 4.9, après soustraction de celle-ci, une distribution en cosinus  $\theta_{rel}$  des événements dit de "**Col**" mieux déterminée. La forme ne change pas, mais la proportion d'événements est plus correcte. Cette contribution tend à disparaître lorsque le violence de la collision croît.

Nous pouvons aussi au travers de l'étude de la vitesse relative moyenne entre les deux fragments confirmer qu'il y a des différences de fond entre les deux types d'événements, même si ces différences sont atténuées par la présence d'événements "**Statistiques**" dans les événements de "**Col**" comme nous l'avons montré ci-dessus. Nous présentons sur la

figure 4.10-a cette vitesse relative moyenne en fonction de  $E_{t12}$  normalisée, donc de la violence de la collision, puis nous présentons sur la figure 4.10-b la vitesse relative divisée par la vitesse déduite de la systématique de Viola [149] en fonction de la même variable. Nous faisons cela pour l'ensemble des collisions Xe + Sn de 25 à 100 MeV/u. Sur la figure 4.10-a, il

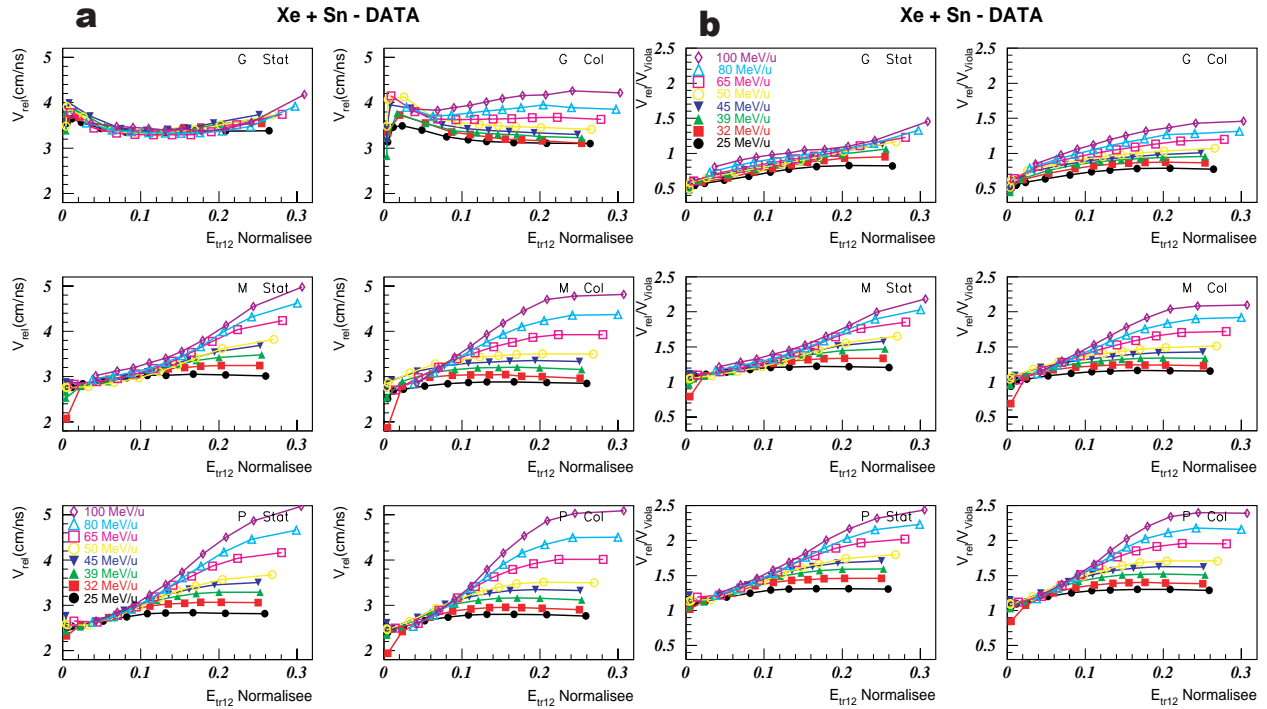


FIG. 4.10 – a) Évolution moyenne de la vitesse relative entre les deux fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse en fonction de la violence de la collision pour les différentes sélections de mécanisme et d'asymétrie. b) Évolution moyenne de cette vitesse relative divisée par la vitesse déduite de la systématique de Viola [149] en fonction de la violence de la collision pour les différentes sélections de mécanisme et d'asymétrie. Sur chaque figure, la colonne de gauche correspond à la sélection dite "**Statistique**" et la colonne de droite, elle, correspond à la sélection dite "**Col**".

y une grande différence d'évolution des courbes entre les deux mécanismes pour les grandes et moyennes asymétries. Celle-ci demeure pour les petites asymétries mais de manière moins flagrante et surtout pour les petites énergies transverses. Pour le "**Col**", nous observons une tendance systématique à la saturation de la vitesse relative pour les collisions les plus violentes, qui n'existe que pour les énergie incidentes inférieures à 45 MeV/u dans le cas de la sélection "**Statistique**". La vitesse relative entre les deux fragments les plus gros est liée en partie au processus de désexcitation du noyau chaud. Nous pouvons le constater en observant l'"invariance" de la vitesse relative moyenne par rapport à l'énergie incidente en ce qui concerne les collisions de type "**Statistique**" avec une asymétrie grande. Nous nous attendons à un tel résultat dans le cadre de l'émission statistique à la "Weisskopf". Elle

n'existe pas par contre pour l'autre mécanisme envisagée. Cette "invariance" existe encore un peu pour l'asymétrie moyenne et le mécanisme "**Statistique**".

La comparaison avec la systématique de Viola, présentée sur la figure 4.10-b, est aussi très intéressante. Nous retrouvons une différence importante entre les deux processus. Mais nous remarquons surtout, pour les deux mécanismes, une incompatibilité totale des résultats avec la systématique de Viola, c'est à dire la fission standard symétrique (observable normalement pour l'asymétrie la plus faible si la fission est présente). Celle-ci ne semble exister que pour les collisions les plus périphériques. Nous pouvons trouver pour les énergies incidentes les plus grandes jusqu'à plus de deux fois la valeur prévue par la systématique. Nous retrouvons là des tendances déjà vues dans la référence [148] et compréhensibles si nous imaginons que de la multifragmentation non séquentielle joue un rôle dans la production de ces fragments. Même en utilisant une version corrigée de la systématique de Viola, où nous tenons compte de l'asymétrie effective des deux fragments pour la fission, les vitesses relatives observées expérimentalement sont encore trop grandes. Nous garderons à l'esprit pour la suite les différences observées entre les deux mécanismes.

## 4.2 Nouvelle calorimétrie "3D"

### 4.2.1 Détermination d'un domaine spatial d'émission par le QP.

L'étude présentée dans le chapitre 2 et surtout les conclusions de l'étude faite dans la sous-section 4.1.1, nous ont amené à penser que seul un domaine spatial très limité peut être utilisé pour caractériser correctement la contribution de désexcitation du QP. A partir des définitions angulaires de  $\phi$  et de  $\theta_{spin}$  données dans la sous-section 4.1.1, nous définissons **comme particules émises effectivement par le QP : uniquement les particules situées dans le domaine angulaire en  $\phi$  compris entre  $0^\circ$  et  $60^\circ$  dans le repère reconstruit du QP**. Cela correspond donc à un sixième de l'angle solide total comme nous pouvons le voir sur la figure 4.11. Ce domaine spatial est bien évidemment, par définition, lié au vecteur vitesse du QP reconstruit dans le repère du centre de masse. Il ne sera donc pas le même pour nos différentes sélections en violence de la collision. Nous avons donc choisi de reconstruire le quasi-projectile, événement par événement, en supposant pour chaque particule une certaine probabilité d'être émise par le QP. Celle-ci est déterminée pour chaque particule détectée à partir des informations fournies par l'ensemble des particules détectées dans le domaine spatial limité que nous venons de définir ci-dessus. Ce type de calorimétrie a déjà été employé dans la référence [85].

### 4.2.2 Calcul des probabilités d'émission par le QP.

Pour appliquer cette méthode et définir les probabilités d'émission par le QP, nous supposons que le processus de désexcitation du QP présente une symétrie de révolution autour de l'axe perpendiculaire au plan de réaction décrit par le vecteur QP reconstruit et le vecteur vitesse du projectile. Nous avons défini, pour  $\phi$  variant de  $-180^\circ$  à  $+180^\circ$ , six



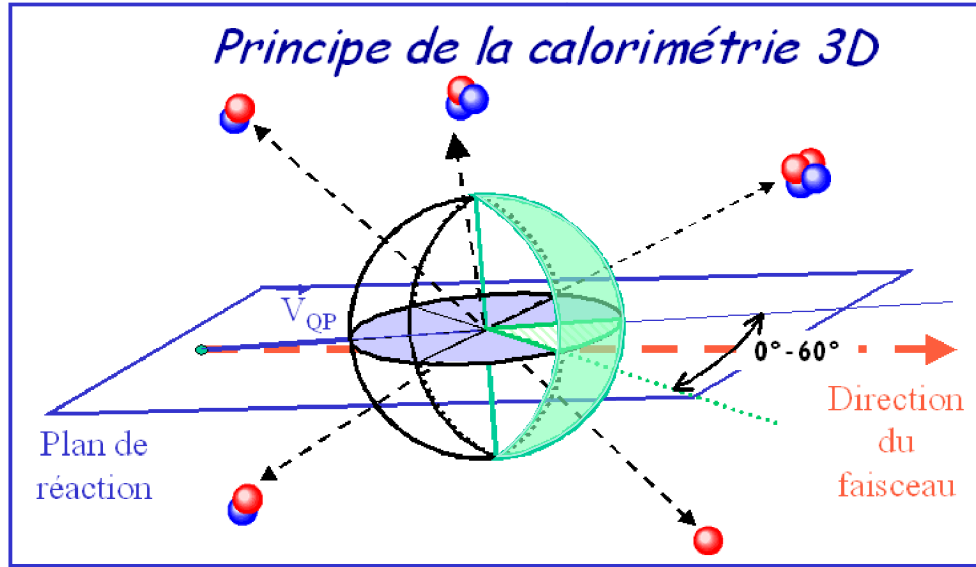


FIG. 4.11 – Schéma permettant de visualiser le domaine spatial pris en considération pour définir les probabilités d'émission par le QP de toutes les types de particules.

zones de  $60^\circ$  de largeur. Dans un premier temps, pour chacune, nous avons construit l'ensemble des distributions angulaires polaires ainsi que les distributions énergétiques pour tous les types de particules détectées, définies dans le repère du QP reconstruit. Ceci est fait en utilisant toutes les particules légères et les fragments de masse intermédiaire à l'exception des deux fragments les plus lourds à l'avant. A partir de ces distributions, pour un type de particule donnée, pour le domaine angulaire entre  $\phi_1$  et  $\phi_2$ , nous déterminons une probabilité expérimentale d'émission de ce type de particule par le QP, que nous allons appeler  $Prob(E_c, \theta, \phi_1 - \phi_2)$ . Nous supposons d'abord que, pour toute particule, la probabilité d'être émise à un angle polaire  $\theta_{spin}$  est indépendante de l'énergie cinétique et réciproquement. Cela veut donc dire que nous considérons l'influence du moment angulaire faible sur les distributions d'énergie cinétique. Compte tenu de cette hypothèse, nous pouvons donc calculer la probabilité à partir de la relation suivante :

$$Prob(E_c, \theta, \phi_1 - \phi_2) = Prob(E_c, \phi_1 - \phi_2) \times Prob(\theta, \phi_1 - \phi_2) \quad (4.1)$$

A partir de cette dernière relation et de notre choix de sélection des particules provenant du QP, nous en déduisons que la probabilité expérimentale cherchée se détermine par la relation suivante :

$$Prob(E_c, \theta, \phi_1 - \phi_2) = \frac{\frac{dN(E_c, 0^\circ - 60^\circ)}{dE_c}}{\frac{dN(E_c, \phi_1 - \phi_2)}{dE_c}} \times \frac{\frac{dN(\theta, 0^\circ - 60^\circ)}{d \cos \theta}}{\frac{dN(\theta, \phi_1 - \phi_2)}{d \cos \theta}} \quad (4.2)$$

En fait, ce calcul est aussi fait en fonction de la violence de la collision, du mécanisme de réaction, de l'asymétrie entre les deux plus lourds à l'avant. On obtient donc des fonctions de probabilité dépendant des variables suivantes :

- $Prob(E_c, \theta, \phi_1 - \phi_2, E_{tr12} Normalisée, \eta, Mécanisme, z, a)$  pour les particules de charge  $z$  inférieure ou égale à 3.
- $Prob(E_c, \theta, \phi_1 - \phi_2, E_{tr12} Normalisée, \eta, Mécanisme, z)$  pour les particules de charge  $z$  supérieure à 3.

Nous pouvons noter que nous avons supposé ici que la probabilité de détection est indépendante de  $E_c$ ,  $\theta$  et  $\phi$ .

### 4.2.3 Reconstruction du QP chaud.

Pour chaque particule détectée dans un événement donné, nous déterminons son énergie cinétique, l'angle polaire et azimutal de son vecteur vitesse, définis dans le repère reconstruit, nous en déduisons sa probabilité  $prob_i$  d'être émise par le QP à partir des fonctions de probabilités. Nous associons ensuite cette probabilité à cette particule pour reconstruire le QP. La probabilité est prise égale à 1 pour les deux plus gros fragments à l'avant du centre de masse. Nous reconstruisons ainsi la charge du QP comme indiqué par la relation ci-dessous :

$$Z_{QP} = \sum_{i=1}^{multot} prob_i \times Z_i \quad (4.3)$$

Pour la masse, nous sommes obligés de faire plusieurs hypothèses. Nous supposons que le QP conserve le rapport isotopique du projectile initial et que les noyaux suivent la vallée de stabilité. La conservation de la masse nous permet d'en déduire le nombre de neutrons produits par le QP comme indiqué par la relation ci-dessous.

$$A_{QP} = Z_{QP} \times 129/54 = \sum_{i=1}^{multot} prob_i \times A_i + N_{neutron} \quad (4.4)$$

Nous pouvons ensuite déterminer le Q de la réaction.

$$Q = E_\ell(A_{QP}, Z_{QP}) - \sum_{i=1}^{multot} prob_i \times E_\ell(A_i, Z_i) - N_{neutron} \times E_\ell(1, 0) \quad (4.5)$$

Nous déterminons le vecteur vitesse de QP dans le repère du centre de masse de la réaction (CDM) uniquement à partir des particules chargées à l'aide de l'expression suivante :

$$\vec{V}_{QP} = \frac{\sum_{i=1}^{multot} prob_i \times \vec{P}_i}{(A_{QP} - N_{neutron})} \quad (4.6)$$

Avec  $\vec{P}_i$  impulsion de la  $i^{\text{ème}}$  particule dans le repère du CDM. Nous pouvons alors calculer l'énergie d'excitation du QP.

$$E_{QP}^* = \sum_{i=1}^{multot} prob_i \times E_{ci} + N_{neutron} \times \langle E_c \rangle_{p+\alpha} - Q - E_{cQP} \quad (4.7)$$

Avec  $E_{ci}$  énergie cinétique de la  $i^{\text{ème}}$  particule dans le repère du CDM,  $\langle E_c \rangle_{p+\alpha}$  énergie cinétique moyenne des neutrons déduite de celles des protons et des alphas et enfin  $E_{cQP}$ , énergie cinétique du QP dans le CDM.

#### 4.2.4 Comparaison avec l'ancienne méthode.

Nous allons à titre indicatif comparer cette "calorimétrie dite 3D" à la méthode précédemment utilisée et présentée dans le chapitre 2 que nous appellerons dans ce chapitre "Calorimétrie Nautilus". Nous présentons donc sur la figure 4.12 l'évolution moyenne de deux grandeurs reconstruites caractéristiques du QP : sa charge et son énergie d'excitation. Nous le faisons pour nos différentes sélections d'intérêt. Nous avons ajouté sur la figure

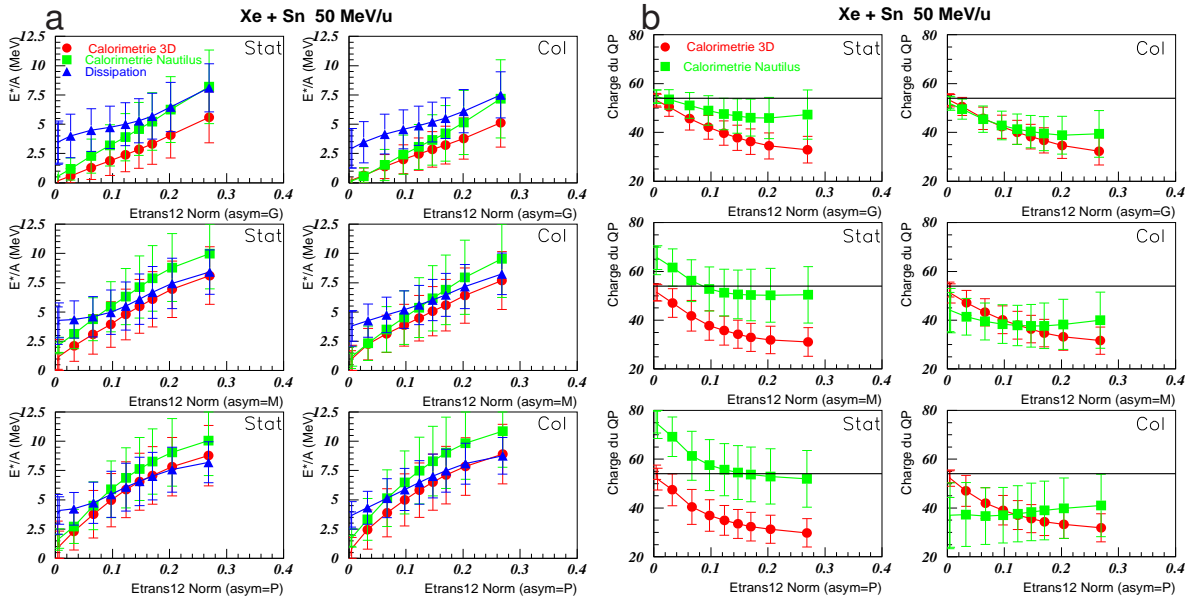


FIG. 4.12 – a) Corrélation moyenne entre l'énergie d'excitation par nucléon du QP mesurée et l'énergie transverse des légers normalisée pour les différentes sélections de mécanisme et d'asymétrie pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. b) Corrélation moyenne entre la charge reconstruite de QP et l'énergie transverse des légers normalisés pour les différentes sélections de mécanisme et d'asymétrie pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u (la ligne noire indique la charge du projectile).

4.12 - a, qui concerne l'énergie d'excitation par nucléon, une estimation approximative de l'énergie dissipée par nucléon lors de la collision. Celle-ci est en fait déterminée à partir de la vitesse mesurée du QP par notre méthode. Nous savons que nous pouvons obtenir la fraction de l'énergie dissipée par nucléon lors d'une collision par la relation suivante :

$$E_{Dissipée}^* = \frac{E_{CM}}{(A_{Proj} + A_{Cibl})} - 1/8 \times V_{rel}^2 \quad (4.8)$$

avec  $E_{CM}$  énergie disponible dans le centre de masse de la réaction et  $V_{rel}$  vitesse relative entre les deux partenaires finaux de la collision.

Ici, comme le système est symétrique, nous supposons que  $V_{rel} = 2 \times V_{QP}$ , avec  $V_{QP}$  vitesse du QP dans le repère du centre de masse. L'équation 4.8 n'est valable que pour les systèmes symétriques et elle suppose que l'émission de prééquilibre est symétrique dans le repère du centre de masse [150]. Cette énergie apparaît donc comme une énergie maximum pouvant être emmagasinée par le QP. Sur la figure 4.12, nous remarquons immédiatement qu'il y a une amélioration qualitative apparente des mesures. Avec la nouvelle calorimétrie, pour les collisions les plus périphériques, nous obtenons des valeurs limites, qui paraissent raisonnables : voisine de 0 MeV/u pour l'énergie d'excitation et 54 pour la charge du QP, ce qui n'était pas toujours le cas pour la méthode Nautilus.

L'énergie d'excitation mesurée ne dépasse jamais nettement l'énergie dissipée estimée contrairement à l'ancienne méthode. Il y a donc une cohérence raisonnable entre la vitesse du QP mesurée et l'énergie d'excitation par nucléon.

En ce qui concerne la mesure de la charge du QP, les mesures très disparates obtenues avec la méthode Nautilus entre les événements **Col** et les événements **Statistique** disparaissent complètement avec la "calorimétrie 3D". Les écarts types indiqués paraissent clairement plus petits. Cette simple comparaison ne suffit pas bien sûr à valider cette calorimétrie. Il paraît essentiel de l'étudier à l'aide d'une simulation la plus réaliste possible, comme cela est fait dans le chapitre suivant.

### 4.3 Comment remonter à partir des températures mesurées aux températures initiales ?

Nous avons constaté dans le chapitre 3 qu'il était possible de mesurer de manière raisonnable la température apparente associée à un type de particules émises par des noyaux de fusion chauds de masse 120, à condition d'avoir un multidétecteur de particules chargées parfait. La température apparente n'est que le reflet du refroidissement progressif du noyau chaud. Nous voulons remonter à la température initiale du noyau chaud. Pour cela, nous allons essayer d'extraire de nos données les informations concernant les particules émises dans les premiers instants de la désexcitation, souvent appelées particules de "première chance". Pour remonter à ces émissions de "première chance", les auteurs des articles [151–153] envisagent deux méthodes. Ils proposent de prendre deux lots d'événements d'énergies d'excitation voisines pour une même source de taille donnée. Ils obtiennent la température initiale, soit en "fittant" le spectre obtenu à partir de la soustraction des spectres d'énergie obtenus pour les deux lots, soit en utilisant la relation :

$$T_{initial} = \frac{M_1 \times T_1 - M_2 \times T_2}{M_1 - M_2} \quad (4.9)$$

où,  $T_i$  est la température obtenue en ajustant le spectre d'une particule donnée et  $M_i$  est la multiplicité moyenne par événement de cette particule pour la sélection considérée ; 1 et 2 représentent chacune des deux énergies voisines.

A partir des données GEMINI déjà utilisées dans le chapitre 3, il nous est possible de juger de l'intérêt de ces deux méthodes. Nous présentons donc sur la figure 4.13 le résultat de l'application de la méthode de soustraction pour les tritons. Bien évidemment, une telle méthode pose des problèmes de statistique, lorsqu'ensuite nous voulons ajuster une fonctionnelle à ces distributions d'énergies. Nous pouvons constater que cette méthode ne permet pas de retrouver la température initiale du noyau chaud. Dans la situation la plus favorable, correspondant à une détection parfaite et une statistique de 100000 événements, celle-ci est sous-estimée systématiquement quelle que soit la méthode de mesure. Cette tendance s'observe non seulement pour les tritons mais aussi pour toutes les autres particules étudiées. Lorsque les influences du filtre INDRA et de la méthode de reconstruction du repère du noyau émetteur jouent en plus, les valeurs obtenues sont surestimées de manière importante. La deuxième méthode envisagée, dont les résultats sont présentés toujours

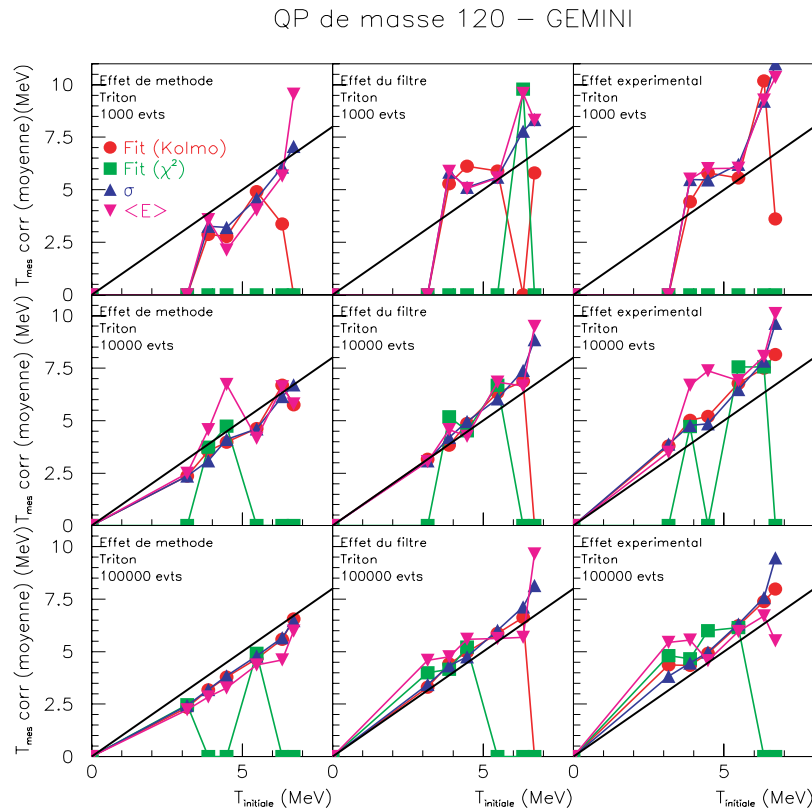


FIG. 4.13 – Etude des mesures de température initiales à partir des spectres énergétiques de tritons, issus de soustraction.

pour des tritons évaporés sur la figure 4.14, s'avère être plus intéressante. Elle permet de déterminer les températures initiales à mieux que 15 % pour les deutons, 10 % pour les tritons, héliums 3 et alphas en utilisant la méthode de Kolmogorov dans le cadre d'une détection parfaite et d'une statistique de 100000 événements. Dans les autres situations,

elle n'apparaît pas plus utile compte tenu des limitations expérimentales décrites ci-dessus et dans le chapitre 3.

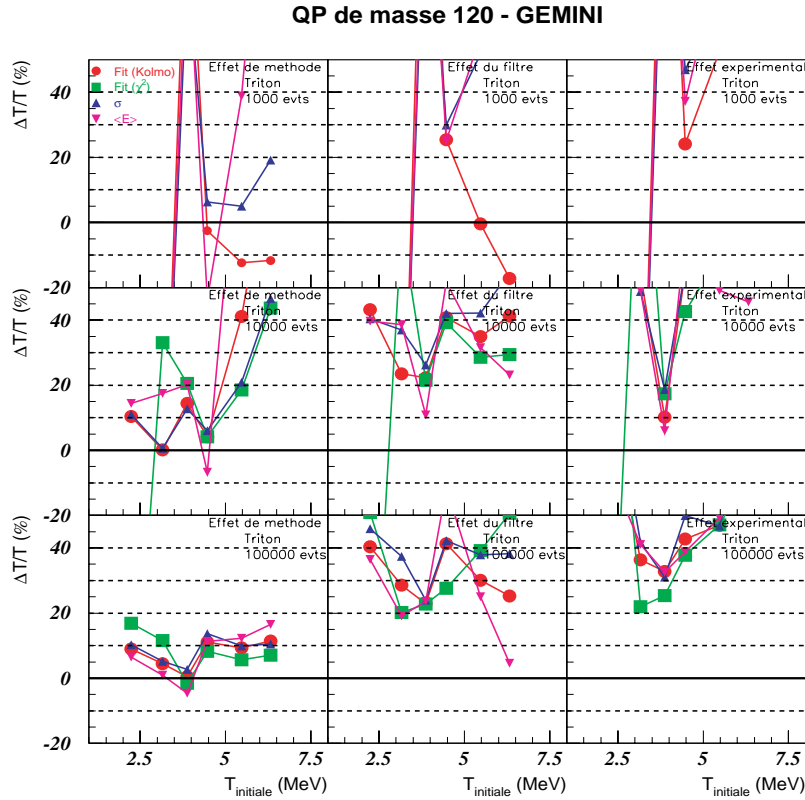


FIG. 4.14 – Etude de la détermination de la température initiale à partir des mesures apparentes et de la relation 4.9.



# Chapitre 5

## Étude de la Calorimétrie 3D et de la thermométrie à l'aide de HIPSE.

### 5.1 Présentation rapide du générateur d'événements HIPSE

Le générateur HIPSE (Heavy Ion Phase Space Exploration) est décrit en détail dans la référence [117]. Globalement, la réaction est traitée sur la base d'un modèle géométrique type participant-spectateurs et l'hypothèse de l'approximation soudaine. La collision est découpée temporellement en trois phases distinctes. Pour un paramètre d'impact donné, il y a d'abord une phase d'approche des deux partenaires, régie par une équation classique du mouvement dans un potentiel d'interaction mutuelle. Ce dernier évolue en fonction d'un paramètre  $\alpha_a$ , indiquant la dureté du potentiel nucléaire. Ceci est fait pour essayer de tenir compte du réarrangement interne des nucléons lorsque les noyaux sont en recouvrement dans le cadre de l'approximation soudaine. Cette phase s'arrête lorsque le recouvrement est maximal.

Ensuite, il y a une phase de formation des clusters et fragments lourds, donc de construction de la partition en masse de la réaction. La géométrie de la collision impose un découpage en trois groupes de nucléons : le Quasi-Projectile, la Quasi-Cible et la zone de recouvrement. Les propriétés du QP et de la QC vont être liées aux caractéristiques de leurs nucléons, dont les impulsions, dans le repère du noyau d'intérêt, sont tirées aléatoirement dans une distribution de Thomas-Fermi. Pour avoir un modèle participant-spectateur plus réaliste à moyenne ou basse énergies incidentes, il a été ajouté la possibilité d'échanger une fraction  $x_{tr}$  des nucléons de la zone de recouvrement, appartenant initialement à la cible, vers le QP et vice versa. Dans la zone de recouvrement, les nucléons présents après échanges, vont pouvoir suivre deux destins différents. Ils vont appartenir, soit à des particules de prééquilibre issues des collisions directes nucléon-nucléon, soit former des fragments ou des particules de mi-rapidité. Il est défini un pourcentage  $x_{coll}$  de collisions permettant de connaître le nombre de collisions en multipliant tout simplement celui-ci par le nombre de nucléons dans la zone participante. Pour les nucléons de la zone participante n'ayant pas subi de collision, un algorithme de coalescence permet de former les fragments



à partir des propriétés individuelles des nucléons (impulsion, position), toujours animés du mouvement de Fermi. Pour les autres, après collision, ils ont perdu la mémoire de leur position initiale. Cette dernière est donc tirée aléatoirement dans une sphère plus grande centrée sur la zone de recouvrement, à l'exclusion des volumes occupés par le QP et la QC. Un algorithme de coalescence équivalent est alors utilisé pour construire les particules de prééquilibre. Une fois l'ensemble des noyaux formés, il y a une période de propagation de ceux-ci, durant 50 fm/c, dans leurs champs coulombiens et nucléaires respectifs, pour atteindre le "freeze-out". Durant cette période, il peut y avoir des réagréations de clusters. Il y a enfin un bilan énergétique global dans le repère du centre de masse, permettant de calculer l'énergie d'excitation totale de la partition. Celle-ci est ensuite répartie entre les différents fragments au prorata de leur masse. Pour des collisions symétriques, l'ensemble des paramètres,  $\alpha_a$ ,  $x_{tr}$  et  $x_{coll}$  intervenant dans le modèle, varie en fonction de l'énergie incidente, mais très peu en fonction de la taille du système étudié [117].

La dernière phase correspond à la désexcitation de ces différents noyaux chauds. Celle-ci est réalisée en utilisant la partie, gérant la désexcitation, du générateur d'événements SIMON [103], c'est-à-dire une désexcitation séquentielle.

L'apport fondamental que représente HIPSE, par rapport aux générateurs utilisés précédemment, est qu'il est capable de rendre compte d'une grande partie des processus pouvant intervenir dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Il gère la phase de prééquilibre, la physique de la zone participante et la phase de désexcitation des noyaux chauds formés, en ayant l'ensemble des corrélations spatio-temporelles dues à l'interaction coulombienne. Il permet donc d'aller plus loin dans l'étude des méthodes calorimétriques et thermométriques.

## 5.2 Qualification du générateur.

Il paraît important de vérifier pour notre étude que le générateur d'événements est capable de rendre compte de manière satisfaisante des caractéristiques statiques et dynamiques des collisions étudiées. Ceci a déjà été en partie fait dans la référence [117]. Pour le système Xe + Sn, il y apparaît clairement que le générateur est capable de rendre compte très correctement des distributions de charge, des corrélations entre charge et vitesse parallèle, des énergies cinétiques moyennes en fonction de la charge ou de l'angle d'émission dans le centre de masse. Il permet de retrouver à 50 MeV/u la distribution d'angle de flot pour des événements complets à 80 % ainsi que les densités de particules par unité de vitesse le long du faisceau, pour différents types de particules. Il respecte donc très raisonnablement les corrélations spatio-énergétiques. Ceci apparaît fondamental pour l'utilisation que nous voulons faire des données fournies par ce générateur. Il est important de noter aussi que les prescriptions utilisés dans HIPSE pour décrire la formation des clusters de mi-rapidité ou de prééquilibre sont aussi appliquées dans le modèle de collisions nucléon-noyau nIPSE [154]. Celui-ci s'avère aussi capable de très bien reproduire les caractéristiques physiques des particules produites lors de telles collisions, comme cela est démontré dans

l'article [154]. Pour filtrer l'ensemble des événements générés, nous utilisons toujours le filtre expérimental d'INDRA décrit dans la sous-section 2.2.1.

### 5.2.1 Caractéristiques générales des collisions.

Nous allons dans un premier temps voir dans quelle mesure les différentes sélections des événements utilisées pour faire une calorimétrie d'un ensemble nucléaire constitué de  $A$  nucléons, peuvent être équivalentes entre les données et le modèle HIPSE. Nous voulons aussi à l'aide d'HIPSE essayer d'avoir une idée des sections efficaces et paramètres d'impact effectivement étudiés.

Nous avons déjà dit précédemment qu'il fallait d'abord vérifier la qualité de la détection de la réaction et défini deux variables dans ce but dans la sous-section 1.2.2. Nous

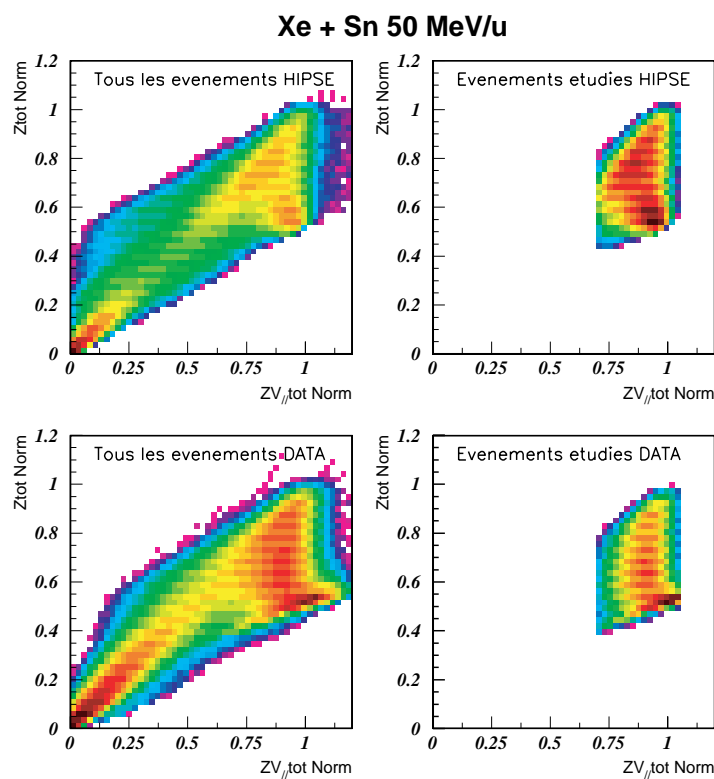


FIG. 5.1 – Graphes bidimensionnels donnant la charge totale détectée normalisée à la charge totale initiale en fonction de la pseudo-impulsion détectée normalisée à la pseudo-impulsion initiale totale. Ceci est fait pour les données et le générateur HIPSE, dans deux cas : tous les événements vus par INDRA et les événements dits "complets" à l'avant.

présentons donc sur la figure 5.1 les graphes bidimensionnels donnant la charge totale détectée normalisée à la charge totale initiale en fonction de la pseudo-impulsion détectée normalisée à la pseudo-impulsion initiale totale. Ceci est fait, pour les données et le générateur HIPSE, dans deux cas : tous les événements vus par INDRA et les événements

dits "complets" à l'avant du centre de masse de la réaction, qui seront utilisés pour notre étude. Nous remarquons un accord qualitatif important entre le calcul et les données.

Pour quantifier un peu plus cela, nous présentons sur la figure 5.2 les distributions de paramètre d'impact fournies par HIPSE pour différentes sélections d'événements dans le cas de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. Nous avons utilisé pour cette étude un fichier HIPSE contenant 3 millions d'événements. INDRA n'a détecté au moins une particule correctement que dans 85 % des cas. Les collisions très périphériques ne sont quasiment pas vues à cette énergie incidente. Notre critère de complétude à l'avant du centre de masse réduit encore plus les événements conservés, puisque uniquement 1/3 des événements de HIPSE sont utilisés. Il est important de remarquer que cette perte est présente sur

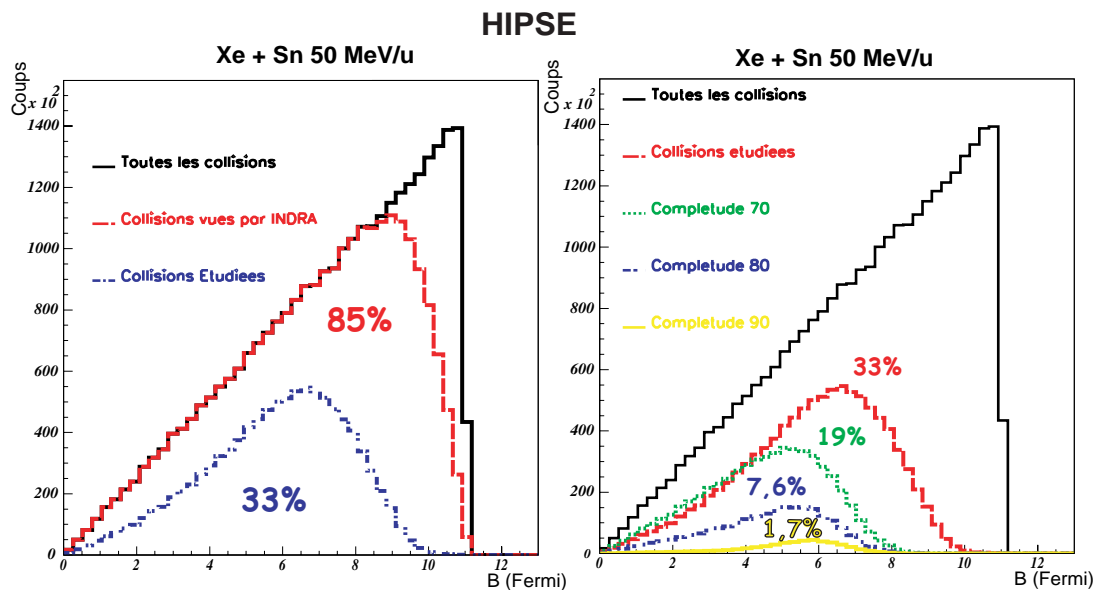


FIG. 5.2 – Distributions de paramètres d'impact générées par HIPSE pour différents critères de complétude des événements.

l'ensemble de la gamme de paramètres d'impact comme nous le reverrons sur la figure 5.4. Nous avons présenté à titre indicatif sur la partie droite de la figure 5.2 différents critères de complétude. Nous voyons immédiatement que lorsque nous demandons une complétude non plus uniquement à l'avant du centre de masse mais sur l'ensemble de l'espace des vitesses, la proportion d'événements conservés diminue fortement. Ceci est lié aux seuils de détection importants pour les particules ou fragments venant de la Quasi-Cible. Nous avons 19 % pour une complétude à 70 % en charge et en pseudo-impulsion, 7,6 % pour 80 % et enfin pour 1,7 % pour 90 %. Ils éliminent tous les événements à paramètre d'impact supérieur à 8 Fermis. Le critère de complétude à 80 % a été beaucoup utilisé par la collaboration INDRA. Une étude faite par Nathalie Marie et al. dans la référence [155] sur les données Xe + Sn à 50 MeV/u a montré qu'une telle sélection représente 12,5 % des événements vus effectivement par INDRA. Si nous faisons un calcul équivalent avec HIPSE, nous trouvons un résultat voisin mais pas identique, de 9 %.

Avec les données, nous n'avons pas accès directement au paramètre d'impact. Mais, il est possible de remonter à celui-ci à partir d'une distribution expérimentale d'une grandeur mesurée fortement corrélée au paramètre d'impact. Cette méthode est explicitée dans la référence [155]. Elle a été beaucoup utilisée au début des années 90 [61, 156–158]. Nathalie Marie l'a employée en prenant comme variable d'intérêt l'énergie transverse des PLC. Elle a supposé un paramètre d'impact maximal de 12,2 fm. Nous présentons sur la figure 5.3

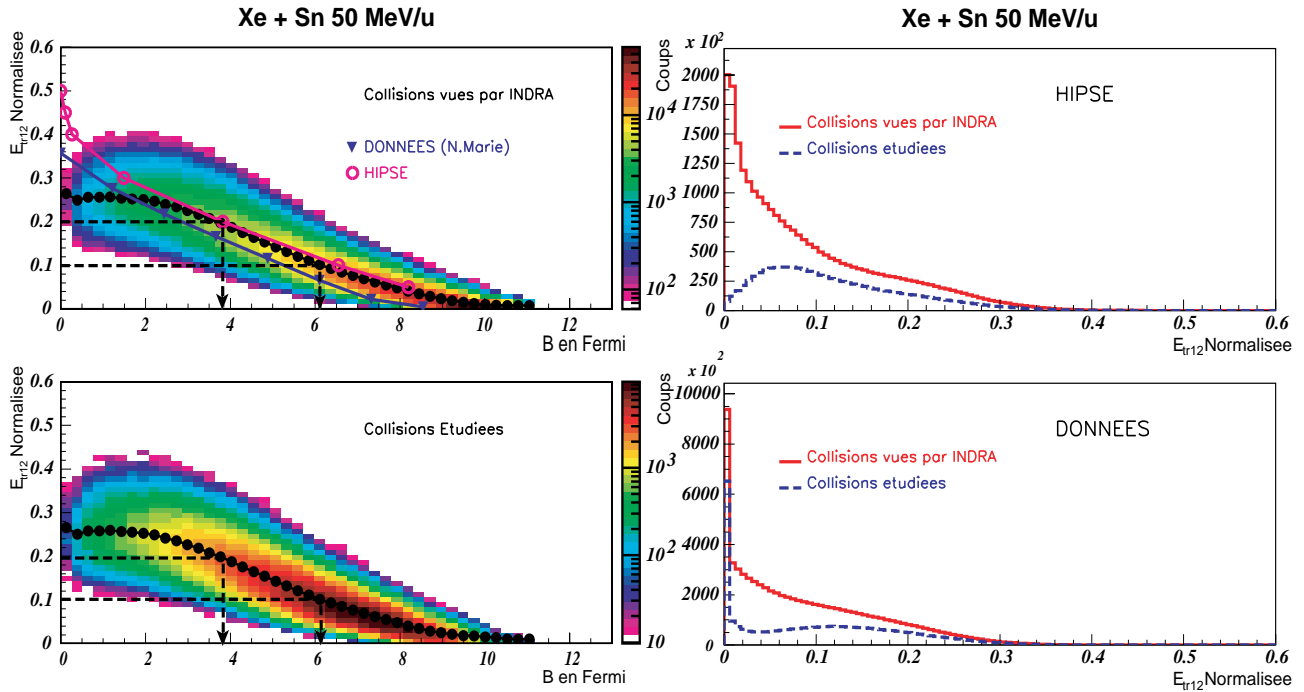


FIG. 5.3 – A gauche, graphes bidimensionnels de l'énergie transverse normalisée des particules de charge inférieure ou égale à 2 en fonction du paramètre d'impact, fournis par HIPSE pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u, d'une part pour tous les événements vus par INDRA et d'autre part pour les événements complets. Les triangles bleus correspondent à la corrélation moyenne entre  $E_{tr12}$  normalisée et  $b$  déterminée par N.Marie et al. dans la référence [155], les ronds pleins noirs, à la moyenne calculée à partir du graphe bidimensionnel et les ronds creux violets correspondent au résultat de l'application de la technique expérimentale utilisée par N.Marie et al. aux données fournies par HIPSE. A droite, comparaison des distributions de  $E_{tr12}$  normalisée pour HIPSE et les données pour tous les événements vus et pour les événements dits "complets".

le résultat des calculs fait par N.Marie sur les données Xe + Sn à 50 MeV/u et nous les comparons à la corrélation globale existant dans HIPSE entre la variable  $E_{tr12}$  normalisée et le paramètre d'impact. Ceci est fait pour l'ensemble des collisions vues par INDRA. Nous avons tracé aussi la corrélation moyenne entre ces deux variables.

Pour valider la méthode d'estimation du paramètre d'impact, nous l'avons appliquée aux événements générés par HIPSE. Nous montrons que nous sommes capables de retrou-

ver la corrélation moyenne réelle de manière très correcte, les ronds creux s'alignant sur les ronds noirs entre 2 et 8 Fermis. Cette méthode suppose que l'efficacité de détection d'un événement est indépendante du paramètre d'impact. La figure 5.4 montre que cette hypothèse n'est plus vraie au-delà de 8,5 Fermis. Il est important de noter que, pour les événements complets, la corrélation moyenne, dans HIPSE, est la même que pour tous les événements vus par INDRA. La complétude ne perturbe par la corrélation existante.

Par contre, sur la figure 5.3, la comparaison entre les données et HIPSE montre un décalage systématique. L'allure des courbes est très semblable. Cette différence observée est compréhensible si nous regardons les distributions d'énergie transverse normalisée de l'une et de l'autre, représentées à droite sur la figure 5.3. HIPSE donne des énergies transverses un peu plus grandes. Pour les événements complets, il y a une très grande différence entre

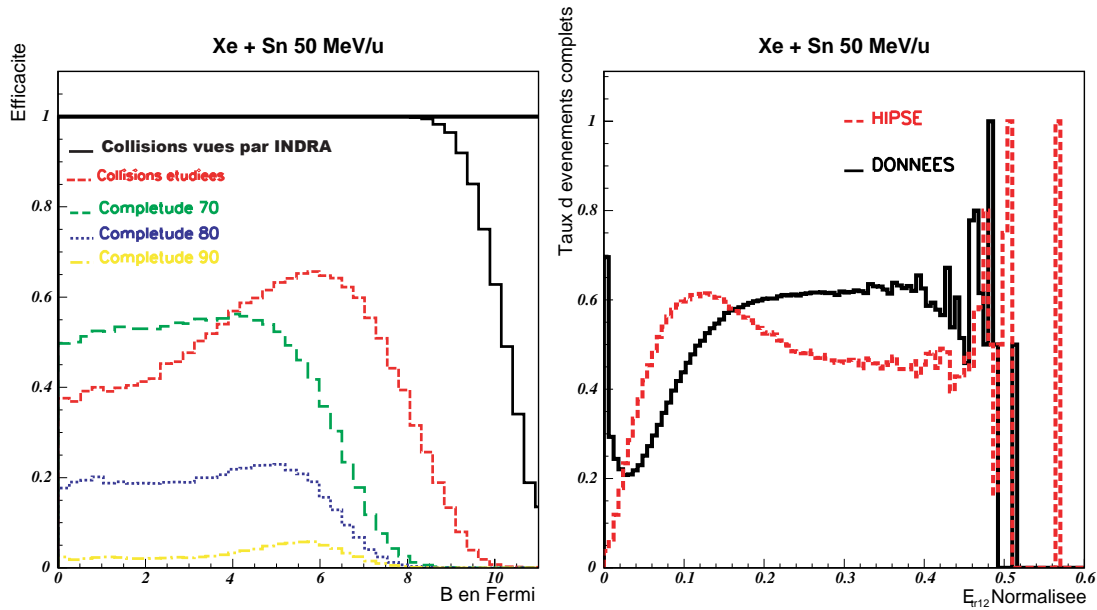


FIG. 5.4 – A gauche, efficacité moyenne de détection en fonction du paramètre d'impact pour différents critères de complétude obtenues à partir du filtrage de HIPSE pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, comparaison de l'efficacité moyenne de détection en fonction de  $E_{tr12}$  normalisée entre HIPSE et les données.

les données et la simulation en ce qui concerne les distributions d'énergie transverse. Il y a des collisions très périphériques qui sont conservées dans les données qui n'apparaissent pas dans HIPSE pour ces événements. Cela semble indiquer des difficultés à rendre compte correctement de la distribution angulaire du Quasi-Projectile pour ces collisions. Son résidu n'est pas détecté. La figure 5.4 confirme cela. Sur celle-ci, nous présentons à gauche, les efficacités de détection des événements en fonction du paramètre d'impact pour différents critères de complétude, fournies par HIPSE. A droite, nous trouvons les taux expérimentaux de détection des événements dit "complets" à l'avant en fonction de  $E_{tr12}$  normalisée pour les données et HIPSE. Pour les obtenir, nous avons tout simplement divisé l'une par l'autre, les deux courbes de droite de la figure 5.3. Nous remarquons immédiatement que pour

HIPSE, la courbe du taux de détection des événements "complets" obtenue, est très proche de celle de l'efficacité pour ces mêmes événements, si nous tenons compte du fait que  $E_{tr12}$  augmente quand  $b$  diminue (les deux courbes en trait pointillé rouge). Ceci nous permet de dire, que, pour les données, nous avons un trou d'efficacité de détection pour les collisions périphériques et une meilleure détection des collisions centrales que pour HIPSE.

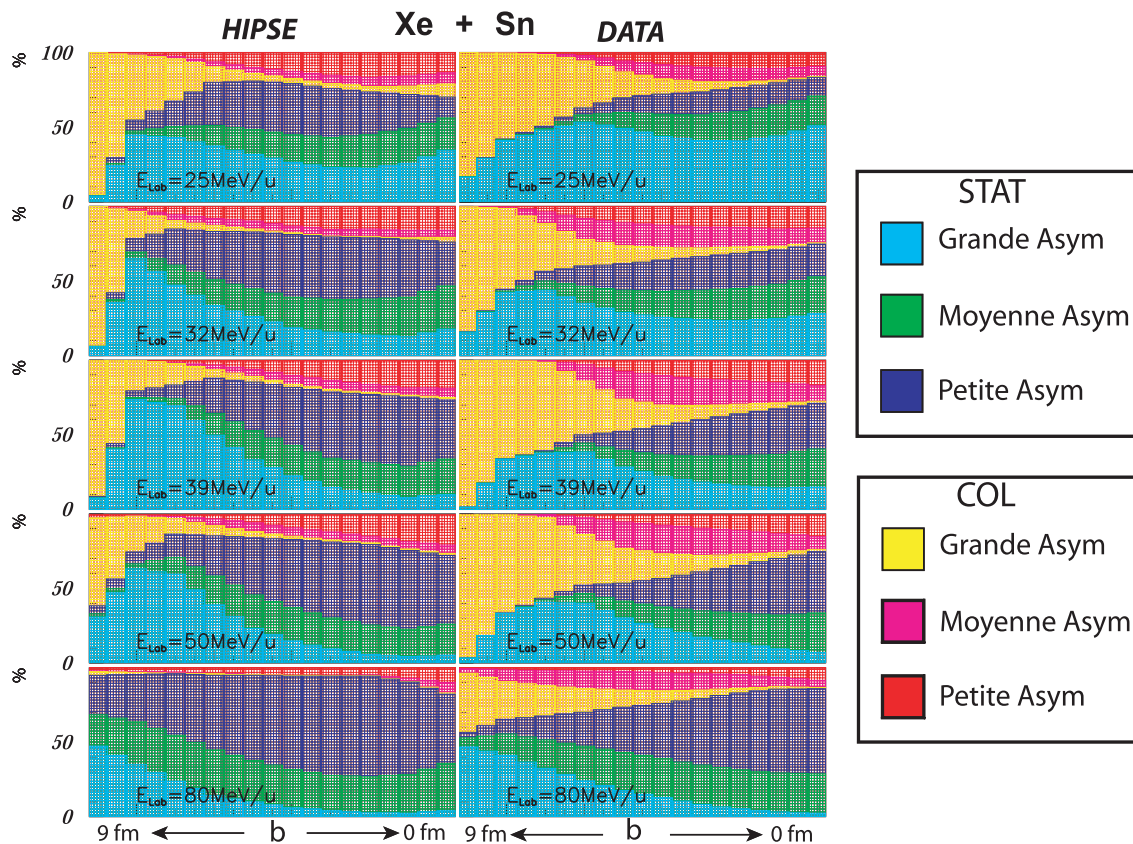


FIG. 5.5 – Proportions des différents types de mécanismes de réaction en fonction du "paramètre d'impact expérimental" (Violence de la collision) pour des collisions Xe + Sn à 25, 32, 39, 50, 80 MeV/u.

Nous avons décrit précédemment les sélections supplémentaires que nous voulions faire concernant le mécanisme de réaction et l'asymétrie entre les deux plus gros à l'avant du centre de masse. Il est intéressant de voir si le générateur HIPSE est capable de rendre compte des proportions effectives de ces différents types de collision en fonction de la violence de la réaction pour des collisions Xe + Sn à différentes énergies incidentes. Nous présentons cette étude sur la figure 5.5. Nous constatons que le calcul ne reproduit pas bien les données. Il y a clairement beaucoup moins de **Col** dans HIPSE que dans les données. Un trop fort taux de réagrégation peut en être la cause. L'écart semble surtout important pour les collisions périphériques. Il y a une amélioration avec la centralité de la collision pour toutes les énergies incidentes. Il paraît donc nécessaire d'améliorer le potentiel nucléaire utilisé. Dans cette version de HIPSE, l'influence du moment angulaire en terme de  $\ell_{critique}$ ,

lors de la réagrégation éventuelle, n'était pas non plus optimisée. C'est à 80 MeV/u que le désaccord paraît le plus flagrant. L'aspect participant-spectateurs paraît trop influent.

## 5.2.2 Étude des fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse.

Nous allons voir que même si les proportions d'événements ne semblent pas bien reproduites, il y a par contre une très bonne reproduction de la physique pour un lot d'événements sélectionnés suivant les différents critères que nous avons choisis. Nous allons l'observer dans un premier temps au travers de l'étude des caractéristiques statiques et dynamiques des deux plus gros fragments situés à l'avant du centre de masse. Nous présen-

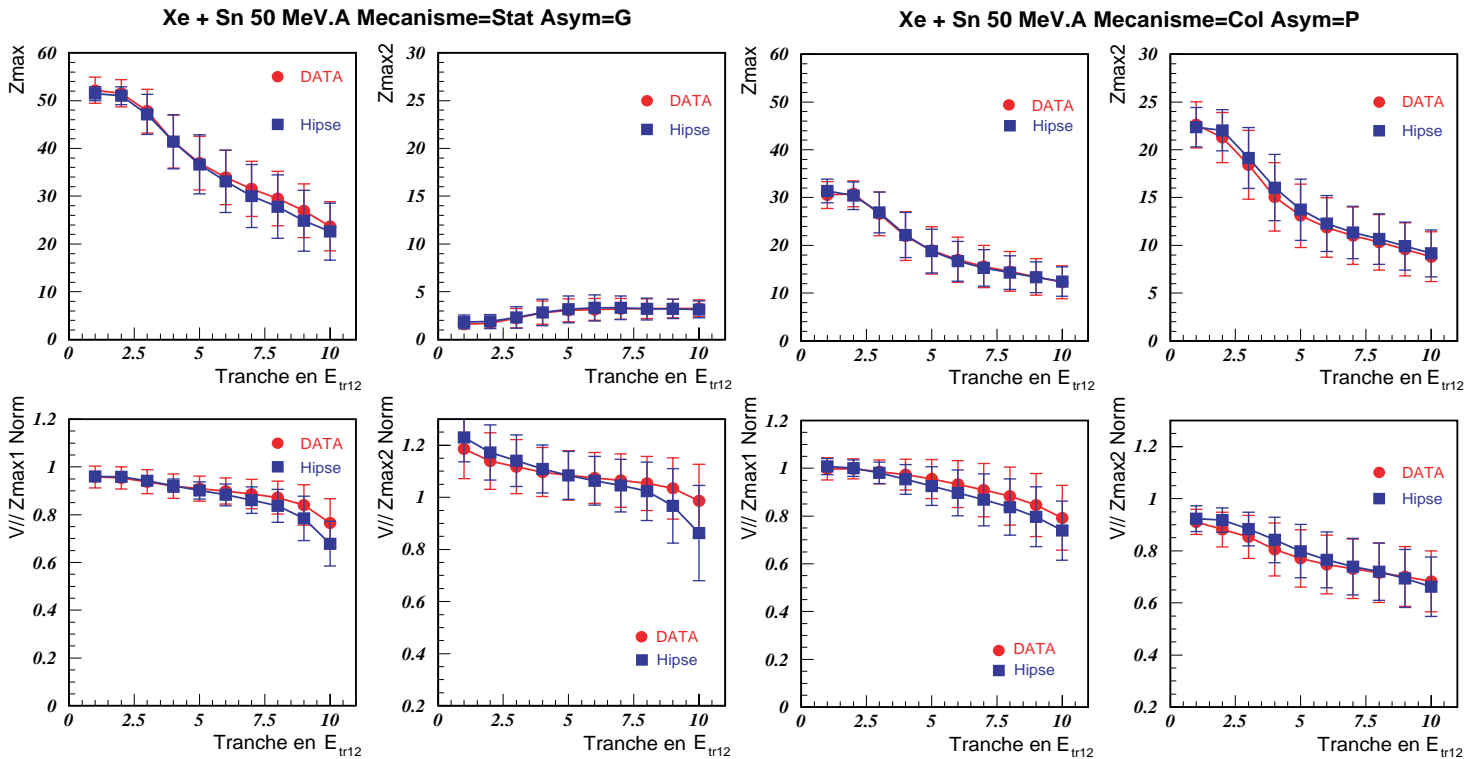


FIG. 5.6 – Comparaisons des charges moyennes et vitesses parallèles moyennes des deux fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse, entre HIPSE et les données pour différentes tranches en violence de collision. Cette étude est faite pour deux types de mécanisme lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u.

tons sur la figure 5.6, d'une part, l'évolution moyenne de la charge de ces deux fragments en fonction du numéro de la tranche de  $E_{tr12}$  normalisée, donc en fonction de la violence de la collision, et d'autre part, leur vitesse parallèle moyenne dans le repère du laboratoire normalisée à la vitesse initiale du projectile, toujours en fonction du numéro de la tranche de  $E_{tr12}$  normalisée. Ces deux charges sont des indicateurs importants sur le processus

de désintégration du noyau chaud [159–161]. Les vitesses, elles, surtout celle du plus gros fragment, fournissent une indication sur la proportion d'énergie incidente initiale, qui a pu être dissipée au cours de la réaction. Nous nous sommes limités volontairement à deux types de mécanismes : des collisions de type **Statistique** avec une grande asymétrie et des collisions avec du **Col** et une petite asymétrie. Dans les deux cas, l'accord entre les données et HIPSE est excellent en ce qui concerne les charges moyennes des deux fragments.

Une comparaison plus globale, non présentée ici, faite pour tous les mécanismes de réaction et les énergies incidentes 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u, montre un écart relatif entre les données et HIPSE, la plupart du temps, inférieur à 10 % pour le fragment le plus lourd et à 15 % pour le deuxième fragment. L'accord est un peu moins bon à 80 MeV/u, où l'écart maximum est plutôt de 15 % et 20 %. Le calcul rend même très raisonnablement compte des dispersions autour de ces valeurs moyennes comme nous pouvons le voir sur la figure 5.7. Pour toutes les énergies incidentes, l'écart relatif entre les données et HIPSE concernant la dispersion, est, la plupart du temps, inférieur à 20 % pour la charge maximale et 20% à 25 % pour le deuxième plus lourd selon l'asymétrie.

Sur la figure 5.6, nous voyons que la vitesse parallèle moyenne du plus gros fragment pour les données s'écarte de celle de HIPSE progressivement lorsque la collision devient plus violente. Cet effet est constaté de manière systématique pour toutes les énergies incidentes et tous les mécanismes de réaction. En fait, dans le cadre de notre comparaison globale, cela donne une variation de l'écart relatif de moins de 5 % à 15 % en fonction de la violence de la collision pour l'asymétrie la plus grande pour tous les mécanismes. Il demeure de quelques % à 10 % pour les autres asymétries dans le cas du **Col** et inférieur à 5 % dans le cas de collisions **Statistique**. Pour la vitesse parallèle du deuxième plus gros, la tendance est à peu près la même pour les collisions **Statistique**. Pour le **Col**, il semble y avoir une petite dépendance en fonction de l'énergie incidente pour les asymétries moyenne et petite. Pour 50 et 80 MeV/u, l'écart est inférieur ou de l'ordre de 5 %. Pour les autres énergies incidentes, il peut aller jusqu'à 15 % pour l'asymétrie moyenne et 10 % pour les petites asymétries.

Même si HIPSE a montré des limitations pour rendre compte dans de justes proportions des différentes sélections d'événements utilisées, l'accord très raisonnable obtenu, souvent à mieux que 10 %, sur les caractéristiques physiques des deux plus gros fragments à l'avant du centre de masse pour une sélection donnée et l'étude sur la globalité des événements fait dans la référence [117], nous pousse à continuer à nous appuyer sur cette simulation pour la suite de notre étude. Nous verrons par la suite que les caractéristiques physiques des QP reconstitués par la méthode 3D, pour les données et HIPSE, sont très voisines. De même, la qualité de la reproduction des caractéristiques énergétiques et angulaires de certaines PLC dans le repère du QP fournie par HIPSE, validera encore plus ce choix.



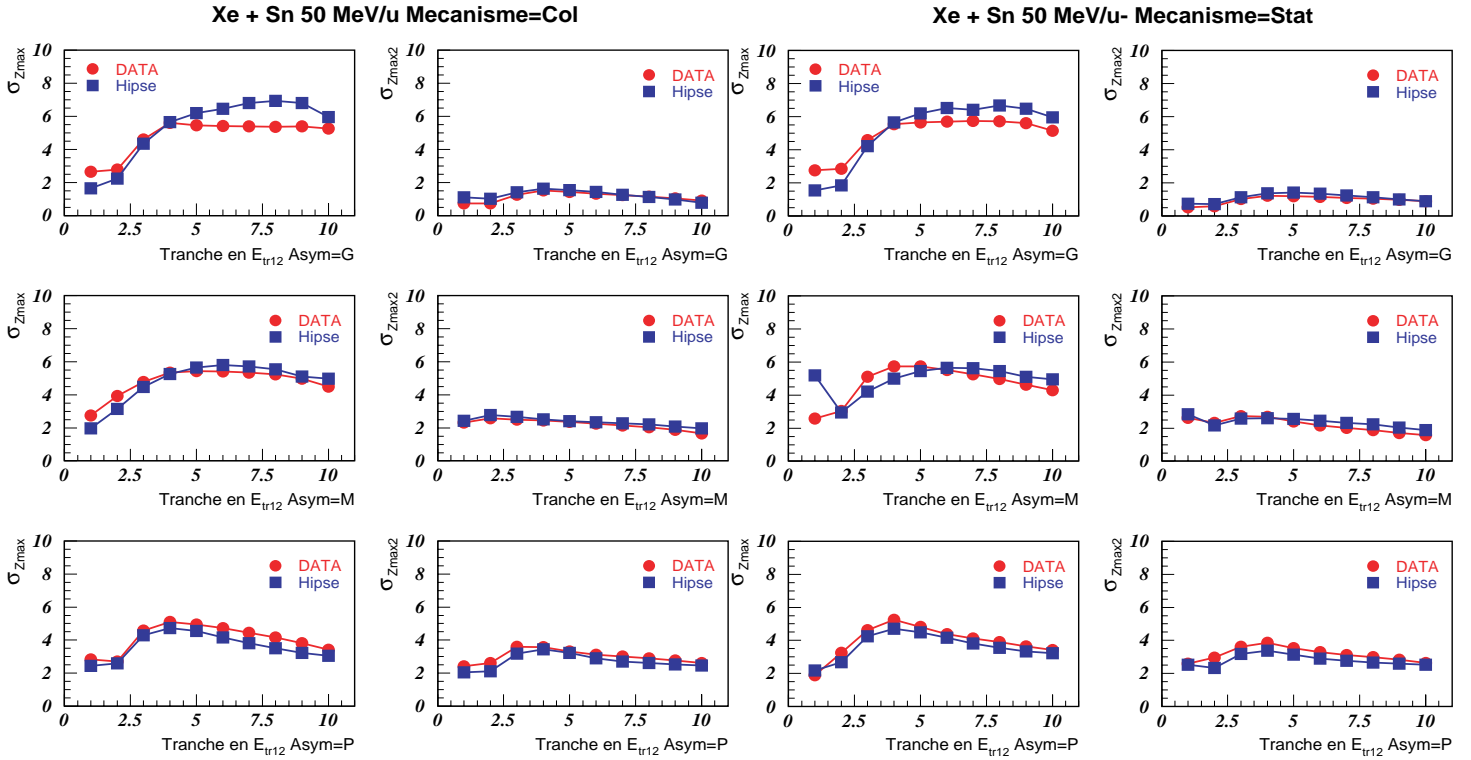


FIG. 5.7 – Comparaisons des écarts types des distributions de charge des deux fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse, obtenues pour HIPSE et les données pour différentes tranches en violence de collision. La première colonne correspond au  $Z_{max}$  et la deuxième au  $Z_{max2}$ . Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme et les trois asymétries étudiées lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u.

## 5.3 Étude de la calorimétrie 3D.

### 5.3.1 Étude de la caractérisation du noyau chaud.

Nous avons choisi dans un premier temps de n'étudier que le système Xe + Sn à 50 MeV/u. Sur la figure 5.8, nous présentons à gauche, l'évolution de l'énergie d'excitation du QP en fonction de  $E_{t12}$  normalisée et à droite, l'évolution de sa charge en fonction de cette même variable. Pour obtenir ces grandeurs, nous avons appliqué aux données notre méthode de calorimétrie 3D décrite dans la section 4.2. Nous avons fait de même avec les données HIPSE passées par le filtre INDRA. Nous avons aussi pour juger de la qualité de cette calorimétrie reconstruit les caractéristiques du QP, en utilisant le marquage des particules et fragments que fournit HIPSE, pour déterminer l'origine réelle des particules. Nous avons ainsi fait une calorimétrie parfaite avec l'ensemble des ions détectées par INDRA. Quelle que soit la méthode expérimentale utilisée, il est impossible de faire mieux. Celle-ci apparaît donc comme une référence. Nous avons ajouté sur ces graphes les valeurs moyennes initiales et donc vraies des grandeurs caractérisant les QP générés par HIPSE. Nous avons aussi, à titre informatif, indiqué l'énergie thermique contribuant à l'excitation du QP dans HIPSE. L'ensemble de ces résultats est présenté pour les différentes sélections que nous avons envisagées.

L'étude de l'énergie d'excitation montre clairement qu'à aucun moment, nous ne sommes capables de retrouver l'énergie d'excitation initiale du QP, quel que soit le mécanisme et l'asymétrie étudiés. Même une calorimétrie parfaite n'y parvient pas. L'effet du filtre apparaît donc problématique. L'écart entre les valeurs initiales et les autres tend à diminuer avec l'asymétrie. Le mécanisme de réaction ne semble pas jouer un rôle flagrant. Les valeurs obtenues avec HIPSE apparaissent à 50 MeV/u toujours légèrement supérieures à celles fournies par les données.

Pour être plus quantitatif dans ces comparaisons, nous présentons en annexe E un ensemble de figures sur lesquelles sont présentées, d'une part, l'écart relatif observé entre les données et HIPSE, pour une grandeur donnée mesurée, lorsque la méthode calorimétrique 3D est appliquée, et d'autre part, l'erreur relative sur la mesure, en comparant celle-ci à la valeur initiale vraie, lorsqu'elle est effectuée sur les événements générés par HIPSE. Cette étude complémentaire est faite pour tous les types de mécanisme de réaction et d'asymétrie, à 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u.

L'étude quantitative de l'énergie d'excitation du QP, est donc présentée sur la figure E.1. C'est pour l'asymétrie la plus grande que l'écart entre données et HIPSE est le plus important, surtout pour les énergies incidentes les plus grandes. Celui-ci demeure la majorité du temps inférieur à 20 % sauf pour les collisions les plus violentes, pour lesquelles il se met à croître fortement pour atteindre 40 % et plus selon l'énergie incidente. Lorsque l'asymétrie diminue, l'accord devient bien meilleur, l'écart devient inférieur à 10 % et même voisin de 5 % pour les 3 énergies incidentes les plus basses. Il y a un écart particulier pour les collisions très périphériques lié en partie à la mauvaise détection de ces collisions dans le cas de HIPSE mais surtout à l'effet "droite-gauche" déjà observé dans le chapitre 2, plus

fort dans HIPSE que dans les données du fait de sa cinématique. Celui-ci a tendance à augmenter l'énergie apparente des particules dans le repère reconstruit.

Si maintenant, nous étudions la partie droite de la figure E.1, nous retrouvons quantitativement le fait que nous ne soyons pas capables de retrouver l'énergie d'excitation totale du QP. Dans le cadre de HIPSE, l'erreur semble indépendante du mécanisme de réaction. Par contre, elle évolue avec l'asymétrie. Nous sous-estimons globalement de 50 %, 25 % puis 15 % quand l'asymétrie décroît. Pour les énergies incidentes, 25 MeV/u et 80 MeV/u, les tendances sont mêmes un peu moins bonnes. Ceci est peut-être lié au filtre INDRA trop stricte à ces énergies incidentes, car "un peu moins adapté" aux caractéristiques des données fournies par HIPSE.

L'étude de la reconstruction de la charge sur la partie droite de la figure 5.8 est elle aussi très intéressante. Là, encore, indépendamment de la calorimétrie utilisée, parfaite ou 3D, nous ne sommes pas capables de retrouver la charge initiale moyenne du QP. La calorimétrie parfaite apparaît un peu meilleure comme pour l'énergie d'excitation. L'efficacité de détection joue encore un rôle prépondérant.

Il faut par contre remarquer le très bon accord apparent entre les données et la simulation, lorsque la méthode 3D est appliquée. La figure E.2 de l'annexe E le confirme quantitativement. Les écarts relatifs sont indépendants du mécanisme. Ils varient peu avec l'asymétrie. Globalement à l'exception de 80 MeV/u d'énergie incidente, l'écart est inférieur à 10 % et même 5 % pour les collisions semi-périphériques et centrales quelle que soit l'énergie incidente. La partie droite de la figure E.2 montre que l'erreur relative de mesure de la charge est nulle uniquement pour les collisions les plus périphériques puis celle-ci augmente progressivement jusqu'à -25 % environ. Nous constatons donc qu'au fur et à mesure de l'augmentation de la violence de la réaction, la détection manque de plus en plus de particules venant du QP. L'efficacité de détection diminue avec la multiplicité, jusqu'à sa saturation. Pour les collisions périphériques, l'erreur sur la mesure évolue peu avec l'énergie incidente. Puis, elle devient plus importante pour 80 MeV/u lorsque la centralité augmente, elle atteint alors 30 à 40 %. Reconstituant la masse du QP à partir du rapport isotopique initial du projectile, les constatations faites sur la charge sont donc par construction aussi valables pour celle-ci. C'est ce que nous pouvons observer sur la partie droite de la figure 5.9.

La comparaison des mesures d'énergies d'excitation par nucléon présentée à gauche sur la figure 5.9 apparaît tout à fait remarquable compte-tenu des constatations faites précédemment sur la masse et l'énergie d'excitation. Il apparaît que, par des effets de compensation, la mesure de cette dernière grandeur semble meilleure, surtout pour les petites asymétries. En effet, dans ce cas, la calorimétrie 3D appliquée aux données et à HIPSE donne des résultats semblables à la calorimétrie parfaite. Les trois sont compatibles avec la valeur initiale à l'exception des collisions très périphériques et centrales. L'étude quantitative présentée sur la figure E.3 dans l'annexe E confirme ce fait. Lorsque l'asymétrie est grande, l'énergie d'excitation par nucléon est systématiquement plus grande dans HIPSE que dans les données de près de 10 % à 20 % pour quasiment toutes les énergies incidentes et, ceci, quel que soit le mécanisme étudié. Cet écart se réduit fortement avec l'asymétrie ; puisque pour l'asymétrie moyenne, l'écart devient inférieur à 10 % en valeur absolue. Les

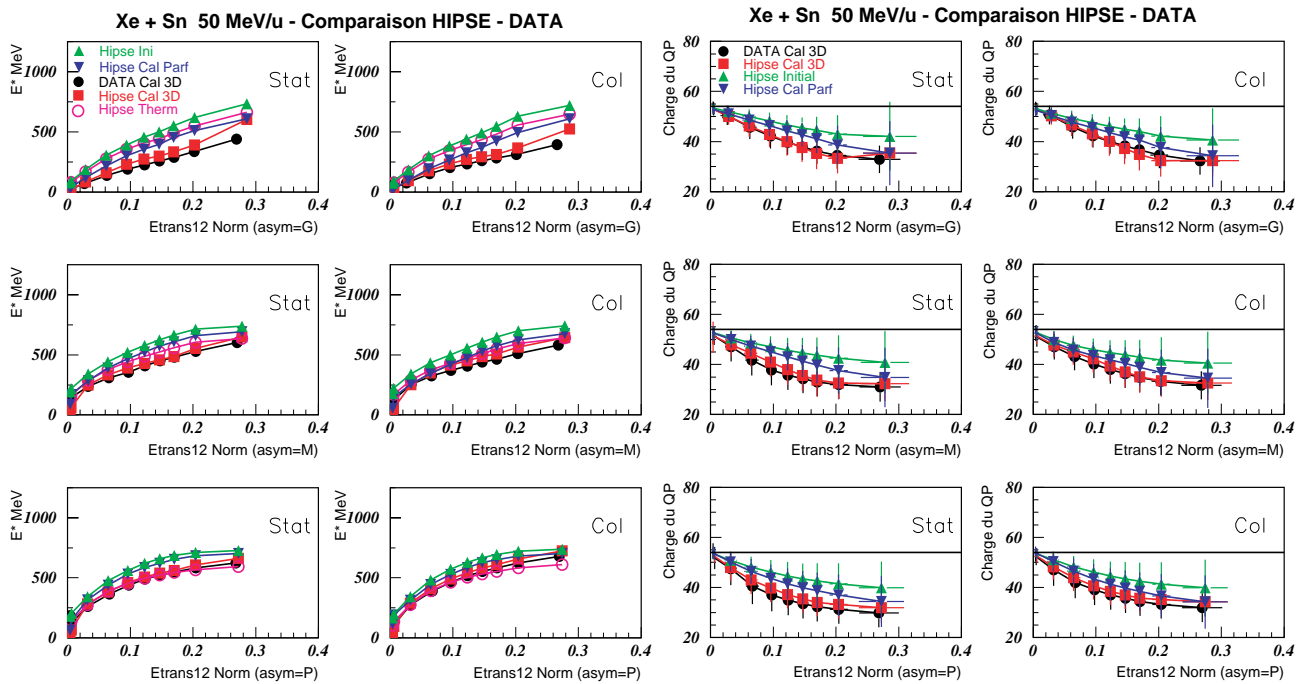


FIG. 5.8 – À droite, corrélations moyennes entre la charge du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme, les trois asymétries lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. À gauche, corrélations moyennes entre l'énergie d'excitation du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies.

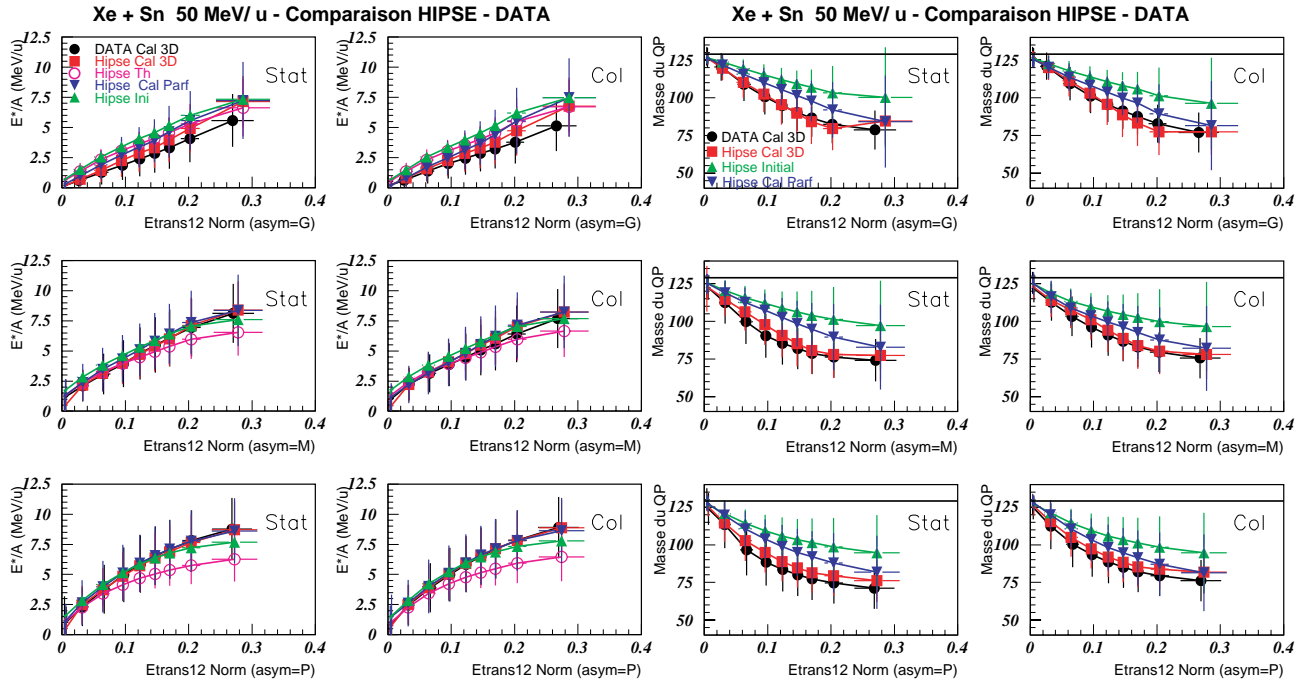


FIG. 5.9 – À droite, corrélations moyennes entre la masse du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme, les trois asymétries lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. À gauche, corrélations moyennes entre l'énergie d'excitation par nucléon du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies.

données deviennent d'ailleurs un peu plus grandes que HIPSE pour les collisions **Statistique**, au contraire de celles de type **Col**. Pour les petites asymétries, il y a peu de différences entre **Col** et **Statistique**, les données sont très légèrement plus grandes que HIPSE de 10 % à 0 % selon l'énergie incidente et la centralité de la collision. Par contre, nous retrouvons le très mauvais accord déjà observé pour les collisions très périphériques correspondant aux trois premières zones de sélection en violence.

L'erreur sur la mesure de  $E^*/A$  suit d'ailleurs un peu les mêmes tendances. La qualité apparente de la mesure ne dépend pas du mécanisme de réaction mais de l'asymétrie.

Pour les grandes asymétries, l'énergie d'excitation par nucléon est sous-estimée de 50 % pour les collisions périphériques puis la mesure s'améliore avec la centralité de la réaction pour atteindre entre -10 % et 0 %. Cette tendance est la même pour 32, 39 et 50 MeV/u. Pour les asymétries moyennes, les erreurs relatives moyennes évoluent de -20 % à 10 %, tandis que pour les asymétries petites, c'est de -10 % à 15 %. La mesure à 25 MeV/u est systématiquement moins bonne de 10 % environ. Pour l'énergie incidente 80 MeV/u, la tendance paraît elle aussi un peu différente, l'erreur sur la mesure tend plutôt vers 0 %.

A partir de cette analyse, nous pouvons donc tirer un certain nombre de conclusions. HIPSE rend compte très raisonnablement de la physique pour les collisions présentant des asymétries petites ou moyennes. La calorimétrie 3D donne des résultats très peu dépendants du mécanisme de réaction sélectionné. Par contre, la mesure de l'énergie d'excitation par nucléon semble sujette à caution (voir la figure E.3). Nous avons une précision de la mesure sur cette grandeur qui varie selon l'asymétrie, la centralité et aussi à un degré moindre selon le système étudié. Il y a clairement une influence du dispositif de détection, qui agit de manière contradictoire selon les grandeurs mesurées. La charge et la masse sont sous-estimées à cause de l'efficacité de détection, ce qui apparaît normal. Par contre, l'énergie d'excitation par nucléon mesurée peut être plus grande que l'énergie d'excitation par nucléon originel du QP, ce qui apparaît contradictoire vis à vis de la perte d'une certaine proportion des particules évaporées par le QP. Cela implique donc une surestimation de la contribution énergétique moyenne de certaines particules affectées par notre méthode au QP. Ceci est aussi observable dans le cas de la calorimétrie parfaite.

Il semble important aussi de regarder dans quelle mesure la calorimétrie utilisée augmente la largeur des distributions d'énergie d'excitation par nucléon. Celle-ci sert souvent à trier les événements. Nous présentons donc, à droite, sur la figure 5.10 pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u, les écarts types observés pour les différentes estimations de  $E^*/A$  du QP et, à gauche, nous avons ajouté les écarts types sur la masse des QP reconstruits. En ce qui concerne l'énergie d'excitation par nucléon, les fluctuations expérimentales apparaissent nettement plus grandes que les fluctuations initiales. Elles augmentent avec l'asymétrie, pour être jusqu'à environ deux fois plus grandes pour les petites asymétries. Par contre, elles ne dépendent pas du mécanisme de réaction. Elles ne suivent pas non plus l'évolution des fluctuations initiales vraies en fonction de l'énergie transverse normalisée. Il y a une saturation des mesures expérimentales là où les valeurs vraies croissent plus nettement. Les résultats obtenus avec les données ou HIPSE en appliquant la méthode 3D sont très proches. Celles-ci ne sont compatibles avec une calorimétrie parfaite que pour les petites asymétries. C'est la calorimétrie parfaite qui donne les fluctuations les plus grandes. Il faut

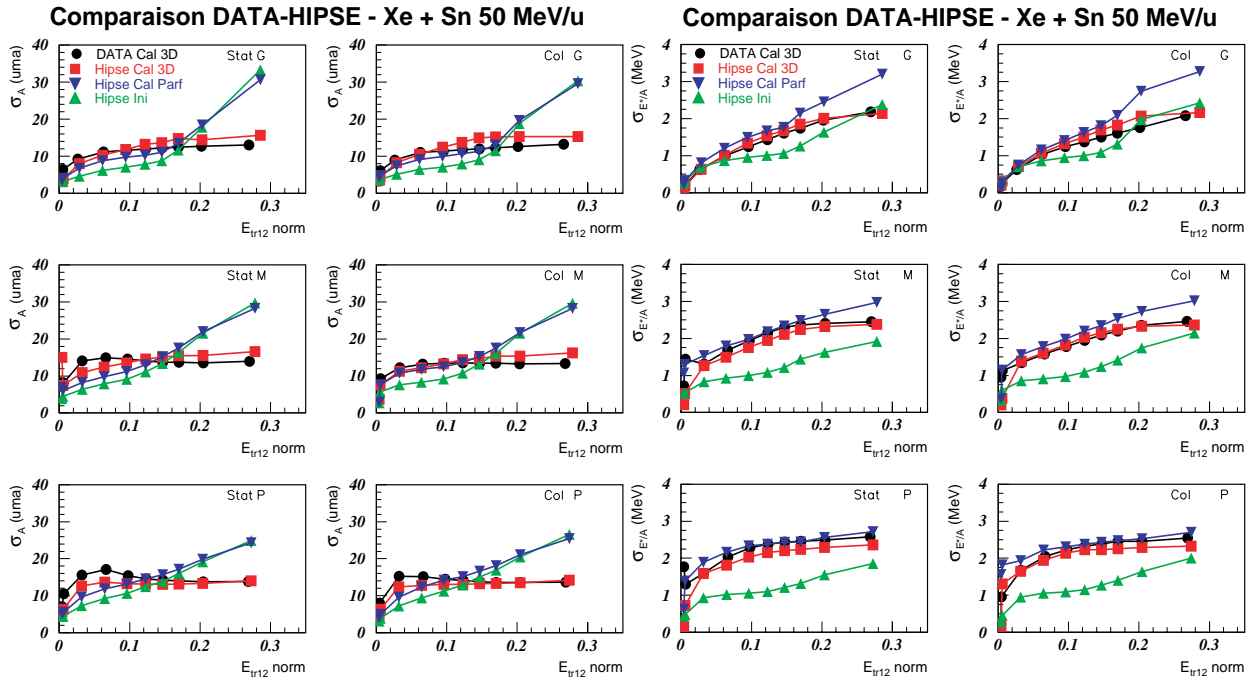


FIG. 5.10 – A droite, corrélations moyennes entre l'écart type sur  $E^*/A$  du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme, les trois asymétries lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A gauche, corrélations moyennes entre l'écart type sur la masse du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies.

y voir, encore une fois, l'influence de la détection, surtout sur la qualité de la mesure de l'énergie cinétique des particules dans le repère du QP.

Les fluctuations sur la mesure de la masse du QP donnent lieu à des tendances différentes. Pour les collisions périphériques, les fluctuations expérimentales, obtenues en appliquant la méthode 3D, sont plus grandes que les fluctuations réelles. Puis, à partir d'une énergie transverse normalisée comprise entre 0,17 et 0,15, ces dernières augmentent et deviennent plus grandes que les fluctuations expérimentales, qui saturent. Seule la calorimétrie parfaite est capable de suivre l'évolution des fluctuations réelles en étant toujours un tout petit peu plus élevées, pour les collisions périphériques et semi-périphériques. Là, encore, le mécanisme de réaction ne semble pas jouer de rôle. Les fluctuations expérimentales sont voisines sur les données et sur HIPSE pour les grandes asymétries. Elles diffèrent pour les autres asymétries principalement pour les collisions périphériques. Les données donnent des distributions légèrement plus larges.

Le résultat remarquable observable sur cette figure est l'impossibilité pour notre méthode de mesure de rendre compte de l'élargissement apparent de la distribution de masse du QP pour les collisions centrales. Lorsque l'on fait une étude similaire à 25 MeV/u, cette tendance est encore plus flagrante. Elle semble diminuer lorsque l'énergie incidente augmente. Il faut aussi noter qu'elle est plus présente et plus importante lorsque l'asymétrie est grande.

Ce résultat semble montrer que notre calorimétrie 3D à base de probabilités déduites d'échantillons limités de particules évaporées ne permet de retrouver que le comportement moyen des grandeurs mesurées, pas les fluctuations.

### 5.3.2 Étude de la vitesse du noyau chaud.

Nous avons déjà vu dans les chapitres précédents l'importance fondamentale du repère du noyau émetteur de particules pour caractériser énergétiquement la contribution évaporative. Nous allons voir maintenant dans quelle mesure, nous sommes capables de remonter à l'aide de notre méthode expérimentale 3D à la cinématique du QP formé lors de la réaction. Nous nous focalisons donc à nouveau sur le système Xe + Sn à 50 MeV/u. Nous présentons sur la figure 5.11 les composantes parallèle et perpendiculaire de différents vecteurs vitesse, celles-ci étant normalisées à la vitesse du projectile. Nous nous intéressons aux vecteurs vitesse du QP reconstruits par la méthode 3D, d'une part lorsqu'elle est appliquée aux données, et d'autre part à HIPSE. Nous disposons de plus de deux références : le vecteur vitesse initiale du QP au moment du "freeze-out" et le vecteur vitesse reconstruit par la calorimétrie parfaite. Nous avons ajouté deux vecteurs supplémentaires pour information, le vecteur vitesse du plus gros fragment à l'avant du centre de masse et celui du deuxième plus gros obtenus avec les données.

L'étude de la composante parallèle, montre qu'il y a clairement, pour tous les mécanismes et toutes les asymétries, une différence flagrante entre la vitesse initiale au "freeze-out" et les différentes vitesses reconstruites. En fait, le contraire eût été anormal. En effet, il faut prendre en compte l'influence coulombienne des différents partenaires de la collision tout au long de la désexcitation du QP. Celle-ci va avoir tendance à "booster" le QP au



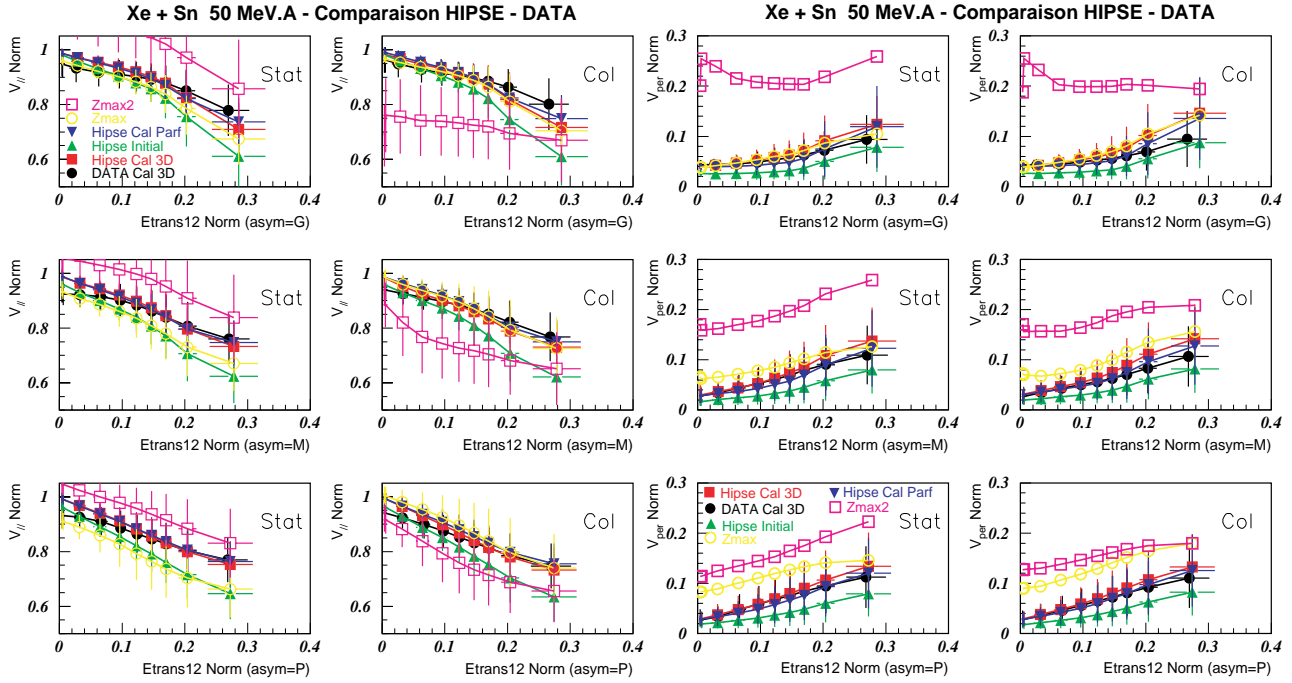


FIG. 5.11 – A gauche, corrélations moyennes entre la vitesse parallèle du QP dans le repère du laboratoire normalisée à la vitesse du projectile et  $E_{t12}$  normalisée, trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme, les trois asymétries lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, corrélations moyennes entre la vitesse perpendiculaire du QP dans le repère du laboratoire normalisée à la vitesse du projectile et  $E_{t12}$  normalisée, trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Dans les deux cas pour information, nous avons ajouté les composantes moyennes parallèle et perpendiculaire des vecteurs vitesse du fragment le plus lourd à l'avant du centre de masse ainsi que du deuxième plus lourd obtenus avec les données. Ces dernières sont normalisées à la vitesse du projectile.

cours du temps. Son influence est bien sûr plus ou moins grande selon la centralité de la collision, comme nous pouvons l'observer sur la figure 5.11. Sur la partie gauche de figure E.4 de l'annexe E, la comparaison relative de la mesure et de la valeur d'entrée confirme totalement ce fait. L'erreur est indépendante du mécanisme sélectionné. Elle est moindre pour les énergies incidentes les plus grandes et diminue avec l'asymétrie donc la charge du plus gros. Nous savons que nous n'aurons expérimentalement jamais la possibilité de corriger cet effet, n'ayant pas la séquence temporelle d'émission des différentes particules.

Il faut aussi noter l'accord remarquable existant entre la calorimétrie 3D et la calorimétrie parfaite en ce qui concerne la composante parallèle reconstruite du QP.

Les données, elles, semblent être un peu moins compatibles avec HIPSE. Nous pouvons y retrouver les petites différences de cinématique déjà observées au travers des distributions d'énergies transverses et de la difficulté à rendre compte des mécanismes de réaction quantitativement. La figure E.4, qui présente aussi l'écart entre HIPSE et les données concernant la composante parallèle du QP reconstruit, permet de voir que l'écart relatif n'est pas important. Il est de l'ordre ou inférieur à 10 % pour les collisions périphériques et tend vers 0 à -5% pour les collisions centrales. Il est très peu dépendant du mécanisme de réaction et varie peu avec l'énergie incidente à l'exception de 80 MeV/u, qui est toujours un peu à part et ici meilleur.

La partie droite de la figure 5.11 permet de faire une analyse équivalente pour la composante de la vitesse reconstruite, perpendiculaire à la direction initiale du faisceau. Nous trouvons une discordance encore plus importante entre les valeurs initiales et les valeurs reconstruites pour toutes les méthodes. La répulsion coulombienne doit là aussi avoir une influence. L'accord entre la méthode 3D et la calorimétrie parfaite s'avère apparemment moins bonne que pour l'autre composante. Il y a aussi une différence plus importante entre HIPSE et les données lorsque la méthode 3D est appliquée, principalement pour les collisions les plus violentes.

La dynamique de la collision doit en être en partie responsable, comme semble l'indiquer la figure E.5. En effet, sur sa partie droite, il est montré l'écart relatif entre les données et HIPSE, sur l'angle  $\theta_{lab}$  moyen, angle entre le vecteur reconstruit du QP et la direction initiale du faisceau dans le repère du laboratoire. Nous pouvons constater qu'une concordance correcte entre HIPSE et les données ne semble exister que pour les collisions périphériques à 50 et 80 MeV/u. C'est pour celles-ci que le rôle de la réaggrégation est minimal. Le traitement correct de l'interaction entre les noyaux aux petits angles doit tenir compte de la forme des bords des noyaux et surtout doit être traité par la mécanique quantique. Il est intéressant de remarquer, qu'en collisions périphériques, les distributions angulaires des QP pour 25, 32 et 39 MeV/u sont plus piquées pour HIPSE que celles des données. Sur la partie gauche de cette même figure, nous présentons l'erreur sur la mesure de cet angle dans le cadre du modèle HIPSE, toujours pour les mêmes énergies incidentes. Nous pouvons constater que la qualité de la mesure dépend peu du mécanisme et de l'asymétrie, mais beaucoup plus de l'énergie incidente. Quelle que soit cette dernière, la mesure apparaît mauvaise. L'erreur relative fluctue entre 50 et 150 %. Cet angle moyen est très sensible au dispositif expérimental utilisé. La résolution angulaire limitée d'INDRA implique une distorsion de la distribution angulaire des particules détectées dans le repère du laboratoire.

Nous sommes en effet obligés de "randomiser" la direction du vecteur vitesse de chaque particule détectée sur tout l'angle solide sous lequel est vu le module de détection depuis la cible. Ceci n'est pas fait en tenant compte de la distribution spatiale réelle des particules, puisqu'elle n'est pas connue. Une autre raison peut expliquer ce résultat, c'est l'influence du trou, qui permet le passage du faisceau à travers le détecteur. Celui-ci empêche la détection des particules à petits angles, donc favorise un angle moyen du QP reconstruit plus grand. Les petites imperfections pouvant exister au niveau du filtre expérimental peuvent aussi participer aux différences constatées entre la réalité et la simulation.

## 5.4 Étude de la thermométrie du QP

### 5.4.1 Étude de la thermométrie à partir des spectres en énergie

De l'étude faite sur la thermométrie d'un noyau de fusion (Voir chapitre 3), il est sorti une vision peu positive de la détermination de la température à partir des caractéristiques des particules légères chargées détectées par le multidétecteur INDRA.

Qu'en est-il lorsque le mécanisme de réaction est plus complexe ?

Nous ne nous attendons pas à ce que la situation s'améliore. Une complication fondamentale, pouvant agir négativement, est la nécessité de sélectionner les particules effectivement évaporées par le QP. Pour cela expérimentalement, nous ne prendrons en considération que les particules émises dans le domaine en  $\phi$ ,  $0^\circ - 60^\circ$ , déjà utilisé pour définir les probabilités d'évaporation.

Quel crédit pourrons nous alors donner aux résultats de nos mesures ?

Nous allons essayer de le savoir en nous aidant des informations que peut nous fournir à ce sujet le générateur HIPSE. Il doit, au moins, nous permettre d'avoir une meilleure compréhension de nos mesures à défaut d'une meilleure maîtrise. Nous avons montré précédemment qu'il nous est à priori impossible de déterminer la température apparente vraie associée à chaque type de particule évaporée. Avec HIPSE, tel qu'il a été utilisé, nous n'avons pas accès à cette grandeur. Nous nous contenterons donc uniquement des valeurs initiales de température, fournies par HIPSE, pour juger de la qualité de nos méthodes de mesure, même si rien ne justifie théoriquement que le résultat de nos mesures leur corresponde.

Nous allons, comme jusqu'à présent, continuer à nous concentrer sur le système Xe + Sn à 50 MeV/u. Même, si nous avons vu dans le chapitre 3 les avantages et défauts des différentes méthodes de mesures de température, nous avons choisi de toutes les conserver. Quoiqu'elles ne soient pas vraiment indépendantes, il est toujours notable de regarder quand elles convergent toutes vers des valeurs de températures identiques.

Nous pouvons faire une première remarque concernant les héliums 3. Nous avons constaté que cela soit pour les données ou pour HIPSE, les mêmes difficultés en thermométrie que celles constatées lors de l'étude avec SIMON et GEMINI. Les informations tirées des spectres énergétiques d'Hélium 3, détectés avec le multidétecteur INDRA, sont inutilisables

pour une mesure de température. Les températures observées sont bien trop grandes par rapport à celles obtenues pour les autres particules.

Pour comparer les données et HIPSE, nous présentons à titre d'exemple, sur la figure 5.12, les résultats de nos mesures de températures à partir des spectres en énergie des protons en fonction de  $E_{t12}$  normalisée. Les spectres ont été définis dans le repère reconstruit à partir des fragments lourds et des fragments de masse intermédiaire (FMI) situés à l'avant du centre de masse.

Il faut savoir que si le nombre de coups présents dans le spectre est inférieur à 150, nous ne déterminons pas la température.

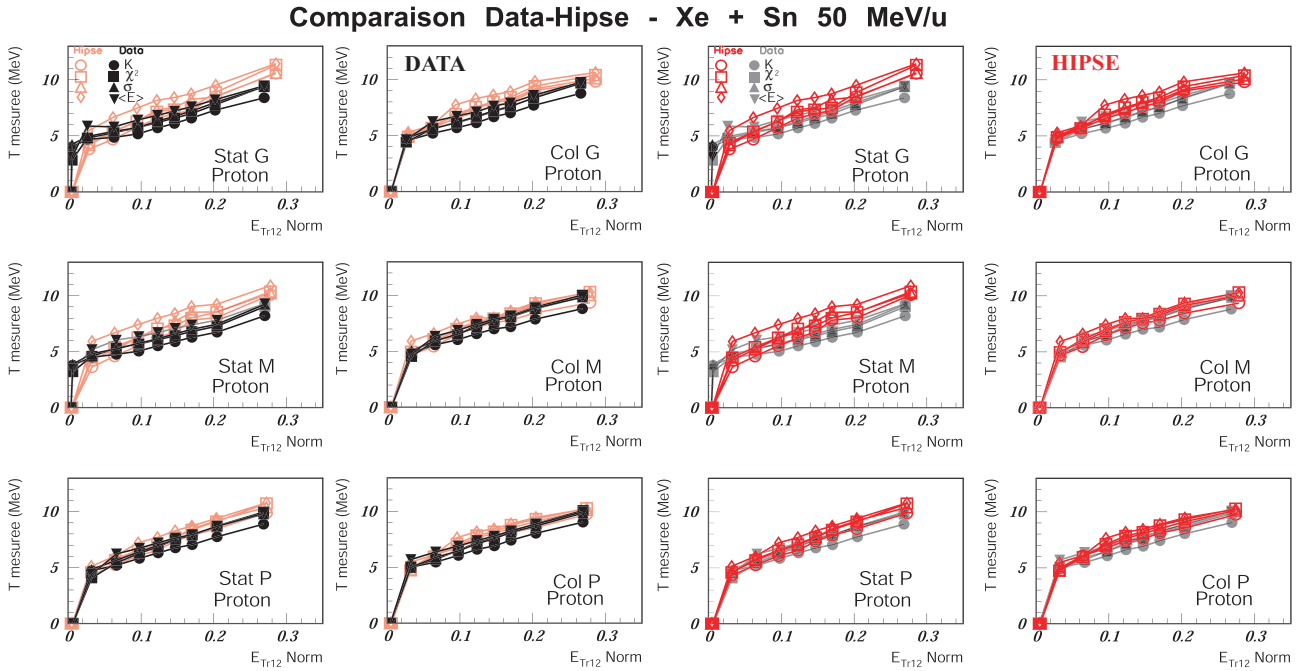


FIG. 5.12 – A gauche, pour les données, présentation des résultats des mesures de température par 4 méthodes différentes à partir des spectres en énergie des protons, en fonction de  $E_{t12}$  normalisée pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, idem pour HIPSE. Ceci est fait pour tous les mécanismes et asymétries étudiés jusqu'ici. Sur chaque figure, l'autre jeu de données est mis en fond pour comparaison.

Apparemment sur cette figure, nous pouvons noter que globalement, les températures obtenues avec HIPSE sont un peu plus grandes que celles obtenues avec les données, en dehors des collisions très périphériques. Cette tendance change avec l'asymétrie et le mécanisme de réaction. Elle est aussi plus ou moins vraie selon les méthodes de mesure considérées. En fait, cette tendance est observée quasiment systématiquement pour les alphas et les tritons à 25, 39, 50 et 80 MeV/u. Au contraire, à 32 MeV/u, elles sont plutôt proches. Pour les deutons et les protons, elles sont très souvent voisines ; à l'exception de 80 MeV/u où les données donnent des températures plus grandes que HIPSE.

Une étude complémentaire, non présentée dans ce document, indique que quelles que soient l'énergie incidente et la technique utilisée, les réactions avec **Col** donnent en général des températures mesurées plus grandes que les réactions dites **statistique**. Il y a aussi à un degré moindre une dépendance en fonction de l'asymétrie qui varie un peu selon la particule étudiée et le thermomètre choisi, comme nous pouvons l'observer sur la figure 5.12 avec HIPSE.

Pour essayer de mieux cerner ces dépendances apparentes à l'aide de HIPSE, nous allons analyser plus particulièrement les mesures de températures pour un cas particulier illustratif : les protons produits lors de réactions  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 MeV/u donnant lieu à un col avec une grande asymétrie entre les deux fragments les plus lourds. Celui-ci ne correspond pas aux meilleures mesures faites, au contraire.

Nous avons choisi pour déconvoluer les effets pouvant intervenir lors de notre démarche expérimentale de construire plusieurs spectres en énergie en suivant des critères expérimentaux différents.

HIPSE nous permet de construire le spectre énergétique de tous les protons, dans le repère initial, émis par les noyaux chauds associés aux événements que nous étudions, compte tenu des sélections choisies. Ce spectre apparaît donc comme le spectre parfait, de référence, qui serait obtenu si nous avions d'une part un détecteur parfait et d'autre part une calorimétrie parfaite, donc une connaissance parfaite de l'origine des particules (Nous le définirons sur les différentes figures comme **Vrai Spectre Evap**).

Nous pouvons construire aussi un certain nombre de spectres énergétiques avec les particules détectées effectivement par INDRA.

Nous l'avons fait en appliquant exactement le même protocole que celui suivi pour les vraies données (Nous le définirons dans ce cas comme **HIPSE Exp** sur les figures).

Nous avons voulu voir si le repère reconstruit par la calorimétrie 3D pouvait être meilleur que celui obtenu uniquement avec les FMI. C'est pourquoi, nous avons défini des spectres énergétiques dans le repère obtenu par la calorimétrie 3D (Nous le définirons comme **Cal 3D Rep** sur les figures).

Pour juger de la qualité de la méthode 3D pour retrouver l'origine des particules, nous avons construit des spectres énergétiques dans le repère obtenu par la calorimétrie 3D en faisant une calorimétrie parfaite à l'aide du marquage des particules fourni par HIPSE (Nous le définirons comme **Cal 3D Rep Parf Cal** sur les figures).

Pour comprendre l'influence du repère et du filtre, nous en avons fait aussi une, en utilisant le repère initial vrai (Nous le définirons comme **Vrai Rep Parf Cal** sur les figures).

Enfin pour avoir une idée de l'effet du filtre expérimental et de nos critères de sélections, nous avons fait une calorimétrie parfaite complète avec les particules vues par INDRA à l'aide du marquage (Nous le définirons comme **Parf Cal** sur les figures).

Nous avons appliqué nos différentes techniques de thermométrie à l'ensemble de ces spectres et nous présentons les résultats obtenus sur la figure 5.13 pour le cas particulier choisi ci-dessus. Nous remarquons immédiatement la mauvaise qualité des mesures si nous appliquons le protocole expérimental utilisé pour les données pour construire le spectre. Nous surestimons les températures de près de 15 à 25 % par rapport à la valeur initiale,

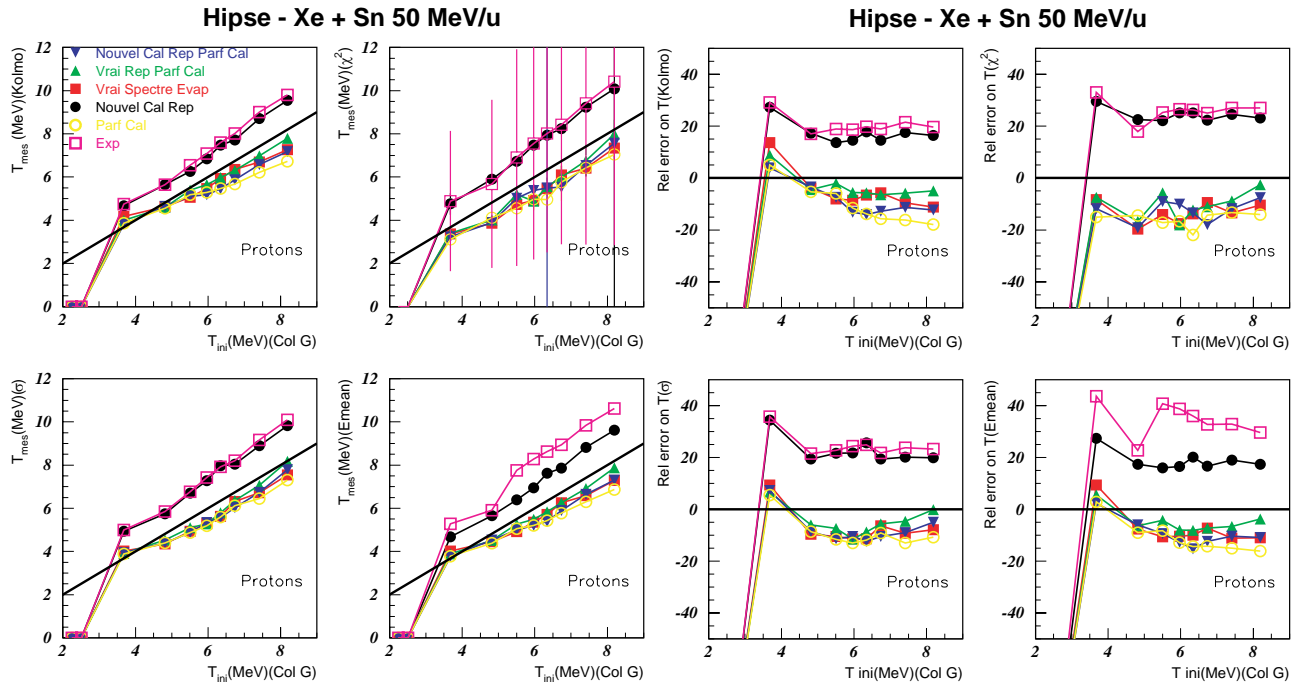


FIG. 5.13 – A gauche, corrélations entre les mesures de température par 4 méthodes différentes, à partir des spectres énergétiques des protons obtenues de diverses manières, et les températures moyennes initiales. La droite correspond à une égalité entre les grandeurs étudiées. A droite, erreurs relatives absolues moyennes sur ces mesures en fonction des températures moyennes initiales.

presque indépendamment de la thermométrie. Cette erreur, pour les protons, est la même que nous utilisons le repère des FMI ou celui obtenu par la calorimétrie 3D. L'écart observé entre les carrés vides et les ronds pleins concernant la mesure de  $T$  à partir de l'énergie cinétique moyenne vient d'une différence d'estimation du  $B$  à soustraire. Par contre il est remarquable que tous les autres spectres donnent des températures équivalentes à moins de 5 % près à celle du spectre de référence, quelle que soit la thermométrie utilisée. De ce fait, la différence observée entre les mesures déterminées à partir du spectre "expérimental" et du spectre de référence ne peut être due qu'à la méthode de sélection de la contribution évaporative. Dans l'expérience, nous ne considérons que les particules émises dans le domaine  $0^\circ - 60^\circ$  en  $\phi$ , les angles étant définis dans le repère reconstruit avec les FMI.

Pour bien comprendre ce que nous faisons effectivement ainsi, nous présentons sur la figure 5.14, d'une part, l'évolution des multiplicités des protons en fonction de la violence de la collision (au travers des numéros de tranche  $E_{t12}$  normalisée) pour les 6 zones spatiales définies dans la section 4.2 et, d'autre part, l'évolution moyenne de la multiplicité des protons en fonction de  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{t12}$  normalisée. La partie de gauche de la figure correspond à des collisions de type **Col** avec grande asymétrie. Ceci est fait de plus pour l'ensemble des protocoles expérimentaux que nous avons décrit ci-dessus. Nous avons ajouté les données réelles pour comparaison avec HIPSE (ce sont les ronds pleins noirs). La figure 5.14 confirme de manière éclatante pour les protons que notre critère spatial de détermination des caractéristiques physiques des particules évaporées est le seul raisonnable. Sur la partie gauche de la figure 5.14, donc pour des collisions de type **Col** avec grande asymétrie, seul le domaine angulaire,  $0^\circ - 60^\circ$ , montre un rapprochement important entre le HIPSE, utilisant le protocole expérimental (**HIPSE exp**) et le HIPSE, utilisant le vrai repère et la calorimétrie parfaite (**Vrai Rep Parf Cal**). Sur la partie droite de la figure, la case, correspondant à ce mécanisme de réaction (en haut à droite), confirme complètement ce fait pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée. Il est aussi clairement indépendant du mécanisme et de l'asymétrie comme nous pouvons le remarquer pour les autres cases. Nous pourrions aussi montrer que ceci est aussi valable pour les autres PLC.

L'accord entre les données et HIPSE, utilisant le protocole expérimental, est excellent pour les deux parties de la figure 5.14.

Pour le confirmer, nous comparons sur les figures F.1 et F.2 de l'annexe F les spectres en énergie et les distributions en  $\cos(\theta_{spin})$  des protons et des alphas fournis par HIPSE et les données. Ceux-ci et celles-ci ont été obtenus pour l'ensemble des domaines angulaires en  $\phi$  et le type de collisions d'intérêt. Il a juste été réalisé une normalisation des spectres et des distributions en fonction des nombres d'événements respectifs. L'accord, pour les protons, entre le calcul et les données est remarquable, même s'il n'est pas parfait. Pour les alphas, il y a clairement un déficit d'alphas pour la composante non évaporative alors que la contribution évaporative semble raisonnablement rendue. Nous avons étudié d'autres types de collisions et aussi d'autres particules. Nous avons observé des accords meilleurs encore pour les protons quand l'asymétrie diminue. Pour les particules composites, les résultats sont moins bons. Ils ressemblent à la situation présentée sur la figure F.2. Les formes des

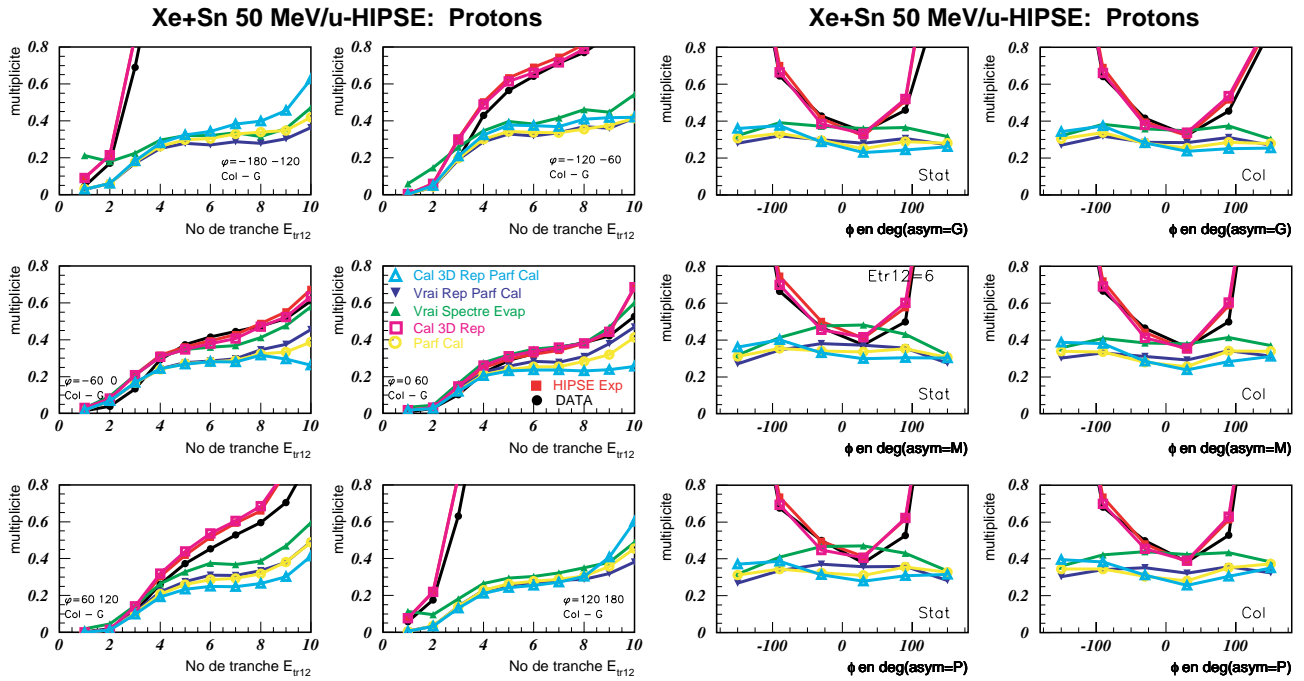


FIG. 5.14 – A gauche, évolution des multiplicités moyennes des protons en fonction de la violence de la collision, obtenues en suivant différents protocoles expérimentaux, pour les 6 domaines angulaires en  $\phi$ . A droite, évolution des multiplicités moyennes des protons en fonction de  $\phi$  pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée et pour les différentes sélections d'intérêt.



spectres énergétiques évaporés ou non évaporés apparaissent correctes, mais il n'y a pas toujours la bonne proportion. C'est également vrai pour les distributions angulaires.

Les courbes de la partie droite de la figure 5.14, correspondant à l'expérimentation idéale (les triangles verts, pointe vers le haut (**Vrai Spectre Evap**)) apportent un certain nombre d'informations intéressantes. Nous pouvons constater que ces courbes "parfaites" ne sont pas plates et qu'elles changent en fonction du mécanisme et de l'asymétrie. Lorsque nous les comparons aux courbes correspondant au type **Vrai Rep Parf Cal** (les triangles bleus foncés, pointe vers le bas), elles sont systématiquement supérieures. Ces deux faits montrent l'effet important de la détection sur le nombre de protons évaporés vus effectivement par INDRA mais aussi sur la topologie de la contribution évaporative des événements conservés, compte tenu des sélections imposées. Il y a donc des pertes de particules évaporées mais pas de manière uniforme en  $\phi$ . Nous le confirmons dans l'annexe F, en présentant les courbes d'efficacité de détection des protons et des alphas évaporés par le QP en fonction de leur énergie cinétique, de leurs angles d'émission  $\phi$  et  $\theta_{spin}$ , vrais (voir les figures F.3 et F.4). Ceci est fait pour les collisions d'intérêt. Il y a un défaut de collection des particules à basse énergie surtout pour les alphas quand l'asymétrie est grande. Angulairement, cela paraît plus uniforme, même s'il y a un effet clair du trou de passage du faisceau pour la tranche  $-60^\circ - 0^\circ$ .

Sur la partie gauche de la figure 5.14, le fait que HIPSE, utilisé avec le protocole expérimental, soit compatible avec le cas idéal pour le domaine en  $\phi$ ,  $0^\circ - 60^\circ$ , implique qu'il y ait une contribution non évaporée par le QP dans ce domaine angulaire, pour compenser les particules évaporées non détectées. Nous pouvons aussi constater que cette composante croît avec la violence de la collision. Pour HIPSE, nous prouvons cette présence de particules non évaporées dans cette zone à l'aide des deux figures F.5 et F.6 présentées dans l'annexe F. Sur la première, nous y montrons, d'une part, la multiplicité moyenne de protons évaporés et non évaporés en fonction de la violence de la collision pour l'ensemble des mécanismes étudiés et d'autre part l'énergie moyenne des protons évaporés ainsi que le surplus d'énergie moyenne dû à la contribution non évaporée. Nous y avons ajouté, pour comparaison, l'évolution, en fonction de la violence, de la multiplicité moyenne des protons vus dans la zone en  $\phi$ ,  $0^\circ - 60^\circ$ , ainsi que de leur énergie moyenne, obtenues pour les données réelles. La deuxième figure présente les mêmes éléments pour les alphas. Pour les protons, les courbes de multiplicité semblent effectivement indiquer la possibilité d'une présence non évaporative dans la zone en  $\phi$ ,  $0^\circ - 60^\circ$  dans les données réelles. Mais, celle-ci ne semble pas complètement confirmée du point de vue énergétique à l'exception des collisions donnant une petite asymétrie. Pour les alphas, dans les données, la contribution non évaporative semble beaucoup plus faible. C'est aussi vrai pour les deutons et les tritons. L'évolution de cette composante ne semble pas dépendre du mécanisme de réaction.

Les figures F.1 et F.2 permettent de voir l'importance de ces contributions non évaporatives dans les spectres d'énergie cinétique pour un type de collision et une tranche de  $E_{tr12}$  spécifique, la N°6, ainsi que leur répartition en  $\phi$  et  $\theta_{spin}$  dans l'espace autour du QP.

Il faut bien avoir en tête que cette contribution non évaporative peut avoir trois origines dans HIPSE : le prééquilibre, la zone de mi-rapidité et enfin la contribution évaporative de la quasi-cible. Tel qu'il est construit dans HIPSE, le prééquilibre peut expliquer la présence

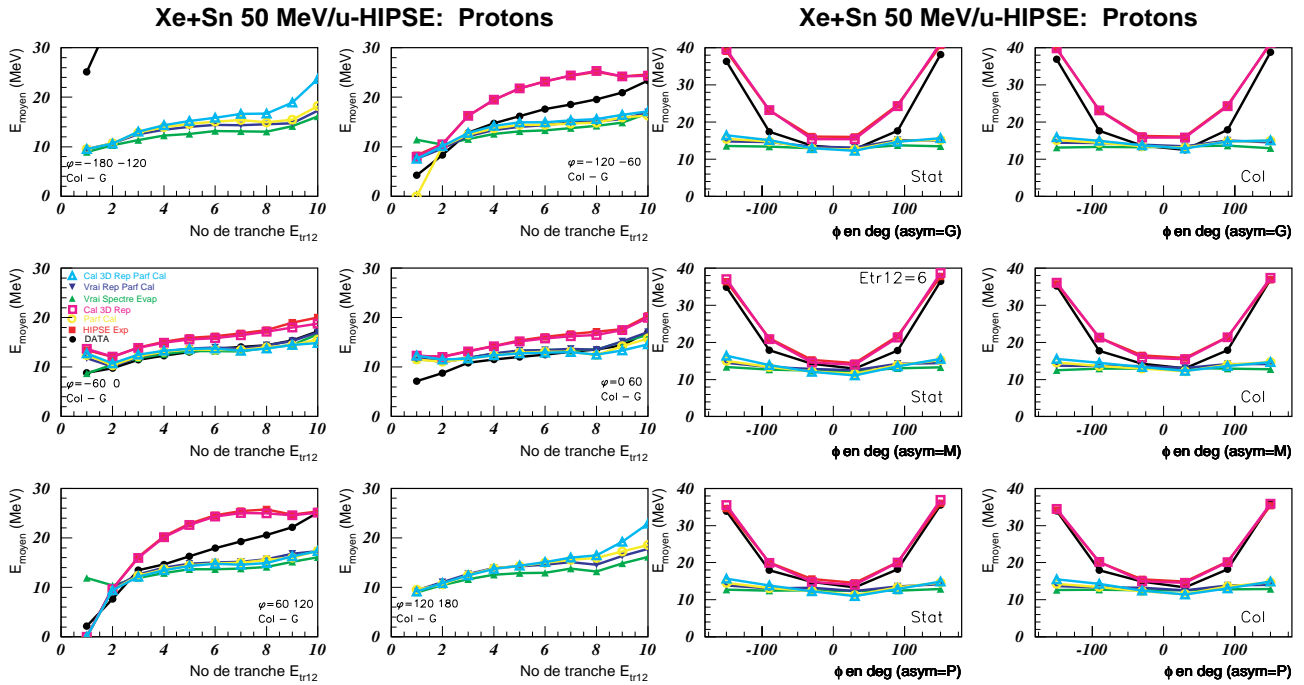


FIG. 5.15 – À gauche, évolution des énergies moyennes des protons en fonction de la violence de la collision, obtenues en suivant différents protocoles expérimentaux, pour les 6 domaines angulaires en  $\phi$ . À droite, évolution des énergies moyennes des protons en fonction de  $\phi$  pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée et pour les différentes sélections d'intérêt.

de particules non évaporées dans la zone  $0^\circ - 60^\circ$ . La taille de la sphère, choisie pour placer les particules de prééquilibre, permet de simuler une certaine transparence de la matière nucléaire.

En ce qui concerne l'influence des repères, nous pouvons noter que le repère construit à partir des FMI est équivalent à celui obtenue par la méthode 3D. Par contre, la comparaison pour la calorimétrie parfaite, entre les trois repères utilisés, donne des différences qui dépendent de  $\phi$ . Pour le domaine  $0^\circ - 60^\circ$ , nous observons sur la partie droite de la figure 5.14, un léger effet droite-gauche lié au repère, pour tous les mécanismes envisagés. Il est plus fort pour le repère 3D. Il semble aussi plus fort pour les asymétries les plus grandes.

Nous allons maintenant regarder sur la figure 5.15 ce qui se passe dans les mêmes conditions, si la variable étudiée est l'énergie moyenne des protons. L'énergie confirme ce que nous avons vu avec les multiplicités, peut-être de façon moins flagrante. C'est toujours pour  $0^\circ - 60^\circ$  que l'accord est le meilleur entre le cas idéal et HIPSE expérimental. Par contre, il y a tout de même un écart important entre l'énergie moyenne obtenue dans le cadre de HIPSE expérimental et le cas idéal. Celui-ci est dû à la contribution non évaporative et à l'effet droite-gauche, notamment plus fort pour les grandes asymétries. L'accord entre HIPSE et les données est moins bon surtout lorsque l'asymétrie est grande. Il apparaît au contraire excellent lorsque l'asymétrie est petite. Cela permet de comprendre les différences observées pour la mesure de l'énergie d'excitation entre les données et HIPSE (voir E.3 pour les grandes asymétries). Il y a une autre raison à cet écart, qui est visible sur les spectres en énergie présentés sur les figures F.1 et F.2. Il y a clairement des barrières apparentes plus faibles pour les données que pour HIPSE.

Nous présentons enfin une dernière variable : c'est la température obtenue à partir de la valeur de l'écart type de la distribution d'énergie cinétique. Nous la déterminons dans les mêmes conditions que pour les deux autres variables.

Nous retrouvons les mêmes tendances que pour l'énergie moyenne. La zone  $0^\circ - 60^\circ$  apparaît encore comme la meilleure pour caractériser la composante évaporative. Il est d'ailleurs notable pour cette zone, lorsque nous sélectionnons par une calorimétrie parfaite uniquement les particules évaporées, que les températures obtenues sont indépendantes du repère choisi et parfaitement cohérentes avec le cas idéal (sur la partie gauche de la figure 5.16, la deuxième case à droite). Pour les autres domaines en  $\phi$ , les résultats apparaissent moins bons lorsque le repère utilisé est celui obtenu par la méthode 3D. Quel que soit le repère utilisé, la température obtenue est toujours plus grande que celle correspondant au cas idéal. L'écart croît avec la violence de la collision. Les données réelles sont systématiquement plus hautes. Le fait, que les barrières apparentes sur les spectres soient plus petites, en est une cause. Les causes de fluctuations dans les données réelles sont toujours plus importantes que celles obtenues dans la simulation de la collision et du filtre expérimental.

### 5.4.2 Étude de la thermométrie à partir des rapports isotopiques

Nous présentons sur la figure 5.17 une comparaison entre les données et les températures mesurées en utilisant la méthode d'Albergo pour des collisions  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 MeV/u. Nous n'utilisons pour les déterminer que les particules se situant dans le domaine spatial de

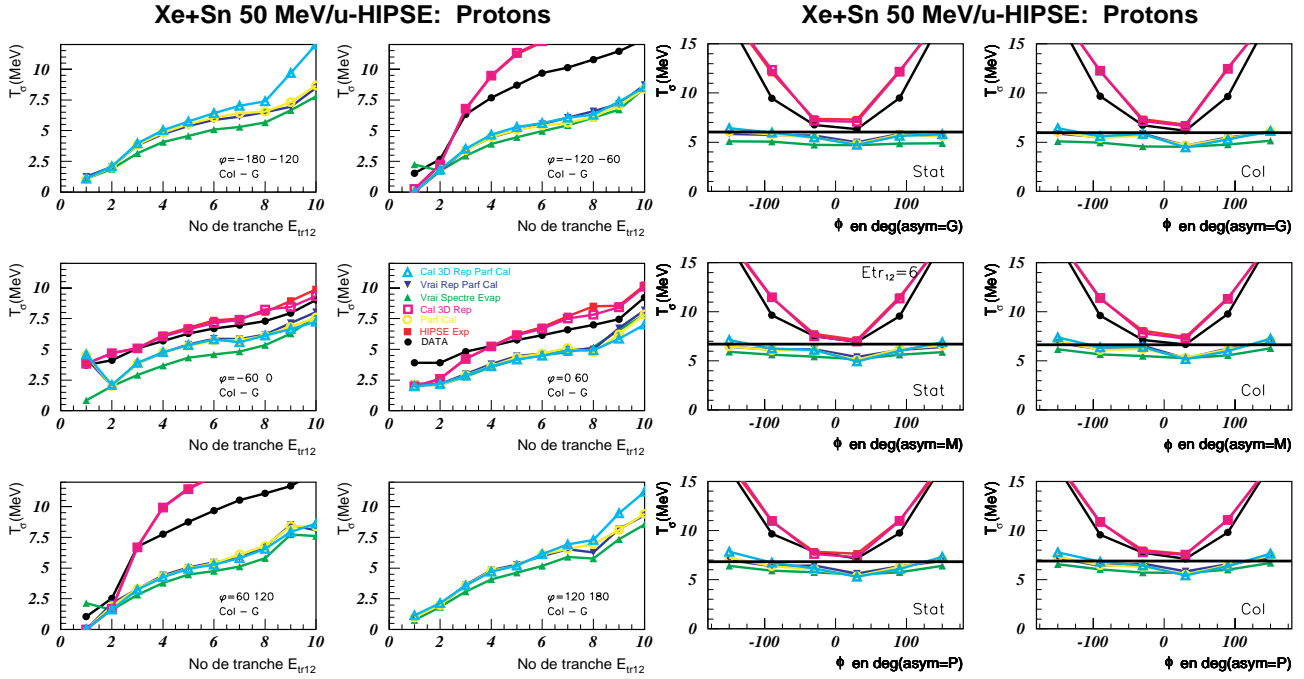


FIG. 5.16 – A gauche, évolution des  $T_\sigma$  des protons en fonction de la violence de la collision, obtenues en suivant différents protocoles expérimentaux, pour les 6 domaines angulaires en  $\phi$ . A droite, évolution des  $T_\sigma$  des protons en fonction de  $\phi$  pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée et pour les différentes sélections d'intérêt. La droite indique la valeur initiale de la température dans HIPSE.

l'espace des vitesses correspondant seulement à l'évaporation, c'est à dire  $0^\circ - 60^\circ$  en  $\phi$ . Nous observons clairement une grande différence entre les données et HIPSE quel que soit le thermomètre. Nous avons vu précédemment, pour HIPSE, qu'il y avait une pollution par une contribution non évaporative. Celle-ci est plus ou moins importante selon le type de particule. Pour les données, elle semble aussi exister pour les protons et à un degré moindre pour les autres particules, mais pas de manière aussi claire.

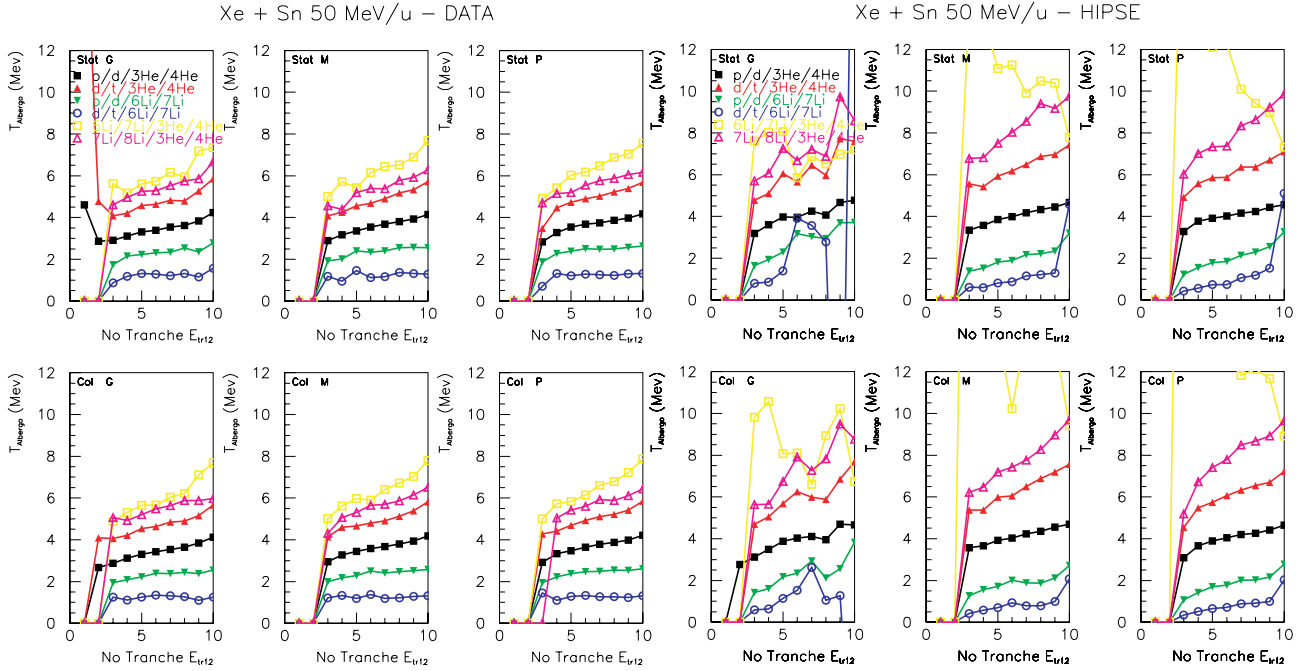


FIG. 5.17 – A gauche, évolution des températures isotopiques en fonction du numéro de tranche en  $E_{tr12}$  normalisée obtenue avec les données pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, évolution des températures isotopiques en fonction du numéro de tranche en  $E_{tr12}$  normalisée obtenues avec HIPSE pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u et les différentes sélections d'intérêt.

HIPSE permet de faire la comparaison entre ces thermomètres et la température initiale. Nous présentons celle-ci pour les collisions Xe + Sn à 50 MeV/u sur la figure 5.18. En dehors des problèmes de statistique observés pour les grandes asymétries, nous constatons que seule la température déterminée à partir des doubles rapports  ${}^7\text{Li}/{}^8\text{Li}/{}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  est corrélée quasiment linéairement à la température initiale. Il s'avère que cette corrélation est observée pour toutes les énergies incidentes disponibles avec HIPSE, c'est à dire 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u et est indépendante du mécanisme de réaction.

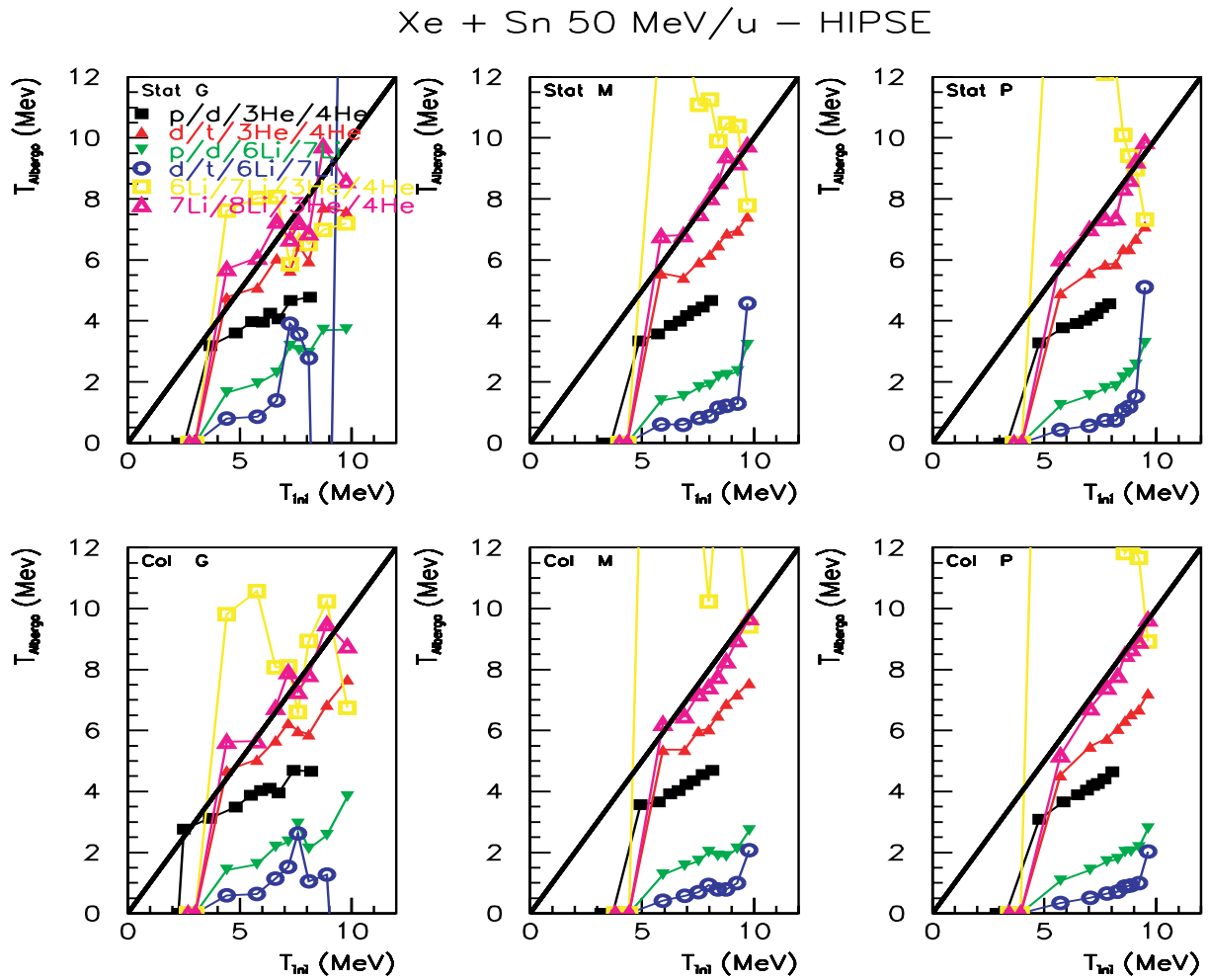


FIG. 5.18 – Évolution des températures isotopiques en fonction de la température initiale obtenue avec HIPSE pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u et les différentes sélections d'intérêt.



# Chapitre 6

## Conclusions et Perspectives

L'idée première de ce travail était de construire un ensemble de courbes caloriques associées chacune à une gamme en masse donnée. Profitant de l'ensemble des données réunies par la collaboration INDRA, au cours de ces 4 premières campagnes, nous espérions ainsi refaire une systématique à la "Natowitz" [24] pour des noyaux, ayant une masse comprise entre 60 et 130 uma, mais en utilisant un même multidétecteur et les mêmes techniques calorimétriques et thermométriques pour l'ensemble des mesures. Ceci n'a jamais été fait jusqu'ici. La richesse des données INDRA le permet.

Nous l'avons effectivement fait, mais, le résultat obtenu a surtout eu pour conséquence de mettre un doute dans notre esprit sur la véritable maîtrise expérimentale que nous avons de notre instrument ainsi que de nos protocoles expérimentaux. Il est apparu nécessaire de comprendre vraiment comment, en utilisant un multidétecteur comme INDRA, nous mesurons effectivement la température du noyau ou l'énergie emmagasinée à l'intérieur.

Nous avons dans ce document rappelé l'ensemble des concepts théoriques qui interviennent en thermodynamique des noyaux chauds et leurs limites fondamentales. La notion de température d'un noyau chaud reste un concept flou, mais présente un caractère pratique dans un certain nombre de cas physiques.

La notion d'énergie interne ou d'énergie d'excitation ne pose pas ce type de problème. Par contre, la manière dont elle est emmagasinée dans un noyau au cours d'une collision dans le domaine des énergies de Fermi, reste en bonne partie mal connue lorsque l'énergie déposée est potentiellement importante. Actuellement, elle est encore fortement sujet à discussions dans la communauté scientifique comme nous l'avons rappelé dans l'introduction. Ceci est principalement dû au fait qu'il est très difficile de prouver expérimentalement de manière indubitable qu'un noyau chaud thermodynamiquement équilibré a été formé lors d'une collision nucléaire dans le domaine des énergies de Fermi. Dans ce contexte, nous avons décrit les fondements de nos méthodes de mesures et rappelé l'ensemble des difficultés pouvant intervenir compte tenu de ceux-ci.

Nous avons entrepris de suivre une démarche expérimentale essayant de s'affranchir progressivement des difficultés. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser des générateurs d'événements et un programme informatique, simulant le mieux possible le comportement de notre dispositif expérimental.



En ce qui concerne la calorimétrie, nous avons d'abord étudié des collisions binaires pures à l'aide du générateur SIMON, donnant en voie de sortie deux noyaux chauds. Nous avons lors de cette étude montré le rôle fondamental joué par le dispositif expérimental et les effets de recul. Il est apparu que pour les collisions très périphériques et périphériques lorsque peu de particules sont évaporées, il est difficile de compenser l'effet de recul dû à l'émission de la première particule. Cet effet nous a semblé d'autant plus flagrant que la nécessité de sortir le quasi-projectile du trou permettant le passage du faisceau, favorise la détection d'événements où ce processus est maximisé. L'obligation d'utiliser des événements dits "complets", implique donc que cet effet, que nous avons appelé "droite-gauche", soit prépondérant pour les collisions périphériques. Il entraîne indirectement aussi des difficultés de détermination de la vitesse de source, lorsque seuls les FMI sont utilisés pour reconstruire le repère du noyau chaud. Il y a clairement un écart entre le centre de masse des FMI et celui des PLC, qui entraîne des difficultés pour la calorimétrie mais aussi pour la thermométrie. L'énergie d'excitation et l'énergie d'excitation par nucléon du QP ont été mesurées avec environ 6-7 % d'erreur avant le filtre et de 10 jusqu'à 20 % après le filtre dans le cadre de collisions binaires pures Xe + Sn à 50 MeV/u. Les seuils expérimentaux dégradent la qualité de la caractérisation de la QC. La non détection des neutrons est problématique pour faire une calorimétrie correcte. L'évaluation de cette contribution des neutrons est apparue comme un des problèmes principaux à résoudre, avec la détermination de la vitesse de la source chaude pour améliorer la calorimétrie. Nous avons aussi constaté la grande difficulté à contrôler la dispersion des mesures d'énergie d'excitation. Ceci nous perturbe pour faire des sélections microcanoniques des événements. La moindre qualité de la caractérisation de la quasi-cible nous a amenés à nous concentrer uniquement sur le quasi-projectile.

Nous avons donc mis au point une nouvelle calorimétrie pour caractériser uniquement le quasi-projectile. Nous avons voulu que celle-ci puisse tenir compte de l'influence des particules de prééquilibre et d'une contribution éventuelle de mi-rapidité telle le col. Dans un premier temps, nous avons continué à étudier dans le cadre de collisions binaires générées par SIMON, les distorsions spatiales et énergétiques concernant les particules évaporées ; celles-ci étant engendrées dans un premier temps, par le filtre expérimental seul, puis un second temps, par le filtre et la reconstruction de la vitesse de source. Ceci nous a imposé de ne prendre en considération, pour caractériser l'évaporation, qu'une zone très limitée de l'espace. La comparaison de ce modèle avec les données réelles a confirmé complètement la nécessité de ce choix.

Nous avons choisi d'utiliser un autre simulateur d'événements, le générateur HIPSE, pour tenir compte effectivement de l'ensemble des phénomènes intervenant au cours d'une collision. Nous avons volontairement ajouté des critères supplémentaires de sélections des événements. Nous avons différencié les collisions avec col de matière des autres. Nous avons aussi tenu compte de l'asymétrie entre les deux plus gros fragments à l'avant du centre de masse. L'idée était d'avoir ainsi un contrôle maximal possible de la production des noyaux chauds étudiés. Nous voulions nous rapprocher d'un noyau de fusion se désexcitant par évaporation (cela correspond à une sélection d'événements sans col avec une grande asymétrie), pour vérifier la qualité de nos mesures et la cohérence vis-à-vis des bases théoriques sur lesquelles elles sont fondées.

Notre méthode calorimétrique est basée sur la détermination expérimentale d'une probabilité d'évaporation à partir des caractéristiques physiques des particules dans un domaine restreint de l'espace des vitesses. L'application de cette méthode dite "3D", faite en comparant en permanence les données avec le générateur HIPSE, nous a permis d'avoir une certaine "maîtrise" de nos mesures. Cette comparaison a permis de justifier complètement le choix de notre méthode expérimentale vis à vis des méthodes de doublement de la contribution à l'avant du repère reconstruit. Celles-ci apparaissent clairement fausses.

La comparaison des caractéristiques spatio-énergétiques des particules légères dans le repère reconstruit entre HIPSE et les données, a montré la présence d'une contribution non évaporative d'origine multiple (prééquilibre, mi-rapidité et évaporation du QC). Son poids augmente avec la violence de la collision. Elle est peut-être présente même dans la zone, que nous supposons non polluée. Cela limiterait la portée de notre méthode de mesure. HIPSE a permis de voir aussi l'influence de l'effet "droite-gauche" sur les énergies des particules légères pour les collisions périphériques et les grandes asymétries.

A partir de cette étude, nous avons pu tirer un certain nombre de conclusions. HIPSE rend compte très raisonnablement de la physique pour les collisions présentant des asymétries petites ou moyennes. La calorimétrie 3D donne des résultats très peu dépendants du mécanisme de réaction sélectionné. Par contre, la mesure de l'énergie d'excitation par nucléon semble sujette à caution (voir la figure E.3). Nous avons une précision de la mesure sur cette grandeur qui varie selon l'asymétrie, la centralité et aussi à un degré moindre selon le système étudié. Il y a clairement une influence du dispositif de détection, qui agit de manière contradictoire selon les grandeurs mesurées. La charge et la masse sont sous-estimées à cause de l'efficacité de détection, ce qui paraît normal. Par contre, l'énergie d'excitation par nucléon mesurée peut être plus grande que l'énergie d'excitation par nucléon originel du QP, ce qui apparaît contradictoire vis à vis de la perte d'une certaine proportion des particules évaporées par le QP. Cela implique donc une surestimation de la contribution énergétique moyenne de certaines particules affectées par notre méthode au QP. Mais, ceci est aussi observé dans le cas de la calorimétrie parfaite. La contribution non évaporative, la mesure de l'énergie de chaque particule par INDRA et la détermination de la vitesse de l'émetteur doivent en être responsable pour la méthode 3D. La mesure de l'énergie de chaque particule par INDRA et la détermination de la vitesse de l'émetteur doivent en être responsable pour la calorimétrie parfaite. Le fait que la vitesse construite par la méthode 3D et celle obtenue par la calorimétrie parfaite soient proches, quels que soient le mécanisme et l'asymétrie, à part pour les deux dernières tranches en violence, nous amène à penser que la résolution angulaire du détecteur joue un rôle fondamental dans ces difficultés de mesure de l'énergie d'excitation. Nous n'avons pas étudié le rôle que peut avoir l'estimation de la contribution neutre dans la mesure de l'énergie d'excitation. Cela reste à faire. Il faut aussi noter que cette calorimétrie 3D ne permet pas d'estimer correctement la dispersion sur les grandeurs caractéristiques du QP.

Forts de l'expérience acquise lors de l'étude de la calorimétrie, nous avons aussi choisi, dans un premier temps, de simplifier l'étude de la thermométrie. Nous avons donc étudié d'abord des noyaux chauds seuls. Pour cela, nous avons utilisé le générateur SIMON et le générateur GEMINI. Cette étude a d'abord démontré la possibilité de déterminer raison-

nablement, à partir d'un spectre énergétique, la température apparente vraie "vue" par un type de particule donnée (à 10 % près), à trois conditions : avoir un détecteur parfait de particules, une statistique importante et très peu d'émissions secondaires. Dans le cas de GEMINI, seuls les deutons et les tritons semblaient remplir ces conditions. Cette température peut permettre de remonter à la température initiale à condition d'utiliser la méthode proposée dans les références [152, 153]. Cette détermination peut se faire à mieux que 15 % près. Nous avons montré que la résolution angulaire insuffisante et les distorsions topologiques engendrés par les critères de qualité de la détection, détériorent les spectres au point de ne plus mesurer correctement la température apparente. La reconstruction expérimentale du repère du noyau chaud ne fait qu'empirer les choses. Nous avons vu aussi que les détections multiples de certaines particules plus abondantes pouvaient fausser les spectres des particules plus rares, au point de les rendre inutilisables. Nous avons étudié quatre manières d'obtenir une température à partir des spectres en énergie. Lorsque la statistique est importante et les émissions secondaires faibles, ces méthodes donnent des résultats équivalents. Lorsque la statistique est faible, la méthode de Kolmogorov est celle qui donne les résultats les plus probants. Il est ensuite plus intéressant d'utiliser la méthode du  $\chi^2$ . Ces méthodes d'ajustement peuvent permettre aussi de juger du caractère maxwellien ou non des spectres expérimentaux, au travers de probabilités de compatibilité entre distributions. Nous n'avons pas utilisé complètement cette information. Nous pensons que c'est un thème à développer pour l'avenir. Le calcul à partir de l'écart type est intéressant tant qu'il n'y a pas d'émissions secondaires. Il permet d'obtenir très facilement une idée de la température apparente du spectre sans problème de "fit", même si celle-ci est maximisée. L'application de la méthode d'Albergo n'est pas apparue concluante dans le cadre que nous nous sommes fixés et compte tenu des isotopes pouvant être mesurés par INDRA.

Nous avons ensuite appliqué ces méthodes pour les particules que nous pensons émises par le QP. Nous l'avons fait pour les données et pour HIPSE. Les résultats obtenus pour les données et HIPSE sont relativement voisins. Mais, nous avons surtout constaté que les difficultés, vues pour la calorimétrie, avaient bien évidemment des conséquences pour la thermométrie. Nous savons compte tenu de l'étude précédente que nous ne pouvons pas estimer la vraie température apparente. Nous nous rapprochons des valeurs initiales des températures et même nous les dépassons parfois, selon le mécanisme, l'asymétrie, la particule étudiée et l'énergie incidente.

J'espère que ce travail a convaincu le lecteur que la thermométrie et la calorimétrie ne peuvent pas se faire sans un filtre réaliste de son ensemble de détection et un certain nombre de générateurs d'événements. Pour l'avenir, il paraît évident qu'INDRA présente des limites rédhibitoires pour faire une calorimétrie et une thermométrie (à partir des spectres en énergie) correctes. Il faudra que le futur multidétecteur ait une résolution angulaire la meilleure possible (elle reste à déterminer) et que le trou de passage du faisceau soit lui le plus petit possible. Nous devons aussi avoir une connaissance parfaite de son efficacité de détection. Même s'il rend, plus que raisonnablement, compte des collisions d'ions lourds, HIPSE doit encore être amélioré, dans sa voie d'entrée et surtout pour la

partie de désexcitation des noyaux chauds. Il est important aussi de confirmer la présence ou non de particules non évaporatives à l'avant du QP.



# Annexe A

## Ajustement de fonctionnelles sur des spectres énergétiques

### A.1 Introduction

Nous avons choisi d'utiliser deux méthodes d'ajustement différentes pour estimer la température du noyau chaud : la classique méthode du  $\chi^2$  et la méthode de Kolmogorov-Smirnov améliorée par Kuiper. Ce choix est dû à notre volonté d'étudier l'influence de la statistique sur la qualité de notre mesure, en effet la méthode de Kolmogorov est très puissante lorsque la statistique devient faible. Ces deux méthodes statistiques présentent aussi le grand intérêt de permettre de calculer une "probabilité de compatibilité" de la distribution expérimentale avec la distribution théorique. Nous pouvons ainsi avoir un critère quantitatif permettant de juger de la qualité de l'ajustement.

### A.2 Présentation des deux méthodes

#### A.2.1 Test du $\chi^2$

Soit une distribution expérimentale  $N_i(X)$  d'une variable physique  $X$ , sous forme d'un histogramme de  $k$  canaux, construit à partir de  $n$  mesures indépendantes. On suppose que la distribution de cette variable  $X$  obéit à une certaine loi de probabilité  $P(X)$  dépendant de  $p$  paramètres connus ou à déterminer. L'écart entre l'échantillon expérimental et la distribution théorique attendue peut être mesuré par ce qu'on appelle la distance du  $\chi^2$ ,  $D_{\chi^2}$  définie de la manière suivante :

$$D_{\chi^2} = \sum_{i=1}^k \frac{(nP_i(X) - N_i(X))^2}{nP_i(X)} \quad (\text{A.1})$$

Sous l'hypothèse  $H_0$  que la loi de distribution théorique  $P(X)$  soit effectivement celle à laquelle obéit la variable  $X$ , l'écart  $nP(X_i) - N_i(X_i)$  entre la distribution théorique et

la distribution expérimentale est distribuée suivant une loi statistique normale. Dans ces conditions,  $D_{\chi^2}$  tend vers une loi du  $\chi^2$  à  $\nu$  degrés de liberté avec ( $\nu = k$  (nombre de canaux) - 1 -  $p$  (nombre de paramètres à déterminer pour la fonctionnelle  $P(X)$ )). La région d'acceptation du test  $\chi^2$ , donc de l'hypothèse  $H_0$ , est l'intervalle  $(0, \chi_{\nu, 1-\alpha})$  tel que la probabilité qu'une variable du  $\chi^2$  prenne une valeur dans cet intervalle, soit égale à  $1-\alpha$ .  $\alpha$  est appelé seuil de décision. On dit que l'hypothèse  $H_0$  est acceptée au seuil de décision  $\alpha$ , si  $D_{\chi^2}$  est inférieure à  $\chi_{\nu, 1-\alpha}$ .

Compte tenu de cela, nous pouvons définir un indicateur  $Proba_{\chi^2}$  [141], qui permet de quantifier la qualité de l'ajustement. Il est calculé de la manière suivante :

$$Proba_{\chi^2} = 1 - \alpha(D_{\chi^2}, \nu) = 1 - P\left(\frac{D_{\chi^2}}{2}, \frac{\nu}{2}\right)$$

avec

$$P\left(\frac{D_{\chi^2}}{2}, \frac{\nu}{2}\right) = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{D_{\chi^2}}{2}\right)} \times \int_0^{\nu/2} e^{-t} t^{\frac{D_{\chi^2}}{2}-1} dt \quad (\text{A.2})$$

Plus  $Proba_{\chi^2}$  est voisin de 1, plus l'hypothèse  $H_0$  paraît vraisemblable.

### A.2.2 Test de Kolmogorov-Smirnov

La problématique est la même que celle présentée ci-dessus. Mais pour ce test, on compare maintenant la fonction de répartition empirique  $F_i(X)$  et la fonction de répartition théorique  $F_i^*(X)$ , que l'on construit de la manière suivante :

$$F_i(X) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^i N_j(X)$$

et

$$F_i^*(X) = \sum_{j=1}^i P_j(X) \quad (\text{A.3})$$

L'écart entre les deux distributions est donné par la valeur absolue  $D_+$  de la distance maximum entre  $F_i(X)$  et  $F_i^*(X)$ , appelée distance de Kolmogorov-Smirnov et définie de la manière suivante :

$$D_+ = \max_{-\infty < X < +\infty} |F_i(X) - F_i^*(X)| \quad (\text{A.4})$$

Le test de Kolmogorov a le défaut d'avoir une sensibilité qui dépend de  $X$ . Pour limiter cet effet, il existe des alternatives : la statistique de Anderson-Darling ou celle de Kuiper [141]. Nous avons choisi celle de Kuiper. Nous calculons donc maintenant une nouvelle distance

$V$ , qui est la somme des distances maximum lorsque, d'une part  $F_i(X)$  est au-dessus de  $F_i^*(X)$ , et d'autre part l'opposé :

$$V = D_+ + D_- = \max_{-\infty < X < +\infty} |F_i(X) - F_i^*(X)| + \max_{-\infty < X < +\infty} |F_i^*(X) - F_i(X)| \quad (\text{A.5})$$

Il est possible dans le cadre de cette statistique de définir aussi un indicateur permettant de quantifier la qualité de l'ajustement. Celui-ci est défini de la manière suivante :

$$Proba_{KP} = Q_{KP}([\sqrt{(N_e + 0, 155 + 0, 24)/\sqrt{(N_e)} \times V})$$

avec

$$Q_{KP} = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (4j^2 \lambda^2 - 1) e^{-2j^2 \lambda^2} \quad \text{et} \quad N_e = \sum_{i=1}^k N_i(X) \quad (\text{A.6})$$

### A.3 Applications de ces méthodes à la mesure de température

D'un point de vue pratique, nous avons choisi de construire des spectres énergétiques de 250 canaux (1 canal ayant une largeur en énergie de 1 MeV). Nous avons décidé d'ajuster uniquement des spectres ayant une statistique supérieure à 150 coups. Les spectres en énergie ne dépassant pas 60 MeV, cela laisse une statistique par canal raisonnable pour une majorité du spectre (une limite de 5 coups par canal, nécessaire, est souvent évoquée pour le test du  $\chi^2$ ).

Classiquement, les spectres énergétiques sont souvent ajustés en n'utilisant qu'une partie du spectre, pour corriger l'influence d'une éventuelle pollution par des particules de prééquilibre ou des particules évaporées par un autre noyau chaud. Nous avons donc pris le parti d'ajuster chaque spectre entre deux valeurs limites  $E_{inf}$  et  $E_{sup}$ . Nous avons volontairement fait varier ces deux limites pour observer l'influence de ce choix. Leurs zones de variation, définies pour la méthode du  $\chi^2$ , sont présentées sur le schéma de la figure A.1. Les limites des zones sont déterminées à partir d'un pourcentage du maximum du spectre. La zone de  $E_{inf}$  prise est la même pour les deux tests. Par contre, nous avons pris un pourcentage différent pour la zone de variation de  $E_{sup}$  lorsque la méthode de Kolmogorov est appliquée : 1% au lieu de 40 %. Celle-ci est moins sensible à la statistique effective par canal. Pour chaque jeu de valeurs, nous avons cherché, d'une part un jeu de paramètres  $C_{\chi^2}$ ,  $B_{\chi^2}$  et  $T_{\chi^2}$ , tel que  $D_{\chi^2}$  soit la plus petite possible et d'autre part un autre jeu de paramètres  $C_{KP}$ ,  $B_{KP}$  et  $T_{KP}$ , tel que l'indicateur  $Proba_{KP}$  soit le plus grand possible. A partir de cela, après variations de  $E_{inf}$  et  $E_{sup}$  dans les gammes choisies, nous avons envisagé deux techniques, pour estimer la température apparente et la barrière apparente :

Premièrement, nous avons pris en considération les jeux de paramètres qui donnent la meilleure distance  $D_{\chi^2}$  et le meilleur indice  $Proba_{KP}$ .

Deuxièmement, nous avons construit des spectres de paramètres  $B_{\chi^2}$ ,  $T_{\chi^2}$ ,  $B_{KP}$  et  $T_{KP}$  en incrémentant ceux-ci avec les valeurs obtenues lors de chaque ajustement fait (pour



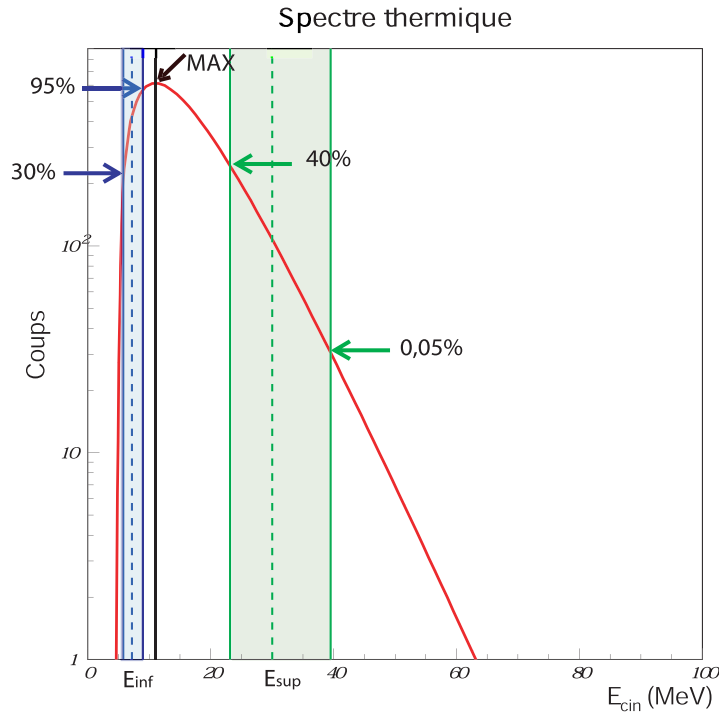


FIG. A.1 – Présentation des différentes zones de variation des valeurs limites  $E_{inf}$  et  $E_{sup}$  définies dans le cadre du test du  $\chi^2$ .

chaque valeur de  $E_{inf}$  et  $E_{sup}$ ), pondérées respectivement par  $Proba_{\chi^2}$  et  $Proba_{KP}$ . La valeur moyenne obtenue, pour chacun de ces spectres, est la valeur apparente mesurée. Ces spectres de températures sont présentés sur la figure A.2. A titre indicatif sont présentés sur la figure A.3 les résultats typiques de ces différents ajustements pour des spectres énergétiques de deuton, émis par des noyaux d'étain 120 excités à 3 MeV/nucléon d'énergie d'excitation.

A partir de ces figures, il est possible de tirer un certain nombre d'enseignements sur ces procédures d'ajustement. Il est clair que le test du  $\chi^2$  ne converge pas toujours lorsque la statistique est faible. Il n'y a pas de résultats pour les tritons et les hélions 3, qui ont une multiplicité plus faible, pour 1000 événements à 3 MeV/u par exemple. Les ajustements sont plus sensibles au domaine d'ajustement ( $E_{inf}$ ,  $E_{sup}$ ) choisi lorsque la statistique est faible. En effet, les valeurs de températures obtenues sont de plus en plus cohérentes lorsque la statistique augmente (réduction de l'écart-type sur la figure A.2).

Les deux techniques de mesure (meilleur ajustement et moyenne) donnent en général des résultats équivalents pour le test de Kolmogorov. L'accord entre les deux techniques est un peu moins bon avec le test du  $\chi^2$ . Il s'améliore tout de même lorsque la statistique croît.

Si maintenant, nous comparons les deux test d'ajustement, l'accord est d'autant meilleur que la statistique est grande. Par contre, leur compatibilité semble dépendre un peu des conditions de construction des spectres, donc de la forme des spectres. L'accord est moins

## GEMINI - Sn 120 - Ajustements

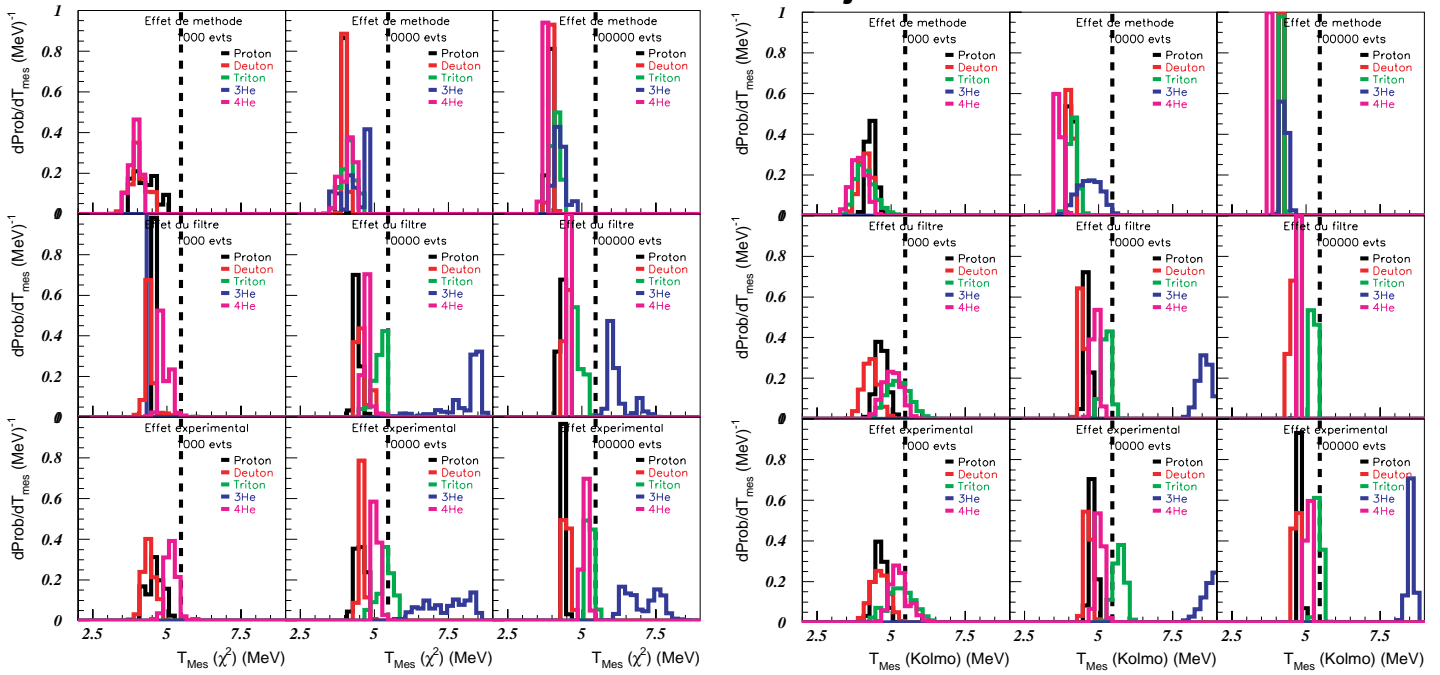


FIG. A.2 – Distributions des températures obtenues par la deuxième technique pour le test de Kolmogorov-Kuiper (à droite) et pour le test du  $\chi^2$  (à gauche), pour les différents types de particule légère étudiés et de condition expérimentale pris en compte. La ligne verticale pointillée indique la valeur de la température initiale dans le cas d'un noyau chaud d'étain 120 ayant 3 MeV/u d'énergie d'excitation.

## QP de masse 120 - GEMINI

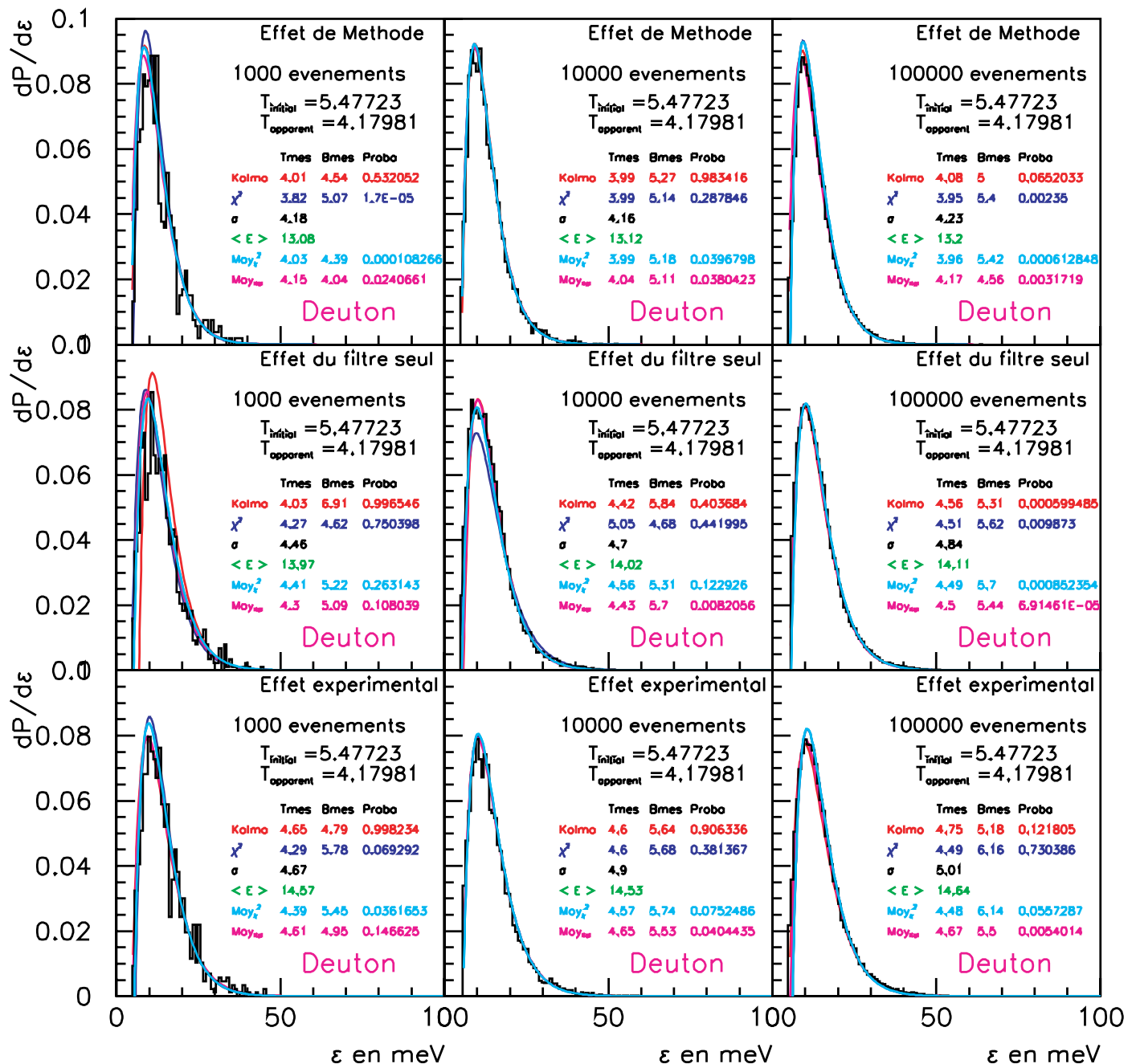


FIG. A.3 – Présentation des ajustements des spectres énergétiques de deuteron obtenus, premièrement avec un détecteur parfait, deuxièmement avec INDRA et une caractérisation parfaite du noyau chaud et enfin, dans les conditions expérimentales. Ils sont rangés de plus en fonction du nombre d'événements étudiés. A titre indicatif sont données les valeurs de la température vraie du noyau chaud, de la vraie température apparente ainsi que les valeurs des indices pour les deux tests. Chaque courbe de couleur correspond aux parties de textes de même couleur.

bon (surtout pour les protons) lorsque les spectres ajustés sont ceux obtenus dans les conditions de l'expérience, donc s'éloignant le plus du spectre idéal.

Il faut aussi remarquer que l'indice de qualité de l'ajustement tend à diminuer avec la statistique d'événements. Les fluctuations diminuant avec la statistique, la convergence entre la distribution expérimentale et la distribution théorique devrait être meilleure. Ceci nous montre donc que la convolution des désexcitations successives du noyau chaud ne donne pas exactement une distribution énergétique de particules légères équivalente à celle prévue par Weisskopf pour une désexcitation unique. Le désaccord augmente encore plus lorsque s'ajoutent les distorsions expérimentales.



## Annexe B

# Description des conditions d'utilisation des générateurs d'événements

### B.1 Utilisation de GEMINI

GEMINI [121–123] a été utilisé pour simuler l'émission séquentielle d'un noyau chaud. Nous avons imposé que le noyau chaud soit sphérique avec un moment angulaire négligeable. Les angles et les vecteurs vitesses des produits de la désintégration sont calculés en suivant un traitement mathématique semi-classique pour gagner du temps de calcul. Celui-ci tient compte en partie du moment angulaire, lorsqu'il y en a. Nous avons choisi de ne pas autoriser l'émission de fragments de masse intermédiaire. Seules des particules de charge inférieure ou égale à 5 ont été émises. Par contre, il a été tenu compte de leur éventuelle désexcitation secondaire. Le processus d'évaporation de ces particules a été traité en suivant le formalisme de Hauser-Feshbach [145]. Le calcul des facteurs de transmission intervenant dans l'estimation de la section efficace inverse du processus d'évaporation a été effectué dans le cadre du modèle dit (IWBC) proposé par J.Alexander et M.T.Magda [146]. Le paramètre densité de niveau utilisé est égal à  $A/10$ .

### B.2 Utilisation de SIMON

Nous avons utilisé le code SIMON [103,104] en imposant une source unique. Nous avons choisi d'avoir une désexcitation du noyau chaud par évaporation séquentielle. La propagation coulombienne des particules évaporées est suivie jusqu' à 25000 fm/c. Nous avons gelé l'émission de fragments ou la fission pendant un temps extrêmement long pour n'émettre que les vingt premières particules de la table des masses utilisée dans SIMON. Le noyau émetteur est toujours de forme sphérique sans moment angulaire notable. Les largeurs pour les différentes voies de désexcitation possibles sont calculées en utilisant deux formalismes différents soit la théorie de Weisskopf [107] soit la théorie de l'état transitoire [108, 109]. Cette dernière est utilisée pour l'émission de particules de taille plus importante que celle du carbone 12. Nous avons choisi d'utiliser une option qui permet de renormaliser les lar-

geurs obtenues par Weisskopf en tenant compte des largeurs fournies par la théorie de l'état transitoire. Ceci permet d'assurer une continuité de l'émission entre particules légères et fragments plus lourds. La désexcitation secondaire des fragments légers excités est prise en compte. Le paramètre densité de niveau utilisé est égal à  $A/10$ . Les conditions d'utilisation de SIMON apparaissent totalement équivalentes à celles prises pour l'utilisation de GEMINI.

## Annexe C

### Figures complémentaires sur l'étude de la thermométrie



## QP de masse 120 - GEMINI - Moyenne

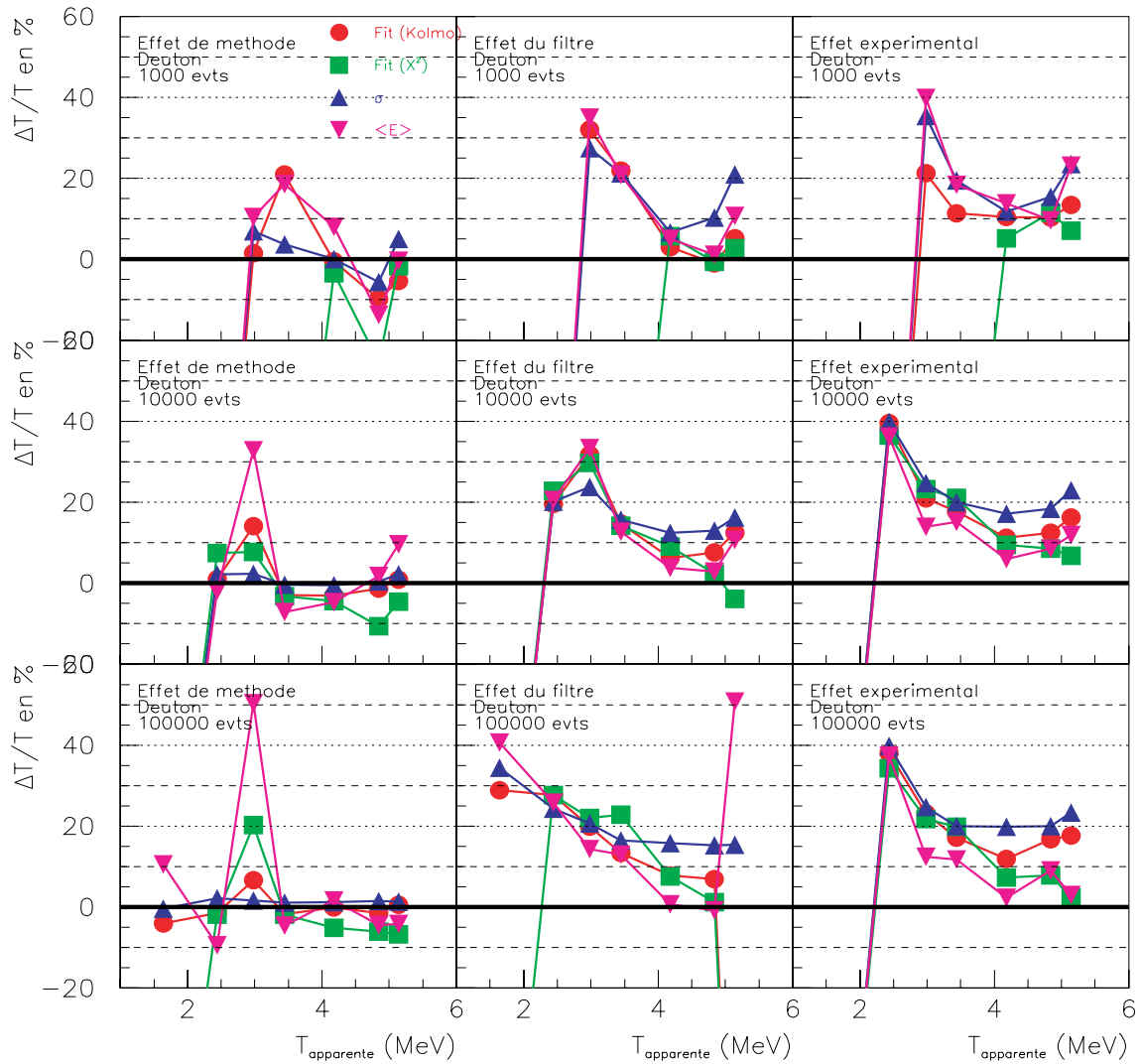


FIG. C.1 – Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de deutons.

### QP de masse 120 - GEMINI - Moyenne

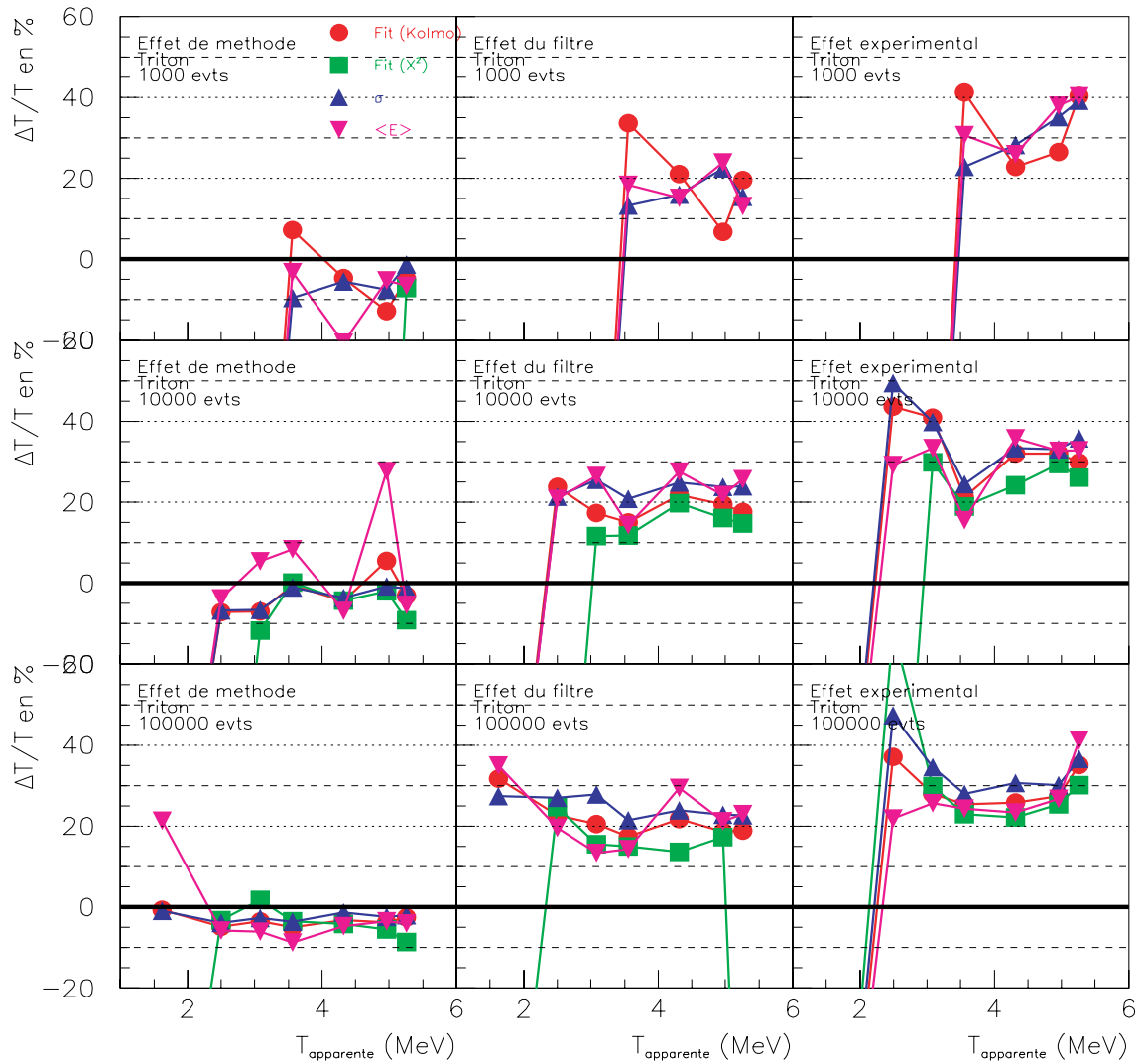


FIG. C.2 – Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de tritons.

## QP de masse 120 - GEMINI - Moyenne

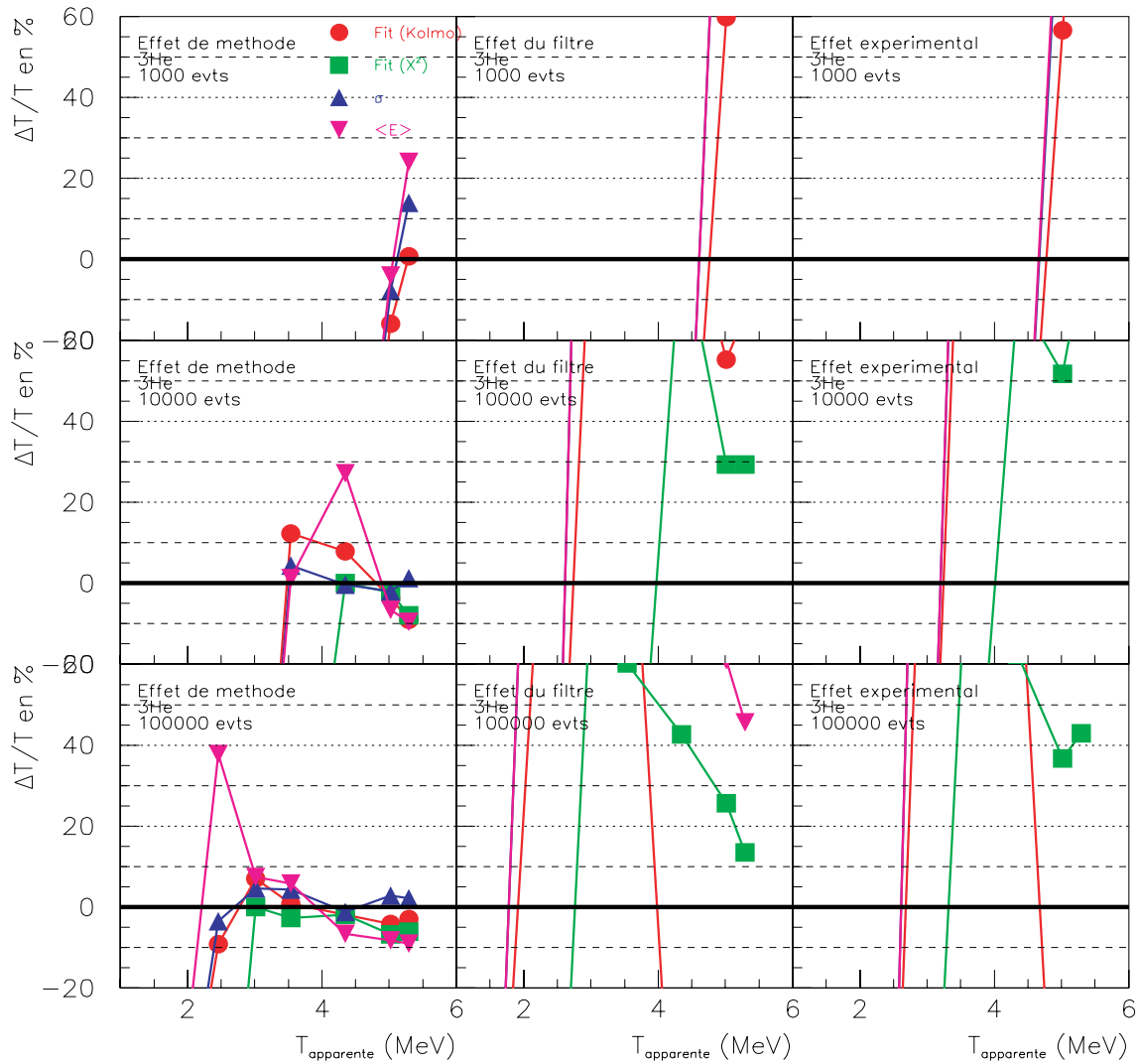


FIG. C.3 – Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de  $^3\text{He}$ .

### QP de masse 120 - GEMINI - Moyenne

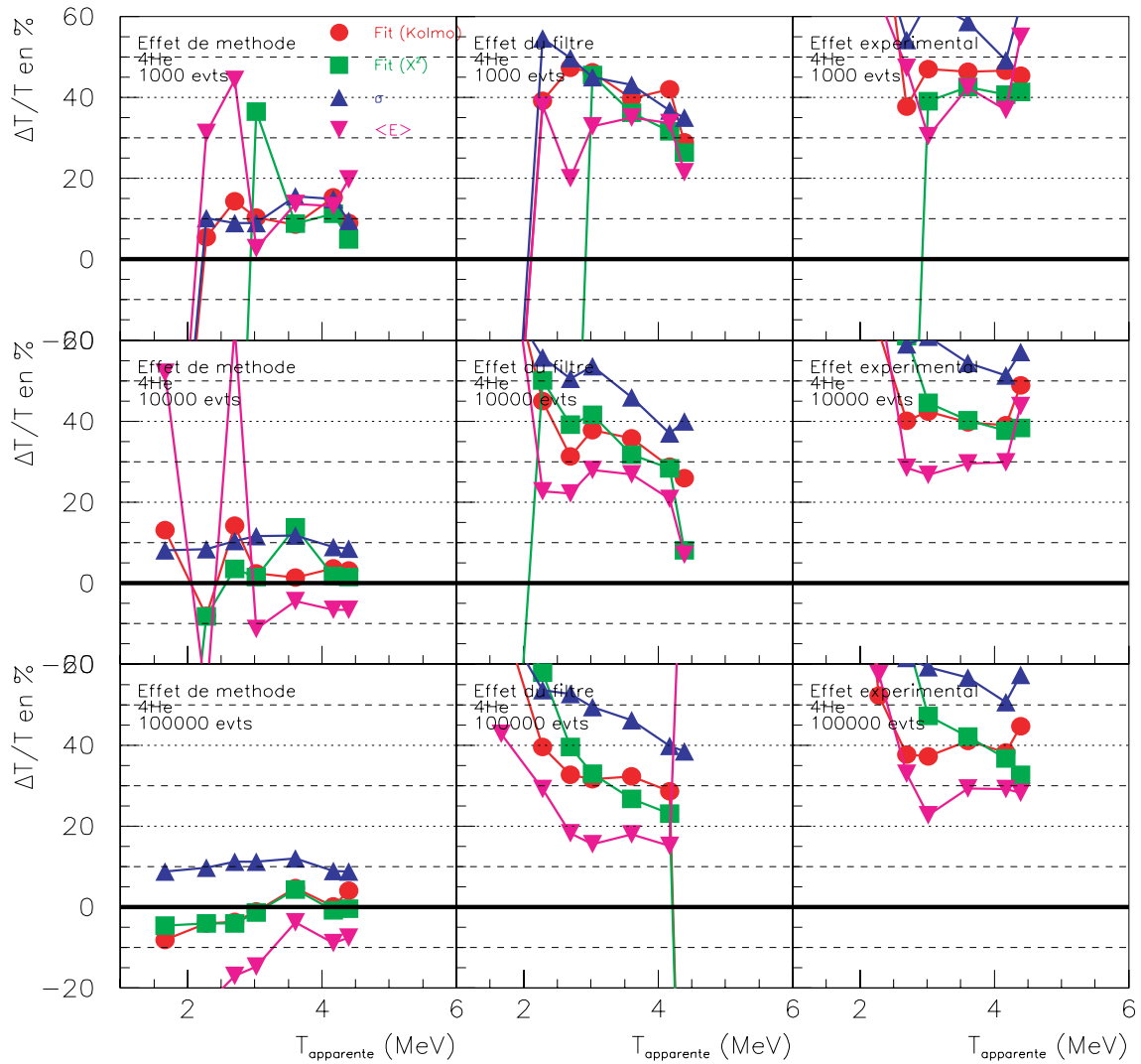


FIG. C.4 – Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de  ${}^4\text{He}$ .



## Annexe D

### Figures complémentaires sur l'étude des barrières

## QP de masse 120 – GEMINI

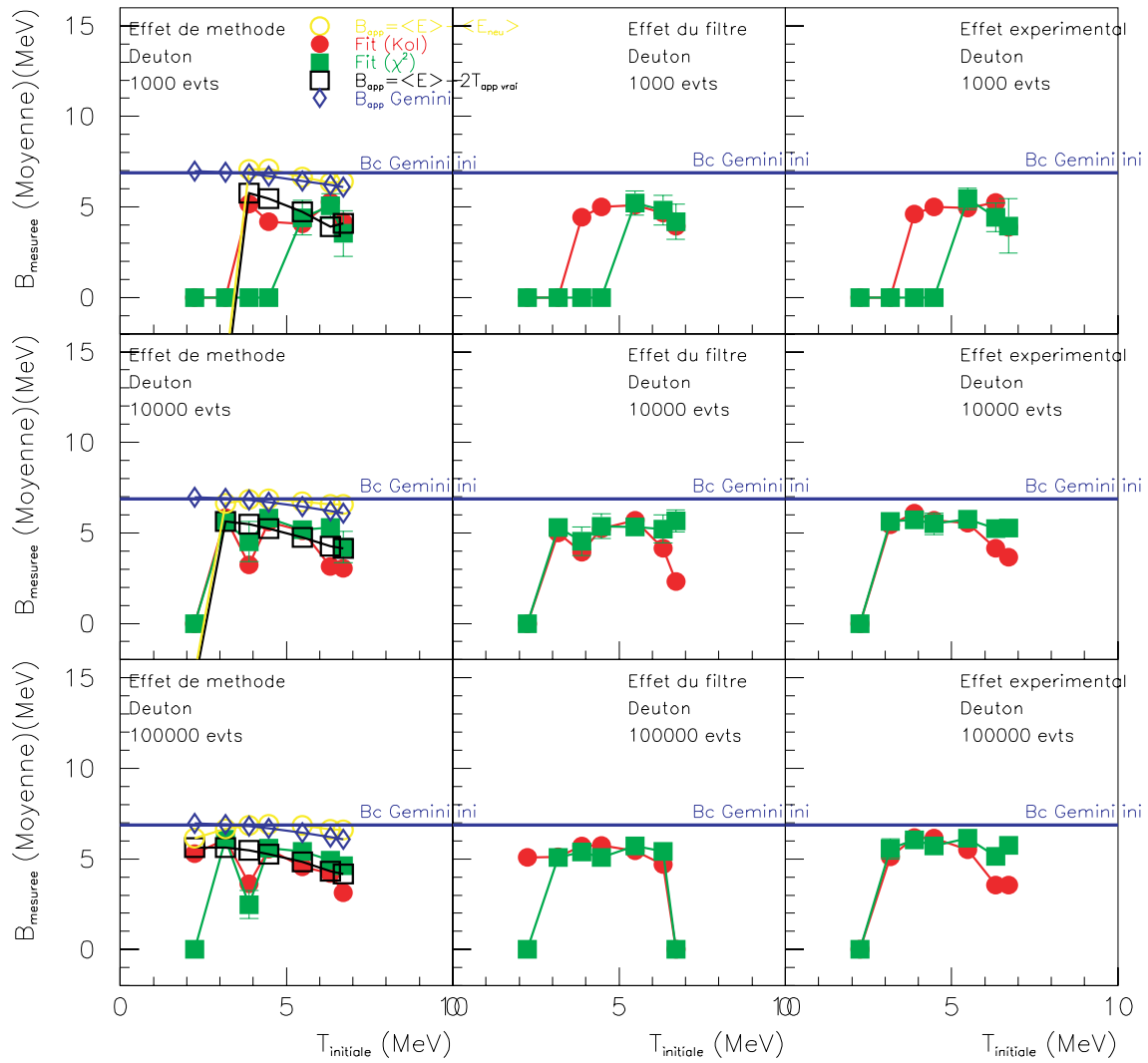


FIG. D.1 – Étude des mesures des barrières apparentes à partir des spectres énergétiques de deutons.

## QP de masse 120 – GEMINI

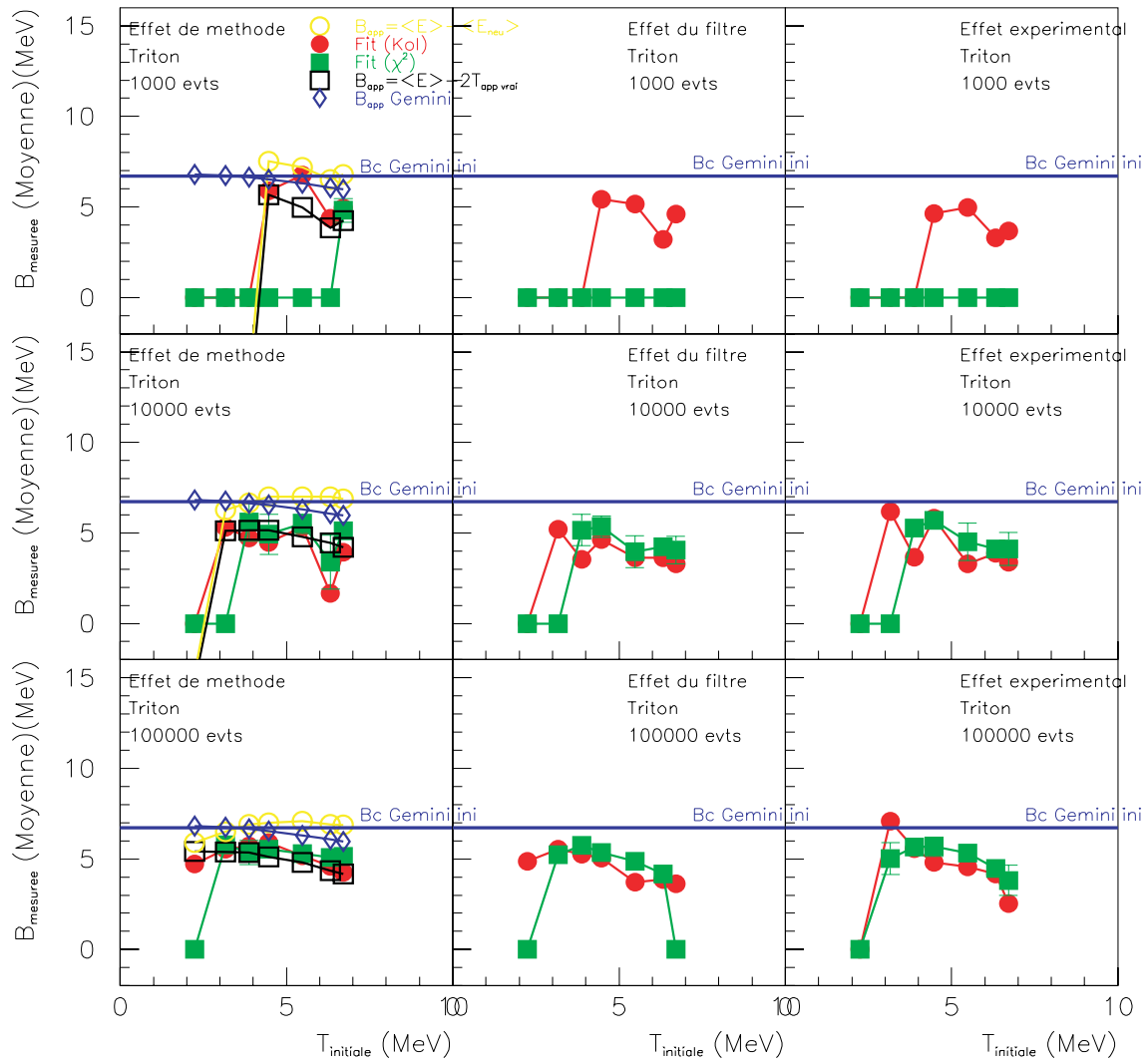


FIG. D.2 – Étude des mesures des barrières apparentes à partir des spectres énergétiques de tritons.



## QP de masse 120 – GEMINI

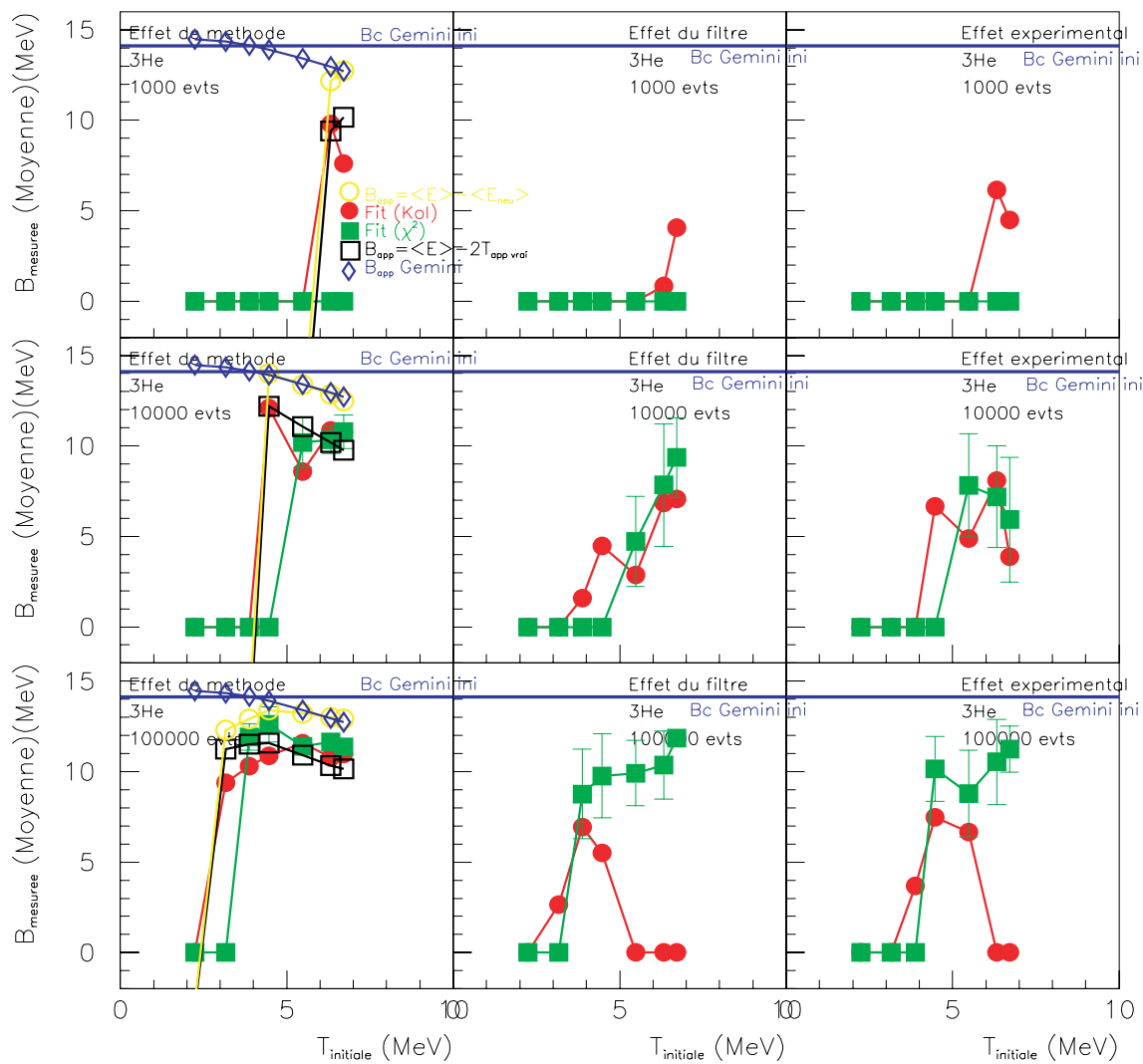


FIG. D.3 – Étude des mesures des barrières apparentes à partir des spectres énergétiques de  $^3\text{He}$ .

## QP de masse 120 – GEMINI

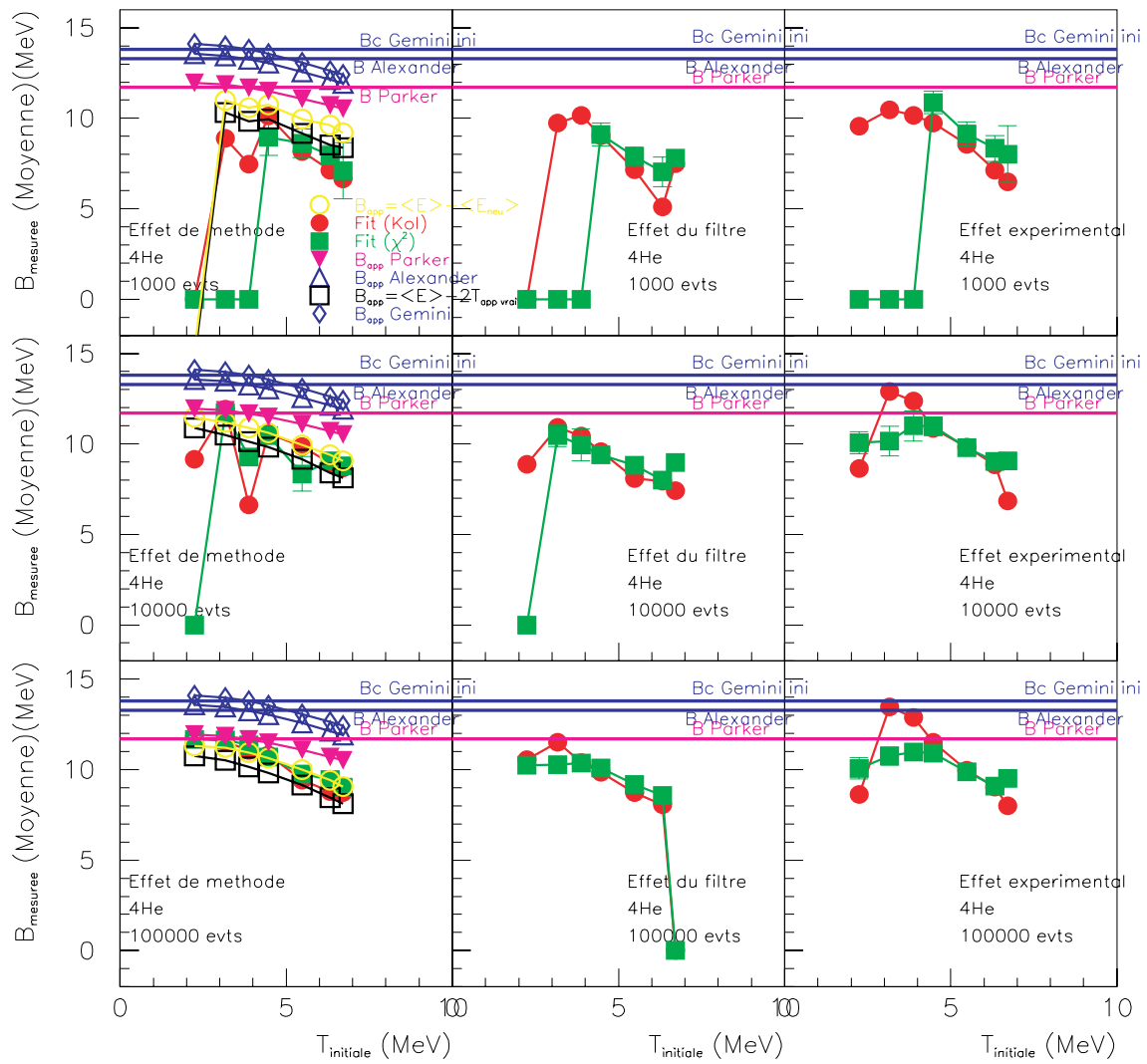


FIG. D.4 – Étude des mesures des barrières apparentes à partir des spectres énergétiques de  $^4\text{He}$ .



# Annexe E

## Figures complémentaires sur l'étude de la Calorimétrie 3D

### E.1 Principes de calculs de l'écart et de l'erreur

Pour calculer l'écart relatif sur une grandeur  $X$  mesurée par la méthode expérimentale entre les données et HIPSE, nous utilisons la relation suivante :

$$\text{Ecart relatif sur } X = 100 \% \times \frac{X_{HIPSE} - X_{DATA}}{X_{DATA}} \quad (\text{E.1})$$

Pour calculer l'erreur relative sur une grandeur  $X$  entre le résultat de la mesure par la méthode expérimentale et la valeur initiale véritable, pour les événements fournis par HIPSE et filtrés, nous utilisons la relation suivante :

$$\text{Erreur relative sur } X = 100 \% \times \frac{X_{HIPSE} - X_{INI}}{X_{INI}} \quad (\text{E.2})$$

### E.2 Présentation des figures de l'étude

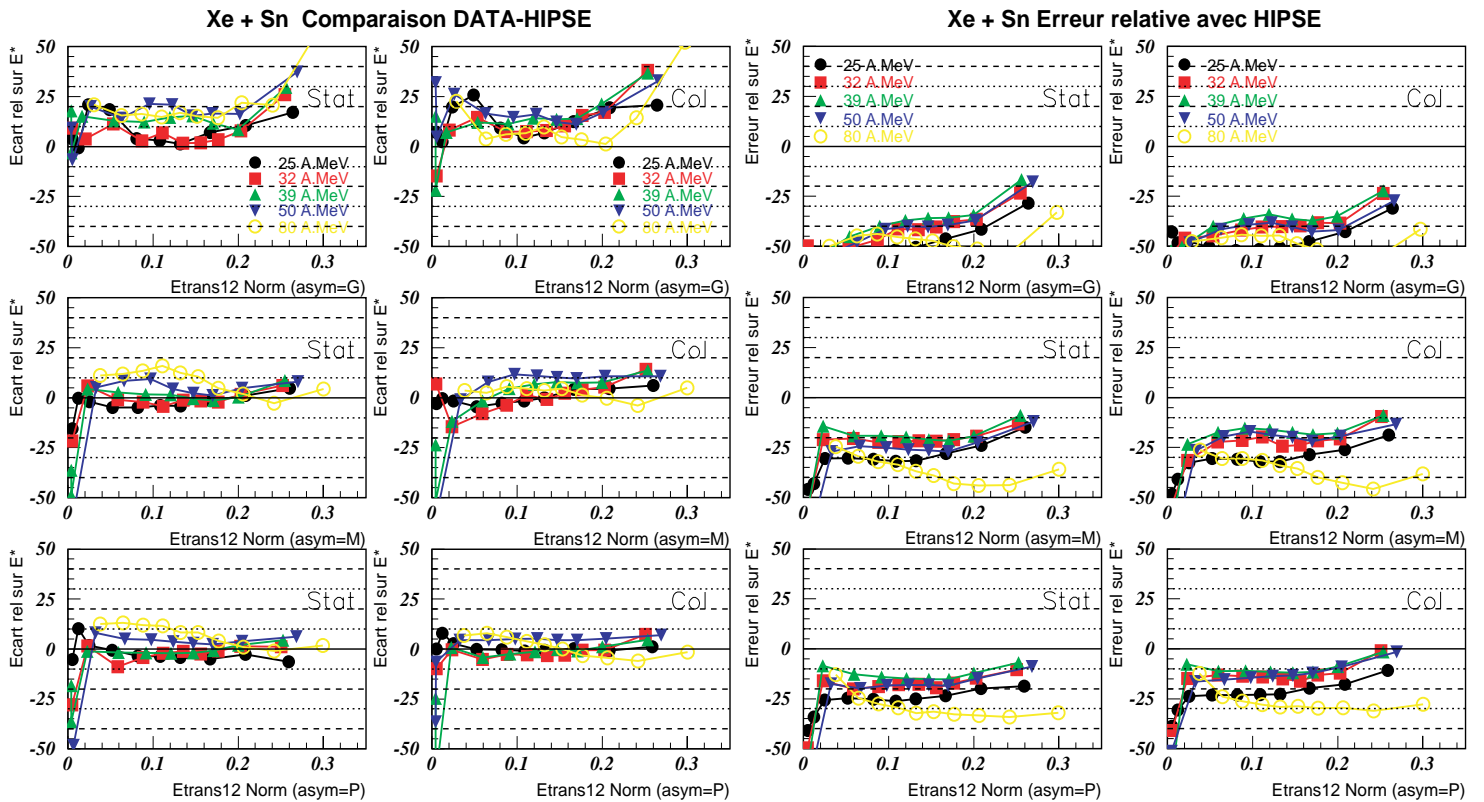


FIG. E.1 – A gauche, étude des écarts relatifs entre les données et HIPSE obtenus en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer l'énergie d'excitation du QP, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure de l'énergie d'excitation du QP lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u.

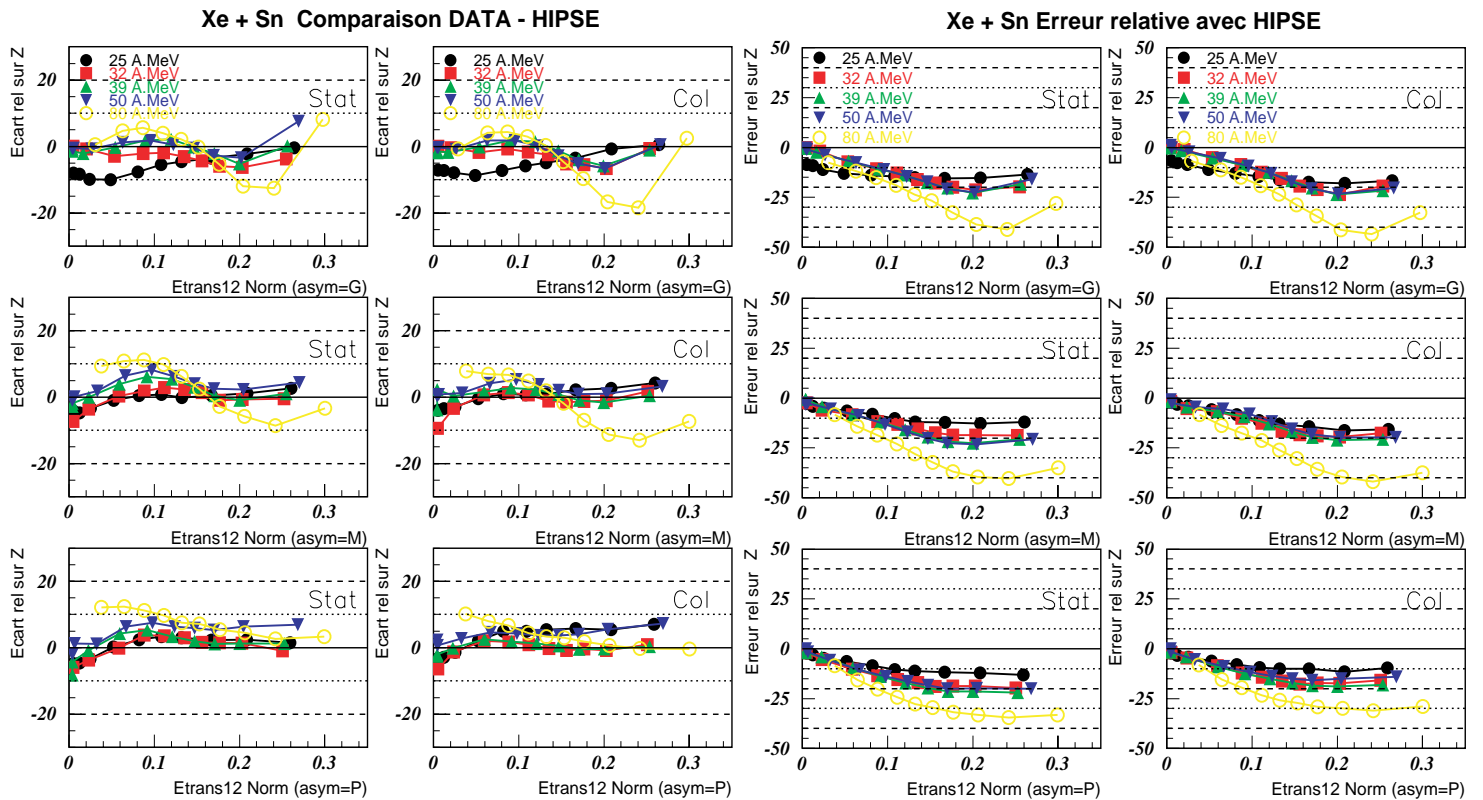


FIG. E.2 – A gauche, étude des écarts relatifs entre les données et HIPSE obtenus en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer la charge du QP, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure de la charge du QP lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u.

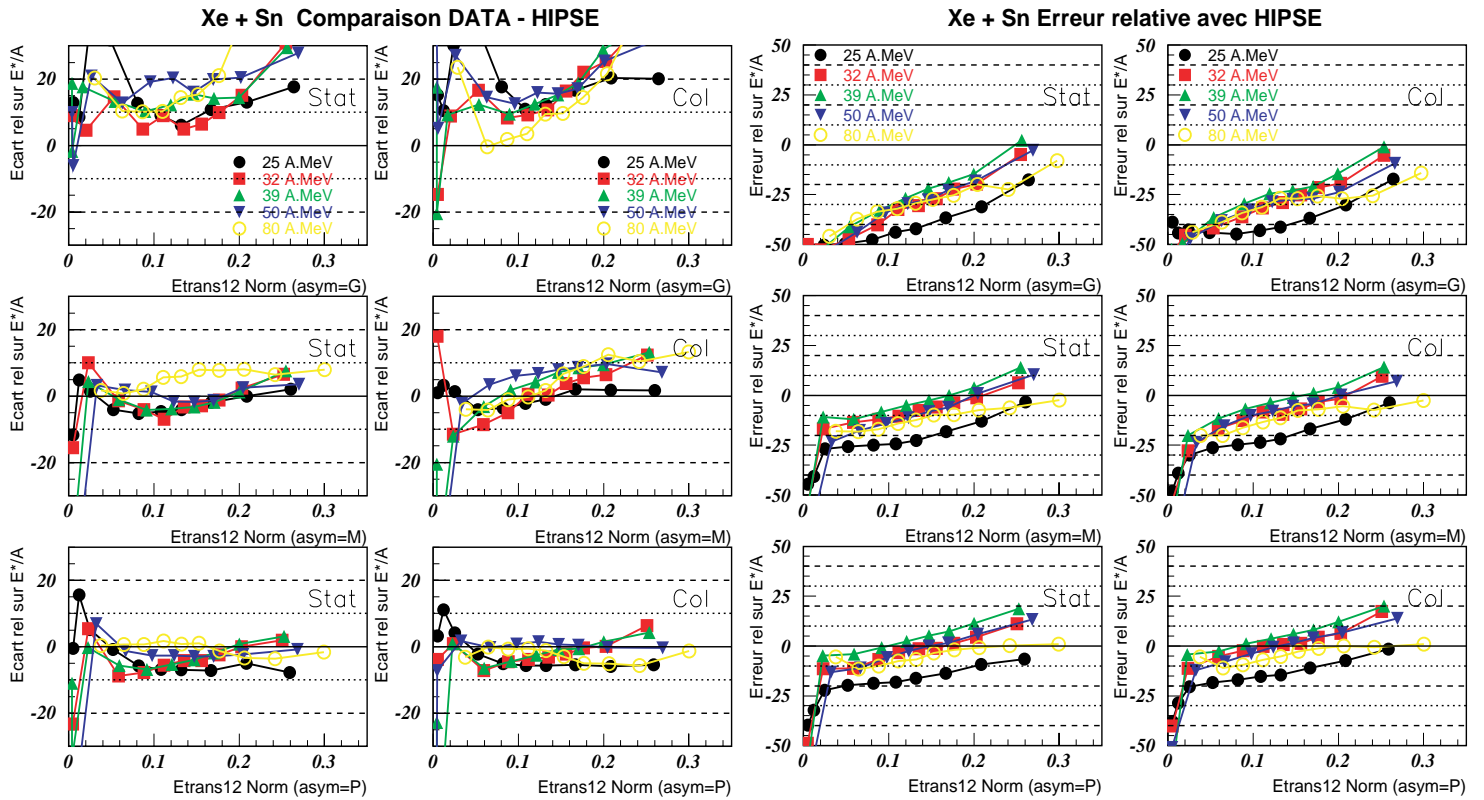


FIG. E.3 – A gauche, étude des écarts relatifs entre les données et HIPSE obtenus en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer  $E^*/A$  du QP, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure du  $E^*/A$  du QP lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u.

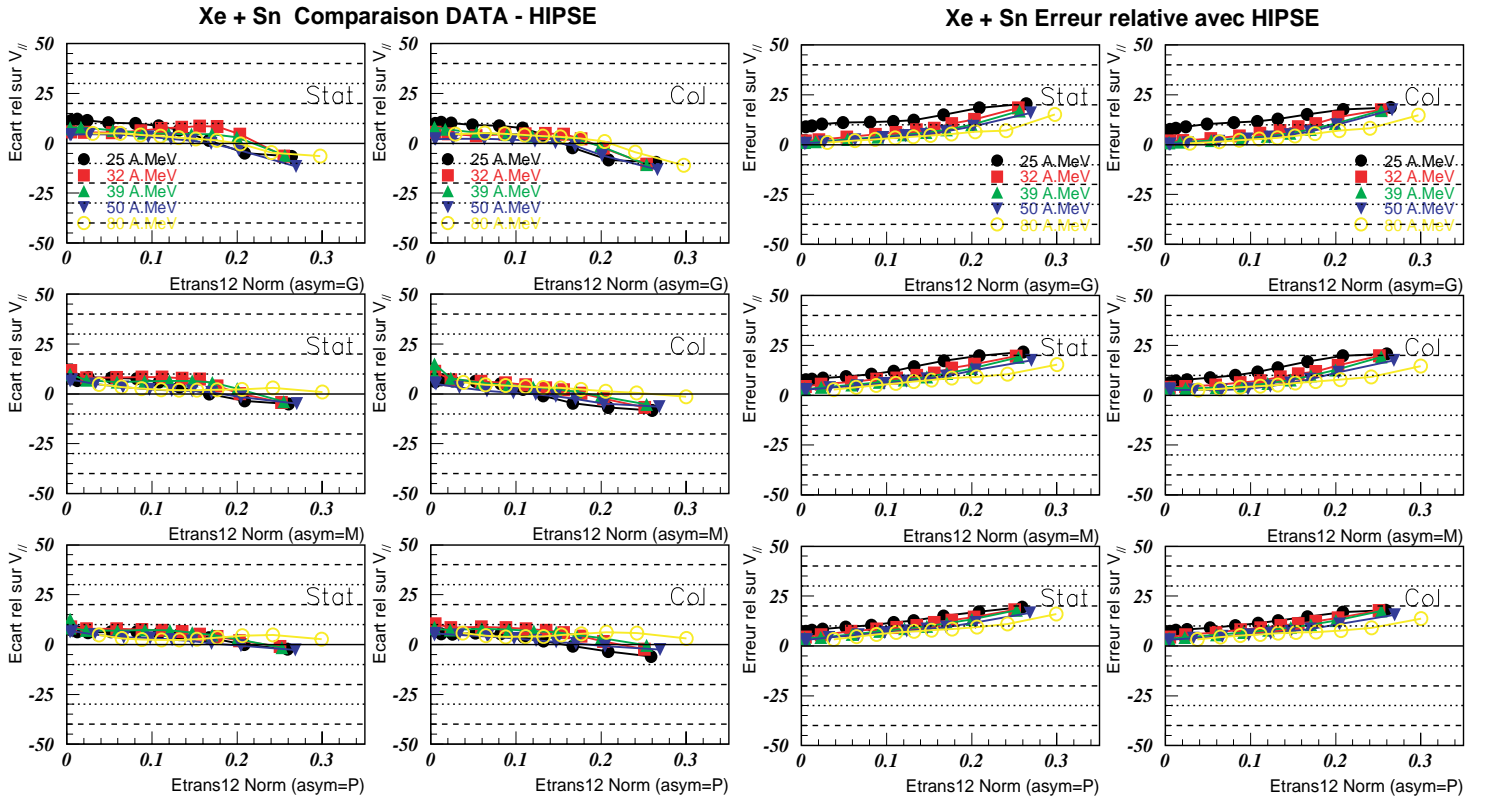


FIG. E.4 – A gauche, étude des écarts relatifs entre les données et HIPSE obtenus en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer la vitesse parallèle du QP dans le laboratoire, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure de la vitesse parallèle du QP dans le laboratoire lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u.



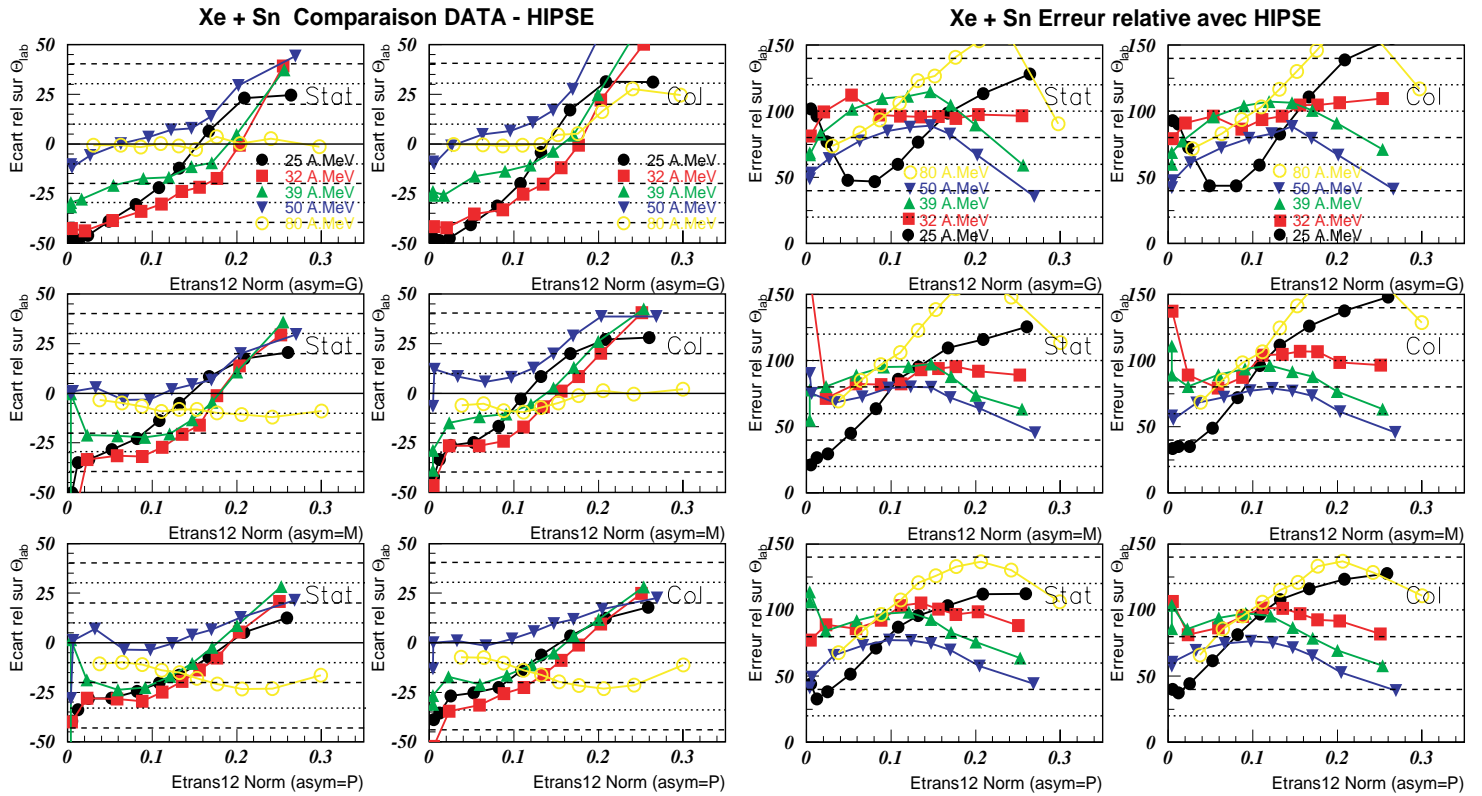


FIG. E.5 – A gauche, étude des écarts relatifs obtenues entre les données et HIPSE en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer  $E^*/A$  du QP, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure du  $E^*/A$  du QP lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u.

## Annexe F

Figures complémentaires sur l'étude de la thermométrie avec HIPSE.

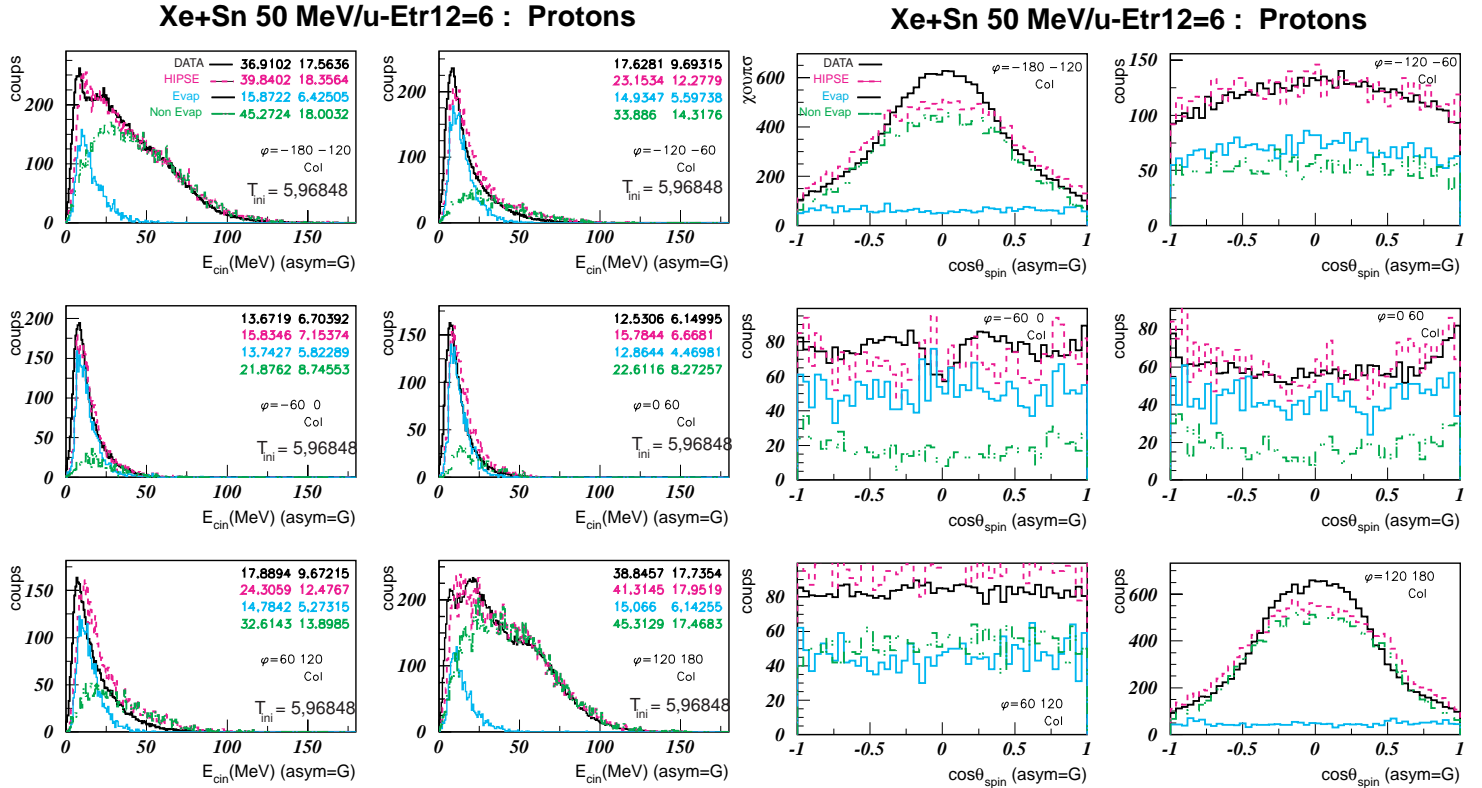


FIG. F.1 – A gauche, distributions d'énergie cinétique des protons dans le repère des FMI obtenues pour les données, pour HIPSE (totale, évaporés par le QP et non évaporés par le QP), pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie. Le premier chiffre indique l'énergie moyenne, tandis que le deuxième indique la valeur du  $T_{\sigma}$ . La température initiale est fournie par HIPSE pour la tranche N°6. A droite, distributions des  $\cos(\theta_{spin})$  des protons dans le repère des FMI obtenues pour les données, pour HIPSE (totale, évaporés par le QP et non évaporés par le QP), pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie.

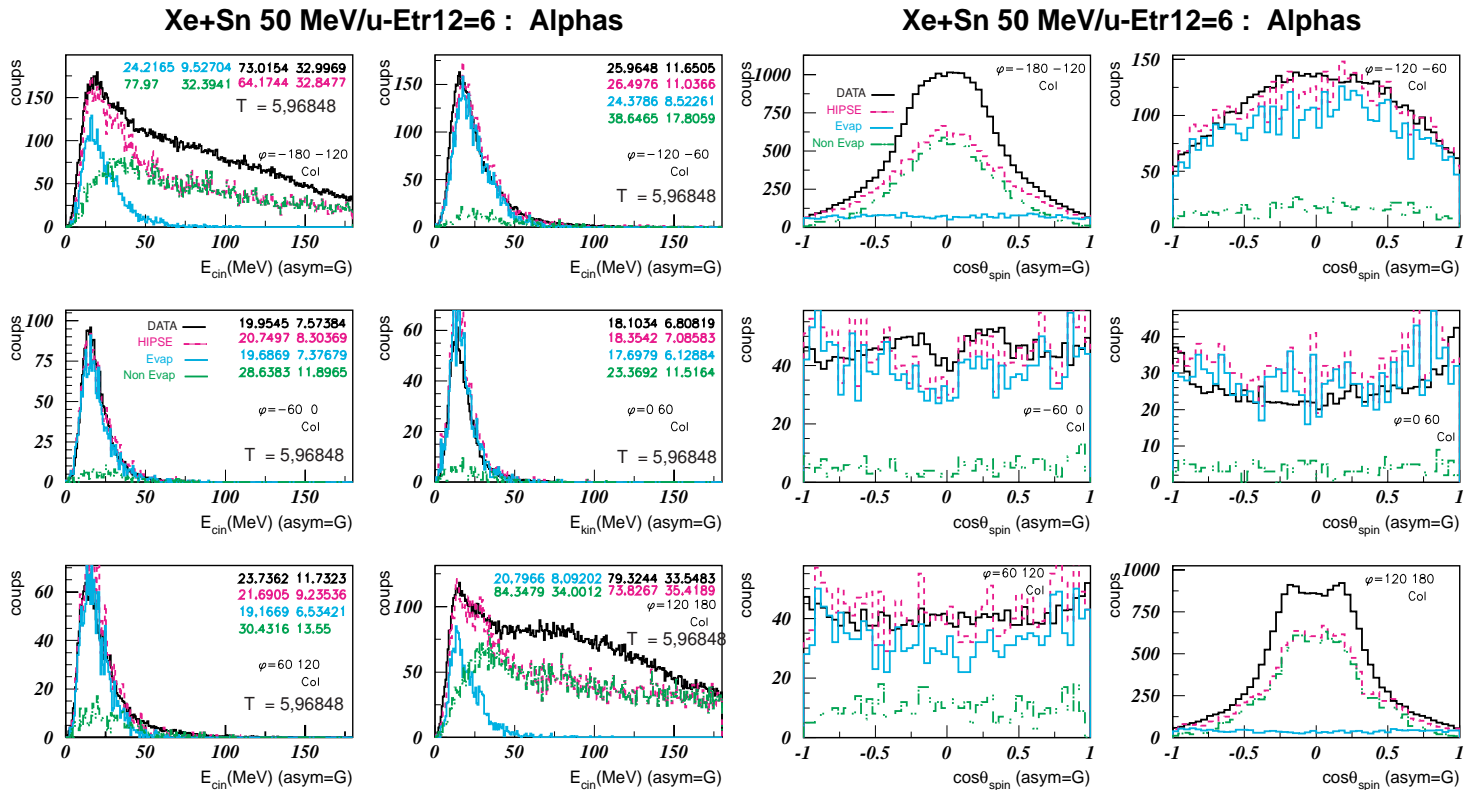


FIG. F.2 – A gauche, distributions d'énergie cinétique des alphas dans le repère des FMI obtenues pour les données, pour HIPSE (totale, évaporés par le QP et non évaporés par le QP), pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie. Le premier chiffre indique l'énergie moyenne, tandis que le deuxième indique la valeur du  $T_\sigma$ . La température initiale est fournie par HIPSE pour la tranche N°6. A droite, distributions des  $\cos \theta_{spin}$  des alphas dans le repère des FMI obtenues pour les données, pour HIPSE (totale, évaporés par le QP et non évaporés par le QP), pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie.

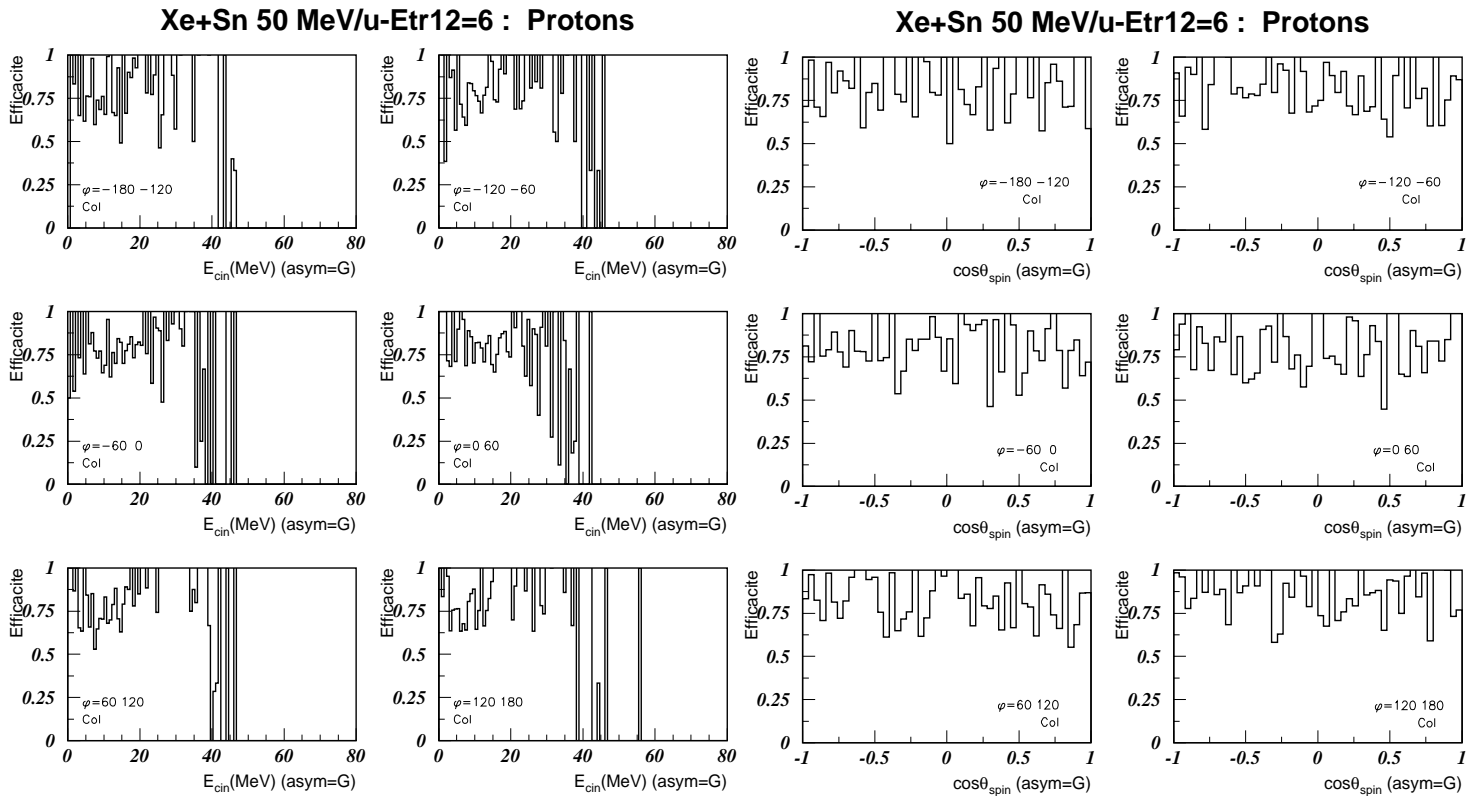


FIG. F.3 – A gauche, efficacités de détection des protons évaporés par le QP en fonction de leur énergie cinétique pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie. A droite, efficacités de détection des protons évaporés par le QP en fonction de  $\cos(\theta_{spin})$  dans les mêmes conditions. HIPSE est utilisé pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u.

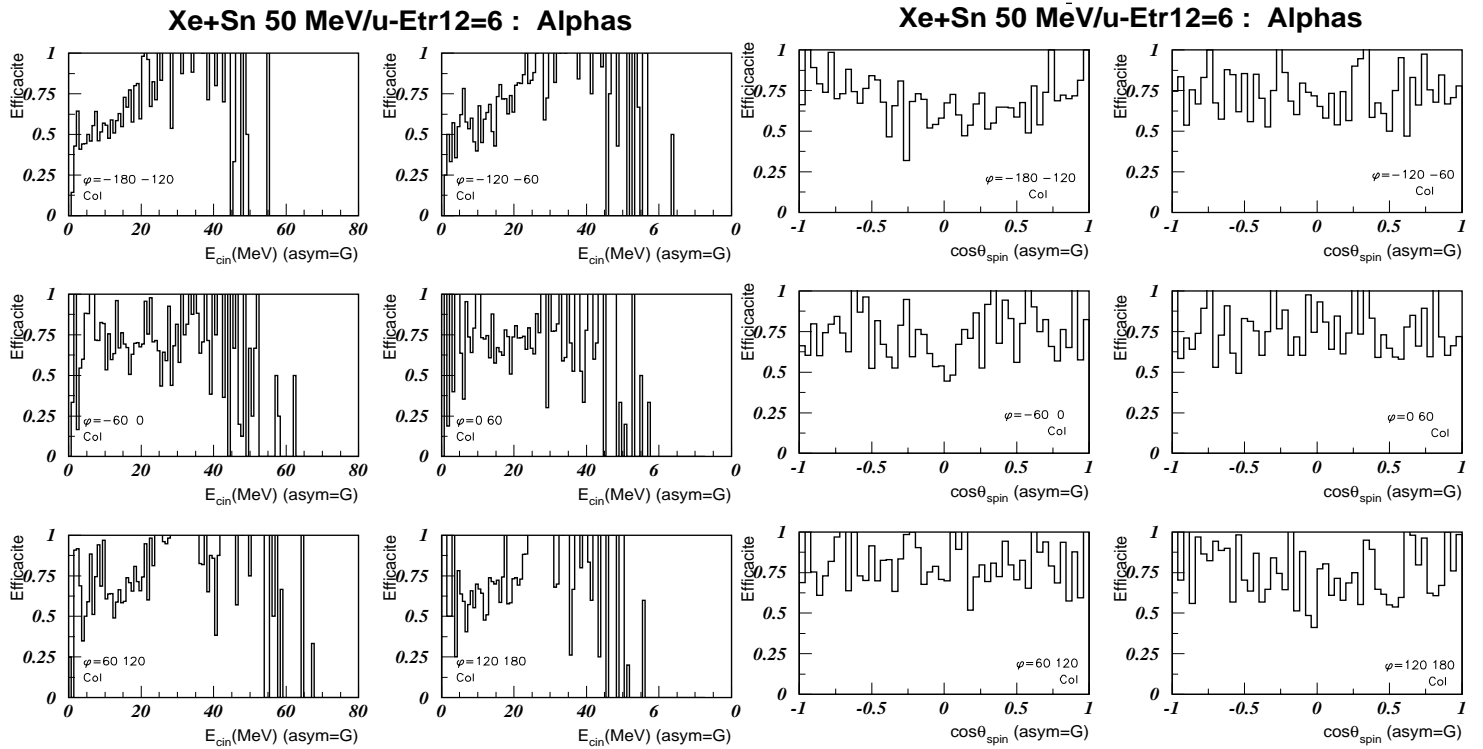


FIG. F.4 – A gauche, efficacités de détection des alphas évaporés par le QP en fonction de leur énergie cinétique pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie. A droite, efficacités de détection des alphas évaporés par le QP en fonction de  $\cos(\theta_{spin})$  dans les mêmes conditions.

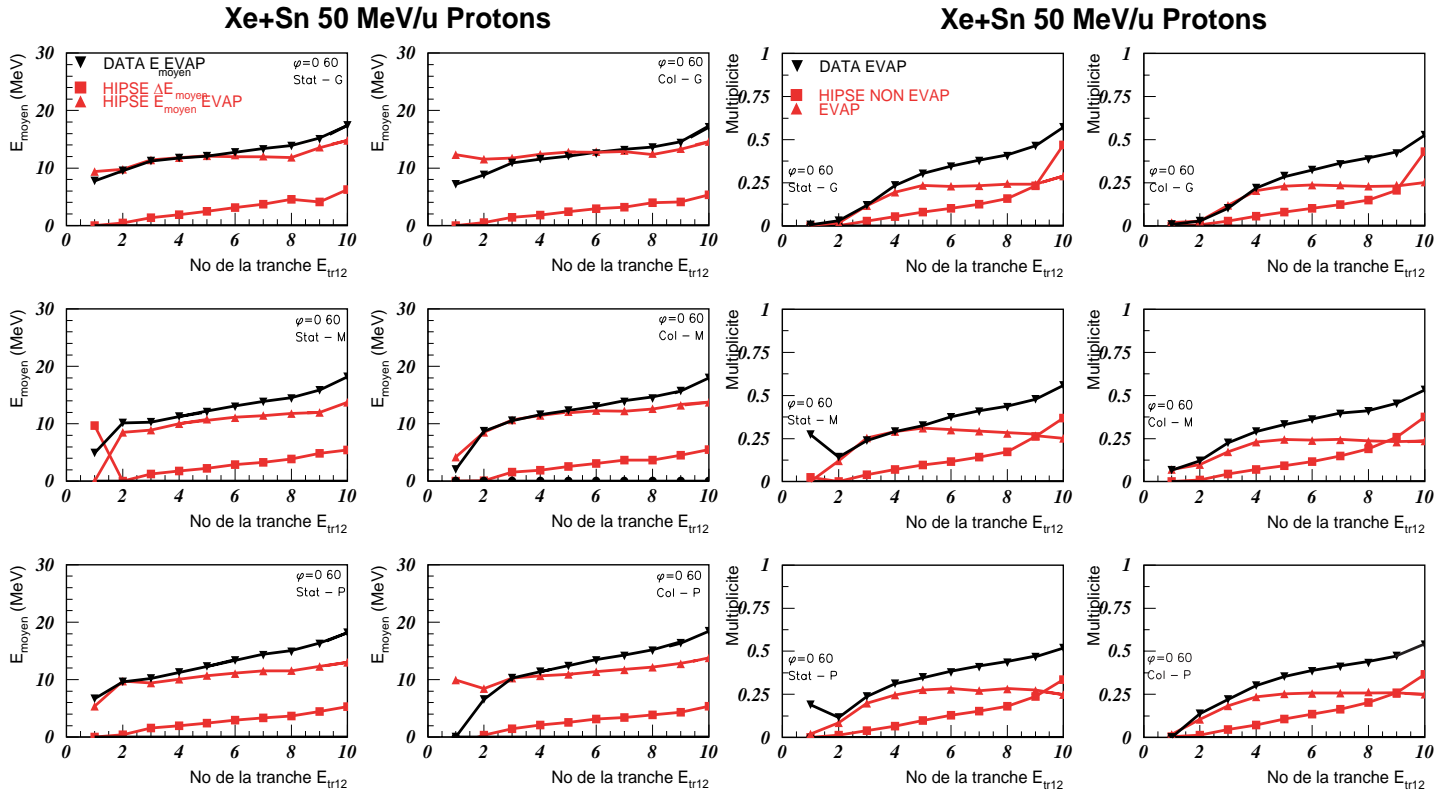


FIG. F.5 – A gauche, évolution des énergies moyennes des protons en fonction du numéro de tranche en  $E_{tr12}$  normalisée obtenue avec les données et HIPSE (contribution évaporative du QP et surplus moyen  $\Delta E$  dû à la contribution non évaporative) pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, évolution des multiplicités moyennes des protons en fonction du numéro de tranche en  $E_{tr12}$  normalisée obtenue avec les données et HIPSE (contribution évaporative du QP et contribution non évaporative) pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u et les différentes sélections d'intérêt.

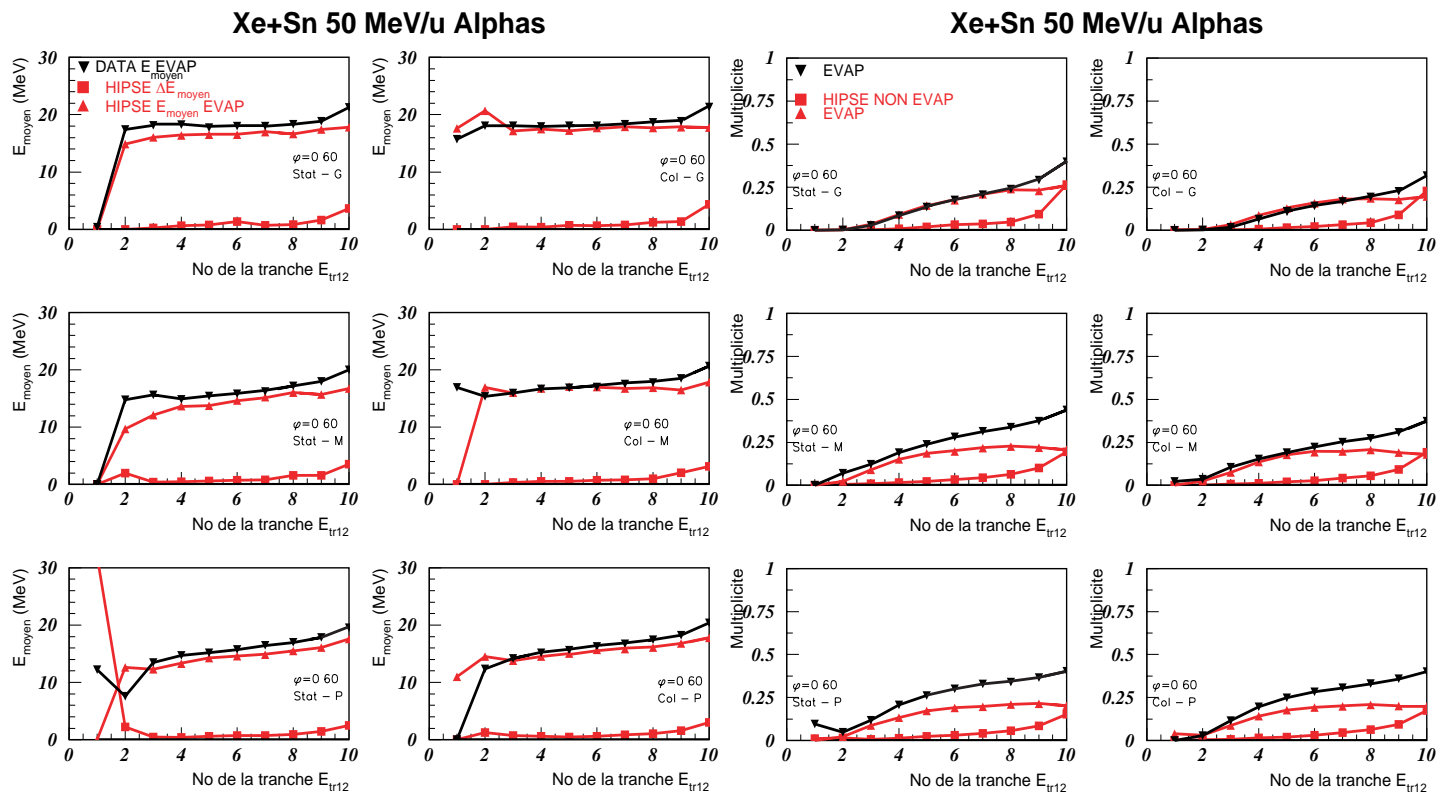


FIG. F.6 – A gauche, évolution des énergies moyennes des alphas en fonction du numéro de tranche en  $E_{tr12}$  normalisée obtenue avec les données et HIPSE (contribution évaporative du QP et surplus moyen  $\Delta E$  dû à la contribution non évaporative) pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, évolution des multiplicités moyennes des alphas en fonction du numéro de tranche en  $E_{tr12}$  normalisée obtenue avec les données et HIPSE (contribution évaporative du QP et contribution non évaporative) pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u et les différentes sélections d'intérêt.





# Bibliographie

- [1] A.Bohr et B.R.Mottelson, Nuclear Structure, Vol.I, W.A.Benjamin,Inc.(1969).
- [2] E.Suraud, La matière nucléaire. Des étoiles aux noyaux, Collection Enseignement des Sciences, Edition Hermann(1998).
- [3] G.D.Westfall et al, Nucl.Instr and Meth A 238 (1985) 347.
- [4] G.Bizard et al, Nucl.Instr and Meth A 244 (1986) 483.
- [5] J.P.Alard et al, Nucl.Instr and Meth A 261 (1987) 379.
- [6] R.Bougault et al, Nucl.Instr and Meth A 259 (1987) 473.
- [7] D.G.Sarantites et al, Nucl.Instr and Meth A 264 (1988) 319.
- [8] A.Pégahaire et al, Nucl.Instr and Meth A 295 (1990) 365.
- [9] D.Drain et al, Nucl.Instr and Meth A 281 (1989) 528.
- [10] G.Rudolf et al, Nucl.Instr and Meth A 307 (1991) 325.
- [11] R.T.DeSouza et al, Nucl.Instr and Meth A 295 (1990) 109.
- [12] D.W.Stracener et al, Nucl.Instr and Meth A 294 (1990) 485.
- [13] E.Migneco et al, Nucl.Instr and Meth A 314 (1992) 31.
- [14] A.Gobbi et al, Nucl.Instr and Meth A 324 (1993) 156.
- [15] J.Galin et al, J. Phys.G, Nucl.Part.Phys 20 (1994) 1105.
- [16] J.Pouthas et al, Nucl.Instr and Meth A 357 (1995) 418.
- [17] I.Tilquin et al, Nucl.Instr and Meth A 365 (1995) 446.
- [18] S.Aiello et al, Nucl.Instr and Meth A 583 (1995) 461.
- [19] J.C Steckmeyer et al, Nucl.Instr and Meth A 361 (1995) 472.
- [20] J.Pouthas et al, Nucl.Instr and Meth A 369 (1996) 222.
- [21] J.P.Bondorf et al, Nucl. Phys. A 444 (1985) 460.
- [22] J.Pochodzalla et al, Phys. Rev. Lett 75 (1995) 1040.
- [23] Y.G Ma et al, Phys. Lett. B 390 (1997) 41.
- [24] J.B.Natowitz et al, Phys.Rev. C 65 (2002) 034618.
- [25] P.Chomaz, F.Gulminelli, Nucl. Phys. A 647 (1999) 153.
- [26] M.D'Agostino et al, Nucl. Phys. A 650 (1999) 329.

- [27] N.Le Neindre, PhD Thesis, Université de Caen (1999).
- [28] C.B.Das et al, Phys.Rev. C 66 (2002) 044602.
- [29] F.Gulminelli, Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, Preprint LPCC 03-06
- [30] B.Hauger et al, Phys.Rev.Lett. 77 (1996) 235.
- [31] L.G.Moretto et al, Phys.Rev. C 60 (1999) 031601.
- [32] L.Beaulieu et al, Phys.Rev. C 63 (2001) 031302.
- [33] J. B.Elliott et al Phys.Rev.Lett. 88 (2002) 042701.
- [34] R.Botet, M.Ploszajczak, Phys. Rev. E 62 (2000) 1825.
- [35] D.Cussol et al, Nucl. Phys. A 541 (1993) 298.
- [36] A.Kérambrun, PhD Thesis, Université de Caen (1993).
- [37] J.C.Steckmeyer et al, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 41.
- [38] J.C.Angélique, Nucl. Phys. A 614 (1997) 261.
- [39] E.Genouin-Duhamel, PhD Thesis, Université de Caen (1999).
- [40] J.C.Steckmeyer, E.Genouin-Duhamel et al, Nucl. Phys. A 686 (2001) 537.
- [41] J.Cugnon, Comptes-Rendus de l'école Joliot-Curie (1985) 90.
- [42] K.Kwiatkowski et al, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3756.
- [43] K.B.Morley et al, Phys. Lett. B 355 (1995) 52.
- [44] K.B.Morley et al, Phys.Rev. C 54 (1996) 737.
- [45] A.Ruangma et al, Phys.Rev. C 66 (2002) 044603.
- [46] T.Lefort et al, Phys.Rev. C 62 (2000) 031604.
- [47] M.Lefort et al, Ann. Phys. (Fr) 3 (1978) 5.
- [48] T.Tanabe et al, Nucl. Phys. A 342 (1980) 194.
- [49] W.U.Schröder, J.R Huizenga, Treatise on Heavy Ion Science, Ed A.Bromley, Vol 2 (Plenum, New York, 1984).
- [50] J.Gosset et al, Phys. Rev. C 16 (1977) 629.
- [51] J.Hubele et al, Z. Phys. A 340 (1991) 263.
- [52] P.Kreutz et al, Nucl. Phys. A 556 (1993) 672.
- [53] G.J.Kunde et al, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 38.
- [54] G.Casini et al, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3364.
- [55] R.J.Charity et al, Z. Physics A 341 (1991) 53.
- [56] D.Jouan et al, Z. Phys. A 340 (1991) 63.
- [57] B.Lott et al, Phys. Rev. C 68 (1992) 3141.
- [58] S.P.Baldwin et al, Phys. Rev. Lett 74 (1995) 1299.
- [59] R.Bougault et al, Nucl. Phys. A 587 (1995) 499.

- [60] L.Gingras et al, Phys. Rev. C 65 (2002) 061604(R).
- [61] J.Péter et al, Phys. Lett. B 237 (1990) 187.
- [62] M.Germain et al, Phys. Lett. B 488 (2000) 211.
- [63] T.Lefort, Nucl. Phys. A 662 (2000) 397.
- [64] L.Stuttgé et al, Nucl. Phys. A 539 (1992) 511.
- [65] G.Cassini et al, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2567.
- [66] C.Montoya et al, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3070.
- [67] J.F.Lecolley et al, Phys. Lett. B 354 (1995) 202.
- [68] J.Töke, Nucl. Phys. A 583 (1995) 519.
- [69] J.Lukasik, Phys. Rev. C 55 (1997) 1906.
- [70] F.Bocage, Nucl. Phys. A 676 (2000) 391.
- [71] V.Métivier, Nucl. Phys. A 672 (2000) 357.
- [72] S.C.Jeong et al, Nucl. Phys. A 604 (1996) 219.
- [73] N.Marie et al, Phys. Lett. B 391 (1997) 15.
- [74] L.Beaulieu et al, Phys. Rev., Lett 77 (1996) 462.
- [75] F.Haddad et al, Phys. Rev. C 60 (1999) 031603.
- [76] B.Tamain, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1993).
- [77] M.Marquès et al, Phys. Lett. B 349 (1995) 23.
- [78] G.Martinez et al, Phys. Lett. B 349 (1995) 30.
- [79] S.Turbide et al, Phys. Rev. C 70 (2004) 014608.
- [80] P.Eudes et al, Phys. Rev. C 56 (1997) 2003.
- [81] E.Suraud, Physique des collisions nucléaires, Collection Enseignement des Sciences, Edition Hermann(1998).
- [82] E.Piasecki et al, Phys. Rev. Lett 66 (1991) 1291.
- [83] G.Bizard et al, Phys. Lett. B 302 (1993) 162.
- [84] O.Lopez et al, Phys. Lett. B 315 (1993) 34.
- [85] E.Vient et al, Nucl. Phys. A 571 (1994) 588.
- [86] D.H.E.Gross et al, Nucl. Phys. A 553 (1995) 181c.
- [87] W.G.Lynch et al, Nucl. Phys. A 583 (1995) 471.
- [88] M.F.Rivet et al, Phys. Lett. B 388 (1996) 219.
- [89] M.Louvel et al, Phys. Lett. B 320 (1994) 221.
- [90] D.Durand et al, Phys. Lett. B 345 (1995) 397.
- [91] D.Durand et al, Nucl. Phys. A 630 (1998) 52c.
- [92] S.Ayik et al, Phys. Lett. B 353 (1995) 417.

- [93] N.Bohr, Nature 137 (1936) 344.
- [94] P.Danielewicz et G.Odyniec, Phys. Lett. B 157 (1985) 146.
- [95] H.H.Gutbrod et al, Phys. Lett. B 216 (1989) 267.
- [96] J.C Angélique et al, Nucl. Phys. A 583 (1995) 543.
- [97] D.Cussol, Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, LPCC T 99-06.
- [98] D.Cussol et al, Phys. Rev. C 65 (2002) 044604 .
- [99] J.Colin et al, Phys. Rev. C 67 (2003) 064603.
- [100] M.F.Rivet et al, Phys. Lett. B 430 (1998) 217.
- [101] D.Durand, Nucl. Phys. A 654 (1999) 273c.
- [102] R.Neubauer et al, Nucl. Phys. A 650 (1999) 65.
- [103] D.Durand, Nucl. Phys. A 541 (1992) 266.
- [104] A.D.Nguyen, PhD Thesis, Université de Caen (1999)
- [105] J.Randrup, Nucl. Phys. A 307 (1978) 319.
- [106] J.Randrup, Nucl. Phys. A 383 (1982) 468.
- [107] V.Weisskopf, Phys. Rev. C 17 (1937) 295.
- [108] N.Bohr and A.Wheeler, Phys. Rev. 36 (1939) 426.
- [109] H.A.Kramers, Physica 7 (1940) 284.
- [110] N.Copinet, PhD Thesis, Université de Caen (1990) GANIL T 90.
- [111] D.Cussol, E.Plagnol, O.Tirel, private communications.
- [112] J.Cugnon, Nucl. Phys. A 387 (1982) 191c.
- [113] J.Cugnon, D.L'hôte, Nucl. Phys. A 397 (1983) 519.
- [114] M.D'Agostino et al, Nucl. Phys. A 699 (2002) 795.
- [115] K.Sümmerer, B.Blank, Phys. Rev. C 61 (2000) 034607.
- [116] R.J.Charity, Phys. Rev. C 58 (1998) 1073.
- [117] D.Lacroix, A. Van Lauwe et D.Durand, Phys. Rev. C 69 (2004) 054604.
- [118] T.Ericson, Adv. Phys. 9 (1960) 425.
- [119] D.J.Morrissey, W.Benenson et W.A.Friedman, Annu. ReV. Nucl. Part. Sci. (1994) 36.
- [120] P.Fröbrich et R.Lipperheide, Theory of Nuclear Reactions, Oxford studies in Nuclear Physics, Clarendon Press, Oxford (1996) 341.
- [121] R.J.Charity et al, Computer Code GEMINI (unpublished).
- [122] R.J.Charity et al, Nucl. Phys. A 483 (1988) 371.
- [123] N.G.Nicolis et al, Phys. Rev. C 45 (1992) 2393.
- [124] S.Albergo et al, Nuovo Cimento A Vol 89 n.1 (1985) 1.

- [125] D.J.Morrissey et al, Phys. Lett. B 148 (1984) 423.
- [126] J.Pochodzalla et al, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 177.
- [127] M.B.Tsang et al, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3836.
- [128] A.Kolomiets et al, Phys. Rev. C 54 (1996) 472.
- [129] J.P.Bondorf et al, Phys. Rev. C 58 (1998) 27
- [130] H.F.Xi et al, Phys. Rev. C 58 (1998) 2636.
- [131] M.B.Tsang et al, Phys. Rev. C 53 (1996) 1057.
- [132] X.Campi et al, Phys. Lett. B 385 (1996) 1.
- [133] F.Gulminelli et al, Nucl. Phys. A 615 (1997) 117
- [134] A.Siwiek et al, Phys. Rev. C 57 (1998) 2507
- [135] H.F.Xi et al, Phys. Rev. C 59 (1999) 1567.
- [136] S.R.Souza et al, Phys. Rev. C 62 (2000) 064607.
- [137] J.Pochodzalla et al, Phys. Lett. B 161 (1985) 275.
- [138] F.Zhu et al, Phys. Rev. C 52 (1995) 784
- [139] M.Assenard, PhD Thesis, Université de Nantes (1997).
- [140] J.Pochodzalla et al, Phys. Rev. C 35 (1987) 1695.
- [141] W.H.Press, S.A.Teukolsky, W.T.Vetterling and B.P.Flannery, Numerical Recipes in Fortran 77, the Art of scientific computing, Vol 1, 2<sup>nd</sup> edition , Cambridge University Press, (1992) 614
- [142] W.E.Parker et al, Phys. Rev. C 44 (1991) 774.
- [143] L.C.Vaz and J.M.Alexander, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 318 (1984) 237.
- [144] N.N.Ajitanand et al, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 243 (1986) 111.
- [145] W.Hauser and H.Feschbach et al, Phys. Rev. 87 (1952) 366.
- [146] J.M.Alexander and M.T.Magda et al, Phys. Rev. C 42 (1990) 1092.
- [147] R.J.Charity et al, Phys. Rev. C 63 (2001) 024611.
- [148] J.Normand, PhD Thesis, Université de Caen (2001).
- [149] V.E.Viola et al, Phys. Rev. C 31 (1985) 1550 .
- [150] V.Metivier, PhD Thesis, Université de Caen (1995).
- [151] M.Gonin et al, Phys. Lett. B 217 (1989) 406.
- [152] R.Wada et al, Phys. Rev. C 39 ( ) 497.
- [153] R.Wada et al, Phys. Rev. C 55 ( ) 227.
- [154] D.Lacroix, V.Bliddeanu et D.Durand, Phys. Rev. C 71 (2005) 024601.
- [155] N.Marie, PhD Thesis, Université de Caen (1995) GANIL T 95 04.
- [156] C.Cavata et al, Phys. Rev. C 42 (1990) 1760.

- [157] D.R.Bowman et al, Phys. Rev. C 46 (1992)1 834.
- [158] L.Phair et al, Nucl. Phys. A 548 (1992) 489.
- [159] B.Borderie et al, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3252.
- [160] J.D.Frankland et al, Phys. Rev. C 71 (2005) 034607.
- [161] M.Pichon et al, Nucl. Phys. A (2006) Article in Press.

# Table des figures

1.1	Exemple de sélection des événements bien mesurés par INDRA. . . . .	8
1.2	Principes de sélection des événements pour isoler un QP chaud équilibré. .	10
1.3	Proportions respectives des différents mécanismes de réaction envisagés en fonction du paramètre d'impact estimé pour le système Xe +Sn à 50 MeV/u.	12
2.1	Schéma décrivant la méthode expérimentale de reconstruction du QP et de la QC. . . . .	15
2.2	Distributions en cosinus de l'angle polaire des protons et alphas, qui sont situés dans l'hémisphère avant de l'espace des vitesses (définies dans le repère du C.D.M). L'angle polaire est défini dans le repère du QP. Les lignes pointillées correspondent à la véritable distribution angulaire des particules émises par le QP donnée par SIMON. Les lignes continues sont associées aux distributions angulaires définies dans le repère du QP, qui a été reconstruit en utilisant la méthode expérimentale. Les distributions grisées correspondent aux particules émises par la QC, qui sont localisées dans la partie avant de l'espace des vitesses. . . . .	18
2.3	Sections efficaces invariantes des alphas et des protons à l'avant du C.D.M. dans un plan des vitesses (Ce plan est défini par la direction du faisceau et le vecteur vitesse de la source obtenue par la méthode expérimentale). . . .	19
2.4	a) "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la Méthode Expérimentale (ME) de la vitesse parallèle, de la vitesse perpendiculaire, de la charge, de la masse, de l'énergie d'excitation totale et de l'énergie d'excitation par nucléon des noyaux émetteurs en fonction du paramètre d'impact. Seules les collisions binaires pures sont prises en compte. b) Erreurs relatives sur la vitesse parallèle, la vitesse perpendiculaire, la charge, la masse, l'énergie d'excitation totale et l'énergie d'excitation par nucléon du noyau émetteur entre "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la Méthode Expérimentale. Toutes ces variables sont définies en fonction du paramètre d'impact. Les cercles concernent le QP et les carrés la QC. . . . .	21



2.5	a) "les Vraies Valeurs" et les valeurs de la multiplicité et de l'énergie cinétique moyenne (dans le repère de l'émetteur) obtenues par la méthode expérimentale pour les neutrons, $Z=1$ et $Z=2$ . Seules les collisions binaires pures sont prises en compte. b) Erreurs relatives sur la multiplicité et l'énergie cinétique moyenne (dans le repère de l'émetteur) pour les neutrons, $Z=1$ et $Z=2$ entre "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la Méthode Expérimentale. Les cercles concernent le QP et les carrés la QC. . . . .	22
2.6	Présentation des "Vraies Valeurs" et des valeurs obtenues par la méthode expérimentale des poids énergétiques respectifs du Q de réaction, des contributions énergétiques de neutrons, $Z=1$ , $Z=2$ et des FMI dans l'énergie d'excitation du QP et de la QC en fonction de $b$ . Les cercles concernent le QP et les carrés la QC. . . . .	24
2.7	Présentation des "Vraies Valeurs" et des valeurs obtenues par la méthode expérimentale des fluctuations sur l'énergie d'excitation et sur l'énergie d'excitation par nucléon en fonction du paramètre d'impact. . . . .	25
2.8	Paramètre d'impact moyen en fonction de $E_{t12}$ . . . . .	27
2.9	a) "les Vraies Valeurs" et les valeurs, obtenues par la méthode expérimentale et "La calorimétrie parfaite", de la vitesse parallèle, de la vitesse perpendiculaire, de la charge, de la masse, de l'énergie d'excitation et de l'énergie d'excitation par nucléon des noyaux chauds en fonction du paramètre d'impact. Seules les collisions binaires pures sont prises en compte. Ce travail est fait pour les "Événements complets". b) Erreurs relatives sur la vitesse parallèle, la vitesse perpendiculaire, la charge, la masse, l'énergie d'excitation totale et l'énergie d'excitation par nucléon des noyaux émetteurs entre "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la méthode expérimentale et "La calorimétrie parfaite". Toutes ces variables sont définies en fonction du paramètre d'impact. . . . .	28
2.10	a) "Les Vraies Valeurs" et les valeurs, obtenues par la méthode expérimentale et la "calorimétrie parfaite", de la multiplicité et de l'énergie cinétique moyenne (dans le repère de l'émetteur) des neutrons, $Z=1$ et $Z=2$ . Ce travail est fait pour les événements complets. Seules les collisions binaires pures sont prises en compte. b) Erreurs Relatives entre "les Vraies Valeurs" et les valeurs obtenues par la méthode expérimentale et la calorimétrie parfaite sur la multiplicité et l'énergie cinétique moyenne (dans le repère de l'émetteur) des neutrons, $Z=1$ et $Z=2$ . Les cercles concernent le QP et les carrés la QC. . . . .	30
2.11	"Les Vraies Valeurs" et les valeurs des fluctuations de l'énergie d'excitation totale et de l'énergie d'excitation par nucléon obtenues par la méthode expérimentale et la Calorimétrie Parfaite en fonction du paramètre d'impact. . . . .	31
2.12	L'énergie d'excitation par nucléon obtenue par la méthode expérimentale en fonction du $E_{t12}$ . Les cercles noirs correspondent aux données expérimentales et les croix aux données simulées par SIMON. . . . .	32
3.1	Exemple de spectre d'évaporation typique . . . . .	40

3.2	Spectres énergétiques d'évaporation des particules légères pour les énergies d'excitation de 1,5 et 4 MeV/u. Le spectre bleu correspond à la totalité des particules émises, le vert à l'émission primaire, le rouge à l'émission secondaire et le noir est le spectre recalé. . . . .	48
3.3	Pour chaque type de particule étudiée, nous présentons la corrélation entre la température initiale du noyau chaud et la température apparente vraie. .	50
3.4	Pour chaque type de particule étudiée, nous présentons la corrélation moyenne entre la température initiale du noyau chaud et le temps d'émission moyen de la particule. . . . .	50
3.5	Graphes des températures moyennes, mesurées à partir des spectres énergétiques, en fonction de la température apparente vraie pour toutes les particules légères chargées. Celles-ci sont obtenues par la méthode de Kolmogorov, la méthode du $\chi^2$ , à partir de l'écart-type et de l'énergie moyenne. La détection et la connaissance de la cinématique initiale du noyau chaud sont parfaites. . . . .	52
3.6	Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de protons. . . . .	54
3.7	Étude des mesures des températures apparentes à partir de la méthode d'Albergo. . . . .	56
3.8	Spectres énergétiques normalisés d'évaporation des particules légères pour les énergies d'excitation de 1,5 et 4 MeV/u. Le spectre bleu est défini dans le repère initial et correspond à la totalité des particules émises. Le spectre rouge est défini dans le repère initial et correspond aux particules émises et détectées. Le spectre vert est défini dans le repère reconstruit pour les événements bien détectés. Le spectre noir est le spectre idéal, c'est à dire, primaire et recalé après chaque évaporation. . . . .	58
3.9	Étude de l'efficacité de détection des différentes particules légères chargées.	60
3.10	Étude des mesures de barrière apparente à partir des spectres énergétiques de proton. . . . .	63
3.11	Corrélations entre la température mesurée par les différentes thermométries et la température apparente pour un noyau chaud $\text{Sn}^{120}$ ayant un moment angulaire variant de 0 à $80 \hbar$ par pas de $20 \hbar$ . . . . .	67
4.1	Définitions des angles polaire $\theta_{spin}$ et azimutal $\phi$ d'émission des particules légères pour notre étude. . . . .	70
4.2	A gauche, multiplicités moyennes des particules légères émises par les QP, générées par SIMON, en fonction de $\phi$ , avant le filtre INDRA (le vecteur vitesse étant calculé dans le repère initial vrai du QP). A droite, distributions des températures mesurées par ajustement de spectres en énergie d'alphas évaporés par le QP, obtenus pour différents domaines en $\phi$ , en fonction du $\phi$ moyen associé. Ceci est fait pour différentes sélections en $E^*/A$ du QP. La ligne rouge correspond à la température initiale vraie du QP, associée à chaque tranche d'énergie d'excitation. . . . .	71

4.3	A gauche, distributions en $\phi$ des particules légères émises par les QP, générés par SIMON, après passage dans le filtre INDRA, (le vecteur vitesse étant calculé dans le repère initial vrai du QP) pour différentes sélections en $E_{tr12}$ . Les événements considérés sont des événements dits "complets". A droite, distributions en $\phi$ des particules légères émises par le QP fournies par SIMON après le filtre INDRA (le vecteur vitesse de la particule étant ici calculé dans le repère reconstruit) pour différentes sélections en $E_{tr12}$ . . . . .	72
4.4	A gauche, distributions expérimentales en $\phi$ des particules légères situées à l'avant du centre de masse (leur vecteur vitesse étant calculé dans le repère reconstruit) pour les différentes sélections en $E_{tr12}$ . Les événements considérés sont des événements dits "complets". A droite, distributions en $\phi$ des particules légères émises par le QP fournies par SIMON après le filtre INDRA (le vecteur vitesse de la particule étant calculé dans le repère reconstruit) pour les différentes sélections en $E_{tr12}$ . . . . .	73
4.5	A gauche, distributions de multiplicités des PLC situées à l'avant du centre de masse en fonction du $\cos(\theta_{spin})$ pour différentes tranches en $\phi$ . Celles-ci sont obtenues avec les données pour une tranche en énergie transverse correspondant à des collisions semi-périphériques et pour une sélection d'événements complets. A droite, la même chose pour SIMON binaire pur, le repère de la source est reconstruit par la méthode expérimentale. . . . .	74
4.6	A gauche, distributions des énergies moyennes des alphas évaporés par le QP en fonction de $\phi$ générées par SIMON après le filtre INDRA (leur vecteur vitesse étant calculé dans le vrai repère initial) pour les différentes sélections en $E_{tr12}$ . Les événements considérés sont des événements dits "complets". A droite, distributions des énergies moyennes des alphas évaporés par le QP en fonction de $\phi$ générées par SIMON après le filtre INDRA (leur vecteur vitesse étant calculé dans le repère reconstruit) pour les différentes sélections en $E_{tr12}$ . La ligne rouge correspond à 2 fois la température vraie du noyau chaud. . . . .	75
4.7	A gauche, distributions des énergies moyennes des alphas évaporés par le QP en fonction de $\phi$ pour les données et pour les différentes sélections en $E_{tr12}$ . Les événements considérés sont des événements dit "complets". A droite, distributions des énergies moyennes des alphas évaporés par le QP en fonction de $\phi$ générées par SIMON après le filtre INDRA (leur vecteur vitesse étant calculé dans le repère reconstruit) pour les différentes sélections en $E_{tr12}$ . La ligne rouge correspond à 2 fois la température vraie du noyau chaud pour SIMON et deux fois la température mesurée pour les données. . . . .	76
4.8	Distributions d'énergie cinétique des tritons dans le repère du QP reconstruit, pour différents domaines angulaires en $\phi$ obtenues par la collaboration INDRA. . . . .	77

4.9	Distributions du cosinus de l'angle $\theta_{rel}$ , angle entre le vecteur vitesse relative des deux fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse et celui de la source reconstruite. Celles-ci sont présentées pour une asymétrie moyenne entre les deux fragments et pour différentes sélections : la courbe en trait plein correspond à notre sélection dite du " <b>col</b> ", la courbe de gauche en trait pointillé correspond à notre sélection dite " <b>statistique</b> " à l'avant du repère du QP et celle de gauche du statistique à l'arrière du QP, la courbe en trait plein et point correspond à du "col" pour lequel la contribution statistique a été soustraite. La violence de la collision augmente quand on va de gauche à droite et de bas en haut. . . . .	78
4.10	a) Évolution moyenne de la vitesse relative entre les deux fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse en fonction de la violence de la collision pour les différentes sélections de mécanisme et d'asymétrie. b) Évolution moyenne de cette vitesse relative divisée par la vitesse déduite de la systématique de Viola [149] en fonction de la violence de la collision pour les différentes sélections de mécanisme et d'asymétrie. Sur chaque figure, la colonne de gauche correspond à la sélection dite " <b>Statistique</b> " et la colonne de droite, elle, correspond à la sélection dite " <b>Col</b> ". . . . .	80
4.11	Schéma permettant de visualiser le domaine spatial pris en considération pour définir les probabilités d'émission par le QP de toutes les types de particules. . . . .	82
4.12	a) Corrélation moyenne entre l'énergie d'excitation par nucléon du QP mesurée et l'énergie transverse des légers normalisée pour les différentes sélections de mécanisme et d'asymétrie pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. b) Corrélation moyenne entre la charge reconstruite de QP et l'énergie transverse des légers normalisés pour les différentes sélections de mécanisme et d'asymétrie pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u (la ligne noir indique la charge du projectile). . . . .	84
4.13	Etude des mesures de température initiales à partir des spectres énergétiques de tritons, issus de soustraction. . . . .	86
4.14	Etude de la détermination de la température initiale à partir des mesures apparentes et de la relation 4.9. . . . .	87
5.1	Graphes bidimensionnels donnant la charge totale détectée normalisée à la charge totale initiale en fonction de la pseudo-impulsion détectée normalisée à la pseudo-impulsion initiale totale. Ceci est fait pour les données et le générateur HIPSE, dans deux cas : tous les événements vus par INDRA et les événements dits "complets" à l'avant. . . . .	91
5.2	Distributions de paramètres d'impact générées par HIPSE pour différents critères de complétude des événements. . . . .	92

5.3	A gauche, graphes bidimensionnels de l'énergie transverse normalisée des particules de charge inférieure ou égale à 2 en fonction du paramètre d'impact, fournis par HIPSE pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u, d'une part pour tous les événements vus par INDRA et d'autre part pour les événements complets. Les triangles bleus correspondent à la corrélation moyenne entre $E_{tr12}$ normalisée et $b$ déterminée par N.Marie et al. dans la référence [155], les ronds pleins noirs, à la moyenne calculée à partir du graphe bidimensionnel et les ronds creux violets correspondent au résultat de l'application de la technique expérimentale utilisée par N.Marie et al. aux données fournies par HIPSE. A droite, comparaison des distributions de $E_{tr12}$ normalisée pour HIPSE et les données pour tous les événements vus et pour les événements dits "complets". . . . .	93
5.4	A gauche, efficacité moyenne de détection en fonction du paramètre d'impact pour différents critères de complétude obtenues à partir du filtrage de HIPSE pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, comparaison de l'efficacité moyenne de détection en fonction de $E_{tr12}$ normalisée entre HIPSE et les données. . . . .	94
5.5	Proportions des différents types de mécanismes de réaction en fonction du "paramètre d'impact expérimental" (Violence de la collision) pour des collisions Xe + Sn à 25, 32, 39, 50, 80 MeV/u. . . . .	95
5.6	Comparaisons des charges moyennes et vitesses parallèles moyennes des deux fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse, entre HIPSE et les données pour différentes tranches en violence de collision. Cette étude est faite pour deux types de mécanisme lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. . . . .	96
5.7	Comparaisons des écarts types des distributions de charge des deux fragments les plus lourds à l'avant du centre de masse, obtenues pour HIPSE et les données pour différentes tranches en violence de collision. La première colonne correspond au $Z_{max}$ et la deuxième au $Z_{max2}$ . Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme et les trois asymétries étudiées lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. . . . .	98
5.8	A droite, corrélations moyennes entre la charge du QP et $E_{t12}$ normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme, les trois asymétries lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A gauche, corrélations moyennes entre l'énergie d'excitation du QP et $E_{t12}$ normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. . . . .	101

- 5.9 A droite, corrélations moyennes entre la masse du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme, les trois asymétries lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A gauche, corrélations moyennes entre l'énergie d'excitation par nucléon du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. . . . . 102
- 5.10 A droite, corrélations moyennes entre l'écart type sur  $E^*/A$  du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme, les trois asymétries lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A gauche, corrélations moyennes entre l'écart type sur la masse du QP et  $E_{t12}$  normalisée trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. . . . . 104
- 5.11 A gauche, corrélations moyennes entre la vitesse parallèle du QP dans le repère du laboratoire normalisée à la vitesse du projectile et  $E_{t12}$  normalisée, trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Cette étude est faite pour les deux types de mécanisme, les trois asymétries lors de collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, corrélations moyennes entre la vitesse perpendiculaire du QP dans le repère du laboratoire normalisée à la vitesse du projectile et  $E_{t12}$  normalisée, trouvées pour les données en appliquant la méthode 3D et pour HIPSE en appliquant la méthode 3D, une calorimétrie parfaite et en utilisant les valeurs initiales vraies. Dans les deux cas pour information, nous avons ajouté les composantes moyennes parallèle et perpendiculaire des vecteurs vitesse du fragment le plus lourd à l'avant du centre de masse ainsi que du deuxième plus lourd obtenus avec les données. Ces dernières sont normalisées à la vitesse du projectile. . . . . 106
- 5.12 A gauche, pour les données, présentation des résultats des mesures de température par 4 méthodes différentes à partir des spectres en énergie des protons, en fonction de  $E_{t12}$  normalisée pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, idem pour HIPSE. Ceci est fait pour tous les mécanismes et asymétries étudiés jusqu'ici. Sur chaque figure, l'autre jeu de données est mis en fond pour comparaison. . . . . 109

5.13	A gauche, corrélations entre les mesures de température par 4 méthodes différentes, à partir des spectres énergétiques des protons obtenues de diverses manières, et les températures moyennes initiales. La droite correspond à une égalité entre les grandeurs étudiées. A droite, erreurs relatives absolues moyennes sur ces mesures en fonction des températures moyennes initiales.	111
5.14	A gauche, évolution des multiplicités moyennes des protons en fonction de la violence de la collision, obtenues en suivant différents protocoles expérimentaux, pour les 6 domaines angulaires en $\phi$ . A droite, évolution des multiplicités moyennes des protons en fonction de $\phi$ pour la tranche N°6 en $E_{tr12}$ normalisée et pour les différentes sélections d'intérêt. . . . .	113
5.15	A gauche, évolution des énergies moyennes des protons en fonction de la violence de la collision, obtenues en suivant différents protocoles expérimentaux, pour les 6 domaines angulaires en $\phi$ . A droite, évolution des énergies moyennes des protons en fonction de $\phi$ pour la tranche N°6 en $E_{tr12}$ normalisée et pour les différentes sélections d'intérêt. . . . .	115
5.16	A gauche, évolution des $T_\sigma$ des protons en fonction de la violence de la collision, obtenues en suivant différents protocoles expérimentaux, pour les 6 domaines angulaires en $\phi$ . A droite, évolution des $T_\sigma$ des protons en fonction de $\phi$ pour la tranche N°6 en $E_{tr12}$ normalisée et pour les différentes sélections d'intérêt. La droite indique la valeur initiale de la température dans HIPSE.	117
5.17	A gauche, évolution des températures isotopiques en fonction du numéro de tranche en $E_{tr12}$ normalisée obtenue avec les données pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, évolution des températures isotopiques en fonction du numéro de tranche en $E_{tr12}$ normalisée obtenues avec HIPSE pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u et les différentes sélections d'intérêt.	118
5.18	Évolution des températures isotopiques en fonction de la température initiale obtenue avec HIPSE pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u et les différentes sélections d'intérêt. . . . .	119
A.1	Présentation des différentes zones de variation des valeurs limites $E_{inf}$ et $E_{sup}$ définies dans le cadre du test du $\chi^2$ . . . . .	130
A.2	Distributions des températures obtenues par la deuxième technique pour le test de Kolmogorov-Kuiper (à droite) et pour le test du $\chi^2$ (à gauche), pour les différents types de particule légère étudiés et de condition expérimentale pris en compte. La ligne verticale pointillée indique la valeur de la température initiale dans le cas d'un noyau chaud d'étain 120 ayant 3 MeV/u d'énergie d'excitation. . . . .	131

A.3	Présentation des ajustements des spectres énergétiques de deuton obtenus, premièrement avec un détecteur parfait, deuxièmement avec INDRA et une caractérisation parfaite du noyau chaud et enfin, dans les conditions expérimentales. Ils sont rangés de plus en fonction du nombre d'événements étudiés. A titre indicatif sont données les valeurs de la température vraie du noyau chaud, de la vraie température apparente ainsi que les valeurs des indices pour les deux tests. Chaque courbe de couleur correspond aux parties de textes de même couleur. . . . .	132
C.1	Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de deutons. . . . .	138
C.2	Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de tritons. . . . .	139
C.3	Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de $^3\text{He}$ . . . . .	140
C.4	Étude des mesures des températures apparentes à partir des spectres énergétiques de $^4\text{He}$ . . . . .	141
D.1	Étude des mesures des barrières apparentes à partir des spectres énergétiques de deutons. . . . .	144
D.2	Étude des mesures des barrières apparentes à partir des spectres énergétiques de tritons. . . . .	145
D.3	Étude des mesures des barrières apparentes à partir des spectres énergétiques de $^3\text{He}$ . . . . .	146
D.4	Étude des mesures des barrières apparentes à partir des spectres énergétiques de $^4\text{He}$ . . . . .	147
E.1	A gauche, étude des écarts relatifs entre les données et HIPSE obtenus en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer l'énergie d'excitation du QP, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure de l'énergie d'excitation du QP lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u. . . . .	150
E.2	A gauche, étude des écarts relatifs entre les données et HIPSE obtenus en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer la charge du QP, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure de la charge du QP lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u. . . . .	151



- E.3 A gauche, étude des écarts relatifs entre les données et HIPSE obtenus en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer  $E^*/A$  du QP, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure du  $E^*/A$  du QP lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u. . . . . 152
- E.4 A gauche, étude des écarts relatifs entre les données et HIPSE obtenus en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer la vitesse parallèle du QP dans le laboratoire, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure de la vitesse parallèle du QP dans le laboratoire lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u. 153
- E.5 A gauche, étude des écarts relatifs obtenues entre les données et HIPSE en appliquant la calorimétrie 3D pour mesurer  $E^*/A$  du QP, pour l'ensemble des sélections étudiées. A droite, erreurs relatives sur la mesure du  $E^*/A$  du QP lorsque la méthode de calorimétrie 3D est appliquée à HIPSE, pour l'ensemble des sélections étudiées. Ces études sont faites pour 25, 32, 39, 50 et 80 MeV/u. . . . . 154
- F.1 A gauche, distributions d'énergie cinétique des protons dans le repère des FMI obtenues pour les données, pour HIPSE (totale, évaporés par le QP et non évaporés par le QP), pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie. Le premier chiffre indique l'énergie moyenne, tandis que le deuxième indique la valeur du  $T_\sigma$ . La température initiale est fournie par HIPSE pour la tranche N°6. A droite, distributions des  $\cos(\theta_{spin})$  des protons dans le repère des FMI obtenues pour les données, pour HIPSE (totale, évaporés par le QP et non évaporés par le QP), pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie. . . . . 156
- F.2 A gauche, distributions d'énergie cinétique des alphas dans le repère des FMI obtenues pour les données, pour HIPSE (totale, évaporés par le QP et non évaporés par le QP), pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie. Le premier chiffre indique l'énergie moyenne, tandis que le deuxième indique la valeur du  $T_\sigma$ . La température initiale est fournie par HIPSE pour la tranche N°6. A droite, distributions des  $\cos \theta_{spin}$  des alphas dans le repère des FMI obtenues pour les données, pour HIPSE (totale, évaporés par le QP et non évaporés par le QP), pour les différents domaines angulaires définis en  $\phi$ , pour la tranche N°6 en  $E_{tr12}$  normalisée, dans le cas de collisions de type **Col** et grande asymétrie. . . . . 157

F.3	A gauche, efficacités de détection des protons évaporés par le QP en fonction de leur énergie cinétique pour les différents domaines angulaires définis en $\phi$ , pour la tranche N°6 en $E_{tr12}$ normalisée, dans le cas de collisions de type <b>Col</b> et grande asymétrie. A droite, efficacités de détection des protons évaporés par le QP en fonction de $\cos(\theta_{spin})$ dans les mêmes conditions. HIPSE est utilisé pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. . . . .	158
F.4	A gauche, efficacités de détection des alphas évaporés par le QP en fonction de leur énergie cinétique pour les différents domaines angulaires définis en $\phi$ , pour la tranche N°6 en $E_{tr12}$ normalisée, dans le cas de collisions de type <b>Col</b> et grande asymétrie. A droite, efficacités de détection des alphas évaporés par le QP en fonction de $\cos(\theta_{spin})$ dans les mêmes conditions. . . . .	159
F.5	A gauche, évolution des énergies moyennes des protons en fonction du numéro de tranche en $E_{tr12}$ normalisée obtenue avec les données et HIPSE (contribution évaporative du QP et surplus moyen $\Delta E$ dû à la contribution non évaporative) pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, évolution des multiplicités moyennes des protons en fonction du numéro de tranche en $E_{tr12}$ normalisée obtenue avec les données et HIPSE (contribution évaporative du QP et contribution non évaporative) pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u et les différentes sélections d'intérêt. . . . .	160
F.6	A gauche, évolution des énergies moyennes des alphas en fonction du numéro de tranche en $E_{tr12}$ normalisée obtenue avec les données et HIPSE (contribution évaporative du QP et surplus moyen $\Delta E$ dû à la contribution non évaporative) pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u. A droite, évolution des multiplicités moyennes des alphas en fonction du numéro de tranche en $E_{tr12}$ normalisée obtenue avec les données et HIPSE (contribution évaporative du QP et contribution non évaporative) pour des collisions Xe + Sn à 50 MeV/u et les différentes sélections d'intérêt. . . . .	161



# Liste des tableaux

3.1	Paramètres a et b calculés à partir des équations 3.18 et 3.19 pour différents doubles rapports isotopiques. . . . .	44
3.2	Efficacité de détection des événements. . . . .	57

