



**HAL**  
open science

# Etudes expérimentales du transport de l'isopin et de son influence dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi

Joël Quicray

► **To cite this version:**

Joël Quicray. Etudes expérimentales du transport de l'isopin et de son influence dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Normandie Université, 2021. Français. NNT : 2021NORMC264 . tel-03638276

**HAL Id: tel-03638276**

**<https://theses.hal.science/tel-03638276>**

Submitted on 12 Apr 2022

**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.



Normandie Université

## THÈSE

**Pour obtenir le diplôme de doctorat**

**Spécialité PHYSIQUE**

**Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie**

**Etudes expérimentales du transport de l'isopin et de son influence dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi**

**Présentée et soutenue par  
JOEL QUICRAY**

**Thèse soutenue le 15/12/2021  
devant le jury composé de**

M. ENRICO DE FILIPPO	Directeur de recherche, Istituto Nazionale Fisica Nucleare	Rapporteur du jury
MME SYLVIE HUDAN	Directeur de recherche, Université de l'indiana à Bloomington	Rapporteur du jury
M. PHILIPPE EUDES	Professeur des universités, UNIVERSITE NANTES	Membre du jury
M. DENIS LACROIX	Directeur de recherche au CNRS, INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE D'ORSAY	Membre du jury
MME SILVIA PIANTELLI	Chargé de recherche, Institut national de physique nucléaire	Membre du jury
M. OLIVIER SORLIN	Directeur de recherche au CNRS, 14 GANIL de CAEN	Membre du jury
MME FRANCESCA GULMINELLI	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Président du jury
M. EMMANUEL VIENT	Maître de conférences, Université Caen Normandie	Directeur de thèse

**Thèse dirigée par EMMANUEL VIENT (Laboratoire de physique corpusculaire (Caen)),**



UNIVERSITÉ  
CAEN  
NORMANDIE







École doctorale n° 591 : Physique Sciences de l'Ingénieur Matériaux Energie

# Doctorat LPC

## THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

### Université de Caen Normandie

#### Spécialité doctorale "Physique Nucléaire"

*présentée et soutenue publiquement par*

**Joël QUICRAY**

le 15 décembre 2021

### **Etudes expérimentales du transport de l'isospin et de son influence dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi**

Directeur de thèse : **Emmanuel VIENT**  
Co-directeur de thèse : **Nicolas LENEINDRE**

#### **Jury**

<b>Mme Hudan Sylvie,</b>	Directrice de Recherche	Rapportrice
<b>M. De Filippo Enrico,</b>	Directeur de Recherche	Rapporteur
<b>Mme Gulminelli Francesca,</b>	Professeure	Examinatrice
<b>M. Eudes Philippe,</b>	Professeur	Examinateur
<b>Mme Piantelli Silvia,</b>	Chargée de Recherche	Examinatrice
<b>M. Lacroix Denis,</b>	Directeur de Recherche	Examinateur
<b>M. Sorlin Olivier,</b>	Directeur de Recherche	Examinateur

**LPC Caen**

**Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen**  
UMR CNRS 6534, 6 Bd Maréchal Juin, 14000 Caen France



## *Remerciements*

J'ai un grand nombre de personnes à remercier et je m'autorise ici un ton moins formel en rupture avec les conventions habituelles des remerciements.

En premier et sans équivoque je remercie Emmanuel, mon directeur de thèse. Merci de m'avoir donné l'opportunité de faire cette thèse, merci pour toutes les discussions de physique ou non, merci de m'avoir fait passer en priorité même lorsque de lourdes charges d'enseignement et auprès de l'UFR t'accablaient. Merci pour ta patience, ta pédagogie et ton soutien permanent. J'ai pris beaucoup de plaisir à échanger avec toi durant cette thèse. J'ajoute aussi que ce mémoire de thèse ne serait pas ce qu'il est sans ta relecture attentive et tes nombreuses suggestions. Merci à Nicolas, mon co-encadrant de thèse, je crois que notre trinome avec Emmanuel était particulièrement efficace et j'ai apprécié la dynamique de nos réunions. Vous m'avez tous les deux laissé m'exprimer même lorsque je racontais n'importe quoi et au fil des mois et des années mon apport à nos discussions s'est enrichi. J'ai toujours attendu avec impatience nos réunions pour discuter de mon travail et des pistes à suivre. Ensemble je crois que nous avons traversé du mieux possible la crise pandémique. Merci à Dominique Durand, avec qui j'ai travaillé la dernière année de ma thèse. Tu m'as redonné goût à la recherche au plus fort de la tempête en me montrant une autre vision des collisions nucléaires et des processus qui les régissent. Je retiendrai de nos échanges des discussions exaltantes et inspirantes où chaque énigme d'analyse n'est qu'un jeu de plus à résoudre sous le signe de la malice. Mon seul regret est de ne pas avoir travaillé plus tôt avec toi.

Merci à Gilles Ban, directeur du laboratoire durant l'intégralité de ma thèse, qui a toujours fait passer les doctorants en priorité et a su rester proche de nous et de nos difficultés. J'ai eu, au conseil de laboratoire, l'occasion d'avoir un petit aperçu de la lourde charge que tu portes. Tes décisions et ton écoute ont été cruciales durant la crise.

Merci à Grégory Lehaut et Aurélie Gontier pour ces bons moments au laboratoire et nos discussions chaleureuses et toujours chargées d'humour. Merci pour votre soutien et vos conseils, j'emporte avec moi nos discussions sur le cinéma, Supernatural et bien d'autres. Merci à Thomas Lefort dont j'ai squatté le bureau pendant 3 ans. J'ai profité d'une ambiance de travail sereine, bienveillante et d'un humour beauf croustillant comme je l'aime. Merci à Daniel Cussol qui, sous ses airs rustres, ne refuse jamais son aide. Le jour approche où les doctorants te vaincrons aux mots croisés, sois en sûr!

Merci, comme toujours et c'est normal, à l'équipe du repas de Noël et du barbecue du LPC : Laurent Noblet, Benjamin Carniol et tous ceux qui vous aident. Vous êtes érigés non sans raison comme le symbole de l'ambiance si particulière qui fait de ce laboratoire notre laboratoire.

Durant la thèse, la majorité de nos interactions sociales passent pas les doctorants

---

et les post-docs. Grâce à eux la thèse c'est aussi des rencontres et de nouvelles amitiés. Je remercie Bélen, Yiyan, Daniel, M. Frodon, Debbi et Sofja qui m'ont accueilli les bras ouverts à mon arrivée au labo. Merci pour les soirées jeux, les soirées au bar et toutes les promenades. Pierrick mon bro', en deux ans t'as soutenu ta thèse et créé la vie (la bise à Ai) bien joué mon champion, tu cours et tu te raccroches à la vie!

Merci à Toto, Join et Manon, nos soirées jeux de société ont éclairé mes semaines les plus sombres. On va se revoir c'est une certitude, vous êtes les boss. Merci à Cyril, on a douillé ensemble ces 3 ans, mais on s'en est sorti. Merci à Alexandre (dit *Le Collègue*), notre MJ préféré, merci à Chloé (merci Chloé), Savitri (Risitas veille sur toi de là-haut mon frère de beauférie) et William-aux-mollets-d'acier. Merci à Léo (fervent défenseur du Seigneur des Anneaux avec Savitri). Merci à Chirub (surtout de ne pas avoir trop épiché sa bouffe indienne), merci à Rodolphe (ton esprit malade fait de toi un cruciverbiste d'exception). Merci à Jianqi pour mon poster SDA, merci à Taras, mon *Dark Master*, de m'avoir initié au côté obscur. Merci à Quentin F. pour les discussions très agréables d'analyse.

Merci aux copains du GANIL, de l'autre côté de la rue, qui ont souvent participé à nos réjouissances. Merci à Julien de m'avoir fait découvrir Fate Zero et bon courage avec INDRA. Merci à Sylvain (fer de lance de la révolution contre OPTIC), Armel et Nishu pour les soirées. Merci à Valérian, le st Crâne, loué soit son nom et bénie soit Marie entre toutes les femmes, son épouse.

Bon courage à la nouvelle génération prometteuse que j'ai eu le plaisir de rencontrer : Alex (dit *numéro 1*), Aurélien (dit *numéro 2*), Nathanville (pain au chocolat > pain avec du chocolat > croissant au chocolat > truc dans la vitrine > chocolatine) et ptit Louis.

Merci également à tous mes amis de longue date que j'ai vu très peu ces dernières années mais qui ont été d'un soutien essentiel. Merci Steven L (mention spéciale pour la remise à niveau en C++, t'es le boss), Louwik, Lucky Luke, Zach, Julie, D3b, Antoine, Steven B, Pierrot, Guéno, Hugo on va se revoir plus souvent maintenant, promis.

Merci à tous ceux qui ont assisté à la soutenance en présentiel ou à distance. Merci à tous les amis que j'ai oublié (désolé) et au personnel du LPC et du GANIL.

Enfin, merci à ma famille, mon frangin Eloi, ma soeur Maude, mes parents Jacques et Bénédicte. Merci pour votre soutien indéfectible durant toutes ces années d'études, de m'avoir laissé faire ce que je voulais et d'avoir cru en moi sans comprendre ce que je faisais, ça relève de la foi et ça n'aurait pas été possible sans vous. Merci d'avoir compris toutes mes absences aux vacances et aux fêtes de famille. Merci à ma mamie Joëlle et ma Tata Laure, dédicace aux Côtes D'Armor.

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Les multi-détecteurs</b>	<b>7</b>
1.1 Introduction	8
1.2 Le multi-détecteur INDRA	8
1.2.1 Configuration géométrique	8
1.2.2 Télescopes	9
1.2.3 Electronique	11
1.3 Le multi-détecteur FAZIA	12
1.3.1 Motivations expérimentales	13
1.3.2 Configuration géométrique	13
1.3.3 Télescopes	14
1.3.4 Electronique et acquisition	16
1.4 Couplage des détecteurs	22
1.4.1 Géométrie	22
1.4.2 Vide et Refroidissement	24
1.4.3 Architecture des acquisitions	25
1.4.4 Slow control	27
1.5 Conclusions	30
<b>2 Travail d'identification des noyaux détectés</b>	<b>31</b>
2.1 Introduction	32
2.2 Les méthodes d'identification des particules	32
2.2.1 Méthode d'identification en $\Delta E$ -E	32
2.2.2 L'analyse en forme du signal	38
2.3 Affinement des identifications isotopiques	44
2.3.1 Cartes d'identification	44
2.3.2 Bilan sur le fonctionnement des détecteurs	46
2.4 Données finales et seuils d'identification en énergie	52
2.5 Conclusions	55
<b>3 Les effets des dispositifs expérimentaux</b>	<b>57</b>
3.1 Introduction	58



3.2	Comparaison des dispositifs expérimentaux à partir des données de la campagne 2 d'INDRA . . . . .	58
3.3	Comparaison des dispositifs expérimentaux en utilisant des événements de HIPSE filtrés . . . . .	65
3.3.1	Les événements HIPSE vus par les différents dispositifs . . . . .	66
3.3.2	Les particules détectées par les dispositifs . . . . .	70
3.4	Conclusions . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>81</b>
4.1	Introduction . . . . .	82
4.2	Distributions classiques et effets des sélections . . . . .	82
4.2.1	Données disponibles . . . . .	82
4.2.2	Les particules détectées . . . . .	83
4.2.3	La qualité de détection de l'événement via sa complétude . . . . .	88
4.2.4	Les variables caractérisant la dissipation et leurs corrélations . . . . .	91
4.3	Etude du transport d'Isospin . . . . .	100
4.3.1	Caractérisation des plus gros fragments à l'avant du CM . . . . .	100
4.3.2	Loi d'échelle isotopique : l' <i>isoscaling</i> . . . . .	102
4.3.3	L'équilibration en isospin . . . . .	104
4.4	Conclusions . . . . .	117
<b>5</b>	<b>Comparaison des données à des modèles</b>	<b>119</b>
5.1	Introduction : Les modèles de simulation utilisés . . . . .	120
5.1.1	<i>Heavy Ions Phase Space Exploration</i> : HIPSE . . . . .	120
5.1.2	<i>Antisymmetrized Molecular Dynamics</i> : AMD . . . . .	123
5.1.3	Bilan des données simulées disponibles . . . . .	125
5.2	Comparaison des données simulées . . . . .	126
5.2.1	Corrélation des variables de dissipation et du paramètre d'impact . . . . .	126
5.2.2	Comparaison des données expérimentales et simulées pour quelques distributions classiques . . . . .	131
5.3	Le transport d'isospin : analyse comparative . . . . .	140
5.3.1	Rapports de Rami du plus gros fragment à l'avant du CM . . . . .	140
5.4	Conclusions . . . . .	146
<b>6</b>	<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>149</b>
6.1	Conclusions générales . . . . .	150
6.2	Perspectives . . . . .	151
	<b>Bibliographie</b>	<b>153</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>165</b>
<b>A</b>	<b>Figures annexes</b>	<b>I</b>
A.1	Annexe au chapitre 4 : Équilibration en isospin du plus gros fragment, Z1, à l'avant du CM . . . . .	I



# Introduction

« Dites-moi, je vous prie, de quel côté faut-il me diriger? demanda Alice. Cela dépend beaucoup de l'endroit où vous voulez aller, dit le Chat. »

---

-Lewis Carroll, *Alice au Pays des Merveilles*

Les collisions d'ions lourds sont le seul moyen possible d'étudier en laboratoire les propriétés de la matière nucléaire [1]. On considère qu'on peut retrouver en partie celles-ci en étudiant la matière nucléonique dont sont composés les noyaux atomiques. En particulier aux énergies autour de l'énergie dite *de Fermi* entre 10 MeV/A et 100 MeV/A, il est possible de sonder les propriétés mécaniques et thermodynamiques de la matière nucléaire asymétrique en jouant sur la proportion de neutrons et de protons, donc l'isospin des noyaux en collision. Ces différentes propriétés sont importantes en astrophysique pour décrire l'effondrement du coeur des supernovae ainsi que dans la formation et les propriétés des étoiles à neutrons [2], véritables amas de matière nucléaire. La matière nucléaire joue donc un rôle fondamental dans l'apparition d'objets astrophysiques qui s'avèrent souvent essentiels pour analyser la structure et l'évolution de l'univers [3]. En physique nucléaire à ces énergies incidentes, elles sont importantes également pour étudier la compétition entre les mécanismes de collisions profondément inélastiques et ceux de fusion incomplète. Lors de collisions centrales, elles peuvent aussi jouer un rôle dans le phénomène de distillation d'isospin, qui, si il est observé lors d'une multifragmentation, est une signature expérimentale d'une transition de phase de type liquide-gaz. Elles influencent aussi à basse densité les caractéristiques de la peau de neutrons de certains noyaux ou l'existence de résonance "pygmée" pour d'autres.

D'une certaine manière à deux échelles infiniment différentes du monde physique, une même phase de matière existe. Cette matière nucléaire obéit à une équation d'état qui peut se décomposer en deux termes. L'un dépend exclusivement de la densité  $\rho$  et l'autre de l'isospin  $\delta$  :

$$E(\rho, \delta = \frac{N-Z}{A}) = e_{is}(\rho, \delta = 0) + e_{iv}(\rho, \delta) \quad (1)$$

Elle constitue un des sujets les plus importants en physique nucléaire, un sujet toujours très activement étudié de nos jours [4, 5].

Au deuxième ordre du développement de Taylor autour de la densité de saturation, l'énergie de la matière nucléaire symétrique  $e_{is}(\rho, \delta = 0)$  se décompose comme suit :

$$e_{is}(\rho) = E_{sat} + \frac{1}{2}K_{sat} \left( \frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} \right)^2 + o \left( \frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} \right)^2 \quad (2)$$

Elle est bien connue grâce à des études expérimentales et théoriques [6, 7]. A la densité de saturation  $\rho_0 = 0,155 \pm 0,005 \text{ fm}^{-3}$ , l'énergie de saturation  $E_{sat} = e_{is}(\rho_0)$  vaut  $-15,8 \pm 0,3 \text{ MeV}$  et le coefficient d'incompressibilité  $K_{sat} = 9 \rho_0^2 \frac{\partial^2 e_{is}(\rho)}{\partial \rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0}$  vaut  $240 \pm 20 \text{ MeV}$  [7, 8].

D'autre part, la partie isovectorielle de l'équation d'état  $e_{iv}(\rho, \delta)$ , qui prend en compte le rôle joué par l'isospin dans l'équation d'état, se décompose à son tour à l'aide du développement limité suivant :

$$e_{iv}(\rho, \delta) = e_{iv}(\rho)\delta^2 + o(\delta^4) \quad (3)$$

$$e_{iv}(\rho) = E_{sym} + L_{sym} \frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} + \frac{1}{2}K_{sym} \left( \frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} \right)^2 + o \left( \frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} \right)^2 \quad (4)$$

Elle est moins connue et il est toujours nécessaire d'en contraindre les paramètres [6, 7, 9] :  $E_{sym}$  l'énergie de symétrie,  $L_{sym} = 3\rho_0 \left( \frac{\partial e_{iv}(\rho)}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0}$  le paramètre de pente à la densité de saturation et  $K_{sym} = 9\rho_0^2 \left( \frac{\partial^2 e_{iv}(\rho)}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0}$  le paramètre de courbure à la densité de saturation. L'énergie de symétrie autour de la densité de saturation est aujourd'hui bien contrainte, à 5% près, par les masses nucléaires :  $E_{sym} = 32,7 \pm 1,5 \text{ MeV}$ . En revanche le paramètre de pente  $L_{sym}$  n'est toujours connu qu'à 30% près :  $L_{sym} = 40\text{-}80 \text{ MeV}$  [6, 10, 11]. Des résultats récents l'estiment même à  $106 \text{ MeV}$  [12, 13]. Quant au terme de second ordre,  $K_{sym}$ , il n'est évalué qu'avec une incertitude de 100% actuellement. Il faut préciser ici que l'ensemble des paramètres issus des différents développements limités sont naturellement corrélés et que ces corrélations ont été étudiées à diverses reprises [14]. A titre d'exemple pour appréhender les répercussions astrophysiques de ces grandeurs, une variation de  $\pm 20 \text{ MeV}$  du  $L_{sym}$  engendrerait une variation de l'ordre de  $\pm 1,5 \text{ km}$  de l'estimation du rayon d'une étoile à neutrons [7, 15]. L'énergie de symétrie a un impact important sur les caractéristiques des noyaux riches en neutrons, notamment ceux qui sont en grande partie à l'origine de la synthèse des noyaux plus lourds que le fer dans les processus stellaires. C'est le processus r à l'oeuvre dans les phases d'effondrement du coeur de certaines étoiles mais aussi lors de la fusion d'étoiles à neutrons observée très récemment grâce aux mesures électromagnétiques de kilonova [16] à la suite des ondes gravitationnelles [17, 18] générées par ces dernières.

Il existe diverses méthodes expérimentales permettant de contraindre les paramètres de l'équation d'état. Parmi celles-ci, mais pas seulement, il est possible de sonder l'épaisseur des peaux de neutrons à l'aide de diffusion d'électrons [12] ou même de réaliser des mesures de masse sur des noyaux très lourds et très exotiques.

Sonder expérimentalement l'énergie de symétrie et sa dépendance en densité est notamment possible en étudiant le transport en isospin [9, 19–26] dans les collisions nucléaires dissipatives aux énergies de Fermi. Celles-ci permettent un transfert important d'énergie et de matière entre le projectile et la cible et donc l'étude de noyaux fortement

comprimés et excités. En effet, à partir de théories de transport microscopique, lorsque la matière nucléaire est soumise à des gradients d'isospin  $\vec{\nabla}\delta$  et de densité  $\vec{\nabla}\rho$ , il est établi [27, 28] que les courants de protons  $\vec{j}_p$  et neutrons  $\vec{j}_n$  dépendent de l'énergie de symétrie et de sa dépendance en densité de la manière suivante :

$$\vec{j}_n - \vec{j}_p \propto L_{sym} \vec{\nabla}\rho - e_{iv}(\rho) \vec{\nabla}\delta \quad (5)$$

Le premier terme  $L_{sym} \vec{\nabla}\rho$  est appelé terme de migration ou de distillation d'isospin et le second  $e_{iv}(\rho) \vec{\nabla}\delta$  terme de diffusion d'isospin. Si le temps de réaction est suffisamment long, de l'ordre de 150 fm/c [29–31], le système est théoriquement capable d'atteindre l'équilibre en isospin, les deux partenaires se séparent alors en possédant chacun l'isospin du système total [32]. Dans les collisions d'ions lourds non-centrales aux énergies de Fermi, il doit être possible d'observer une migration d'isospin car une zone de faible densité de matière nucléaire, appelée col de matière nucléaire, peut se former provisoirement entre le projectile et la cible [26, 28, 33]. Le gradient de densité  $\vec{\nabla}\rho$  ainsi que le temps d'interaction des deux partenaires de la collision peuvent être modifiés en changeant l'énergie incidente du projectile. Alors qu'en changeant l'isospin  $\delta = \frac{N-Z}{A}$  du projectile et de la cible il est possible de faire varier le gradient d'isospin  $\vec{\nabla}\delta$ . Lorsque le projectile et la cible se séparent à nouveau les courants de neutrons et de protons cessent et l'éventuel col de matière casse en fragments de masses intermédiaires et noyaux légers. Mesurer l'isospin  $\delta$  et donc la masse et la charge des produits de réaction peut permettre d'observer la différence d'intensité des courants de neutrons et de protons et donc d'accéder expérimentalement aux deux premiers termes de la partie isovectorielle de l'équation d'état 4, la plupart du temps en comparant certaines données expérimentales à celles fournies par des modèles de transport au travers d'observables bien spécifiques.

### Point de vue expérimental

Expérimentalement, la mesure de la densité de matière nucléaire est inaccessible directement. Par conséquent il convient d'adopter des variables dites de dissipation représentatives de cette variation potentielle de densité. Leur corrélation avec le paramètre d'impact de la collision et donc la densité de matière nucléaire est vérifiée à l'aide des modèles de collisions. De la même manière, la quasi-cible (QC) et le quasi-projectile (QP) formés lors de la réaction, donc après échange éventuel de nucléons entre les deux partenaires de la collision, ne sont pas accessibles directement expérimentalement car ils se désexcitent en émettant des fragments ou des particules qui parviennent aux détecteurs et sont ensuite identifiés. Il est donc nécessaire de définir également des observables expérimentales mesurables capables de rendre compte du transport d'isospin effectif au sein du couple cible/projectile initial. Pour ce-faire, de nombreuses variables expérimentales différentes ont été utilisées lors de différents travaux [9, 21–26, 33–38]. Par exemple l'étude en isospin des fragments issus d'un col de matière nucléaire a été simulée dans la référence [39] à l'aide de calculs SMF (*Stochastic Mean Field*) et ont prouvé, après décroissance statistique par Gemini et détection simulée du dispositif INDRA-FAZIA, qu'il était possible d'obtenir des signaux expérimentaux permettant de contraindre l'équation

d'état du point de vue de l'isospin. Parmi les observables utilisées, on compte également la mesure en isospin du plus gros fragment à l'avant du centre de masse, censément dépendante de l'isospin du QP, car celui-ci en est très majoritairement un résidu d'évaporation. C'est cette dernière méthode qui sera principalement utilisée et explicitée dans cette thèse. D'autres méthodes sont utilisées qui reposent pour la plupart sur la mesure de rapports d'isobares ou d'isotopes. Par exemple, c'est le cas de la loi d'échelle en isospin (*isoscaling*) [40], qui est une loi générale observée dans les collisions d'ions lourds qui repose sur les rapports de noyaux (N,Z) produits pour des réactions mettant en jeu des isospins cible/projectile différents. Cette loi est décrite plus en détails au chapitre 4. Il a été montré [41] que dans le cadre d'un modèle de gaz sur réseau le plus gros fragment peut être sensible à l'énergie de symétrie et à sa dépendance en densité.

Quelle que soit l'observable en isospin envisagée pour mieux signer le transport d'isospin éventuel, il est souvent possible d'amplifier l'écart éventuel pouvant exister entre les différents systèmes étudiés sur la mesure d'isospin et ainsi mettre en exergue une potentielle équilibration en utilisant les rapports de Rami [24, 42–44]. Ils sont définis comme suit :

$$R_i = \frac{2 \times \delta_{\text{PLF}}^i - \delta_{\text{PLF}}^{pp} - \delta_{\text{PLF}}^{nn}}{\delta_{\text{PLF}}^{pp} - \delta_{\text{PLF}}^{nn}}; i = pn, np \quad (6)$$

Avec  $i$  le système considéré,  $pp$  le système riche en protons  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ,  $nn$  le système riche en neutrons  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ,  $pn$  et  $np$  les systèmes mixtes respectivement  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ .

Un tel rapport à l'autre avantage de s'affranchir en partie de l'asymétrie du dispositif expérimental (entre l'avant et l'arrière dans le référentiel du centre de masse) en rapportant les systèmes mixtes aux systèmes riches en neutrons et en protons qui servent de référence, ces rapports sont explicités plus en détails au chapitre 4. C'est un des outils privilégiés pour les analyses expérimentales présentées dans cette thèse.

Afin de réaliser une étude du transport d'isospin lors de collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi, les multi-détecteurs INDRA et FAZIA [45–48] sont couplés pour une toute première campagne de mesure au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL). Bien que de nombreux détecteurs aient été développés au siècle dernier [31, 36, 49, 50], il n'existait pas jusqu'alors de dispositif expérimental couvrant un très grand angle solide de détection et permettant l'identification en charge et en masse au-delà de l'oxygène d'une très grande majorité des noyaux produits. Leurs fonctionnements respectifs et le travail de couplage effectué sont décrits dans le premier chapitre (chap.1). Dans le second chapitre (chap.2) le travail d'identification des noyaux, les différentes méthodes employées à cette fin et la qualité des identifications sont exposées. Le troisième chapitre (chap.3) présente un travail de caractérisation des capacités et des effets des dispositifs expérimentaux sur les caractéristiques physiques de l'ensemble des données physiques mesurées et les éventuels biais à considérer lors de l'analyse. Dans ce but, les données d'une précédente campagne d'INDRA sont utilisées à titre comparatif ainsi qu'un générateur d'événements de collisions nucléaires HIPSE. Après détection de ces différents événements par des "multidétecteurs simulés" simulant le fonctionnement, d'une part d'INDRA seul (celui-ci servant de référence) et d'autre part du couple INDRA et FAZIA, les différences entre ceux-ci sont ensuite discutées. Les effets de la condition de déclen-

chement expérimentale utilisée et de la différence de couverture angulaire sur les événements conservés pour l'étude ainsi que l'apport fondamental des nouveaux détecteurs à l'identification isotopique sont présentés.

Le coeur de l'analyse et donc la discussion autour du transport d'isospin débute au chapitre 4. C'est dans ce chapitre que sont présentées et justifiées les sélections des événements nécessaires à l'analyse en isospin, principalement à partir des caractéristiques isotopiques du plus gros fragment à l'avant du centre de masse, mais aussi les variables représentatives de la centralité de la collision. Dans la seconde partie de ce chapitre, différentes variables présumées sensibles au transport d'isospin dans les collisions d'ions lourds, parmi celles présentées précédemment, sont utilisées pour qualifier l'existence ou non d'un tel transport dans les données, mais aussi le quantifier. Le chapitre 5 achève le travail d'analyse de cette thèse en fournissant une étude comparative du transport d'isospin dans deux modèles de collisions nucléaires : HIPSE et AMD. Le choix de ces derniers est d'abord justifié par les différences d'hypothèses physiques sur lesquelles ils sont basés. Leur comparaison aux données lors d'une étude comparative du transport de l'isospin est présentée et ensuite discutée afin de montrer l'inadéquation de l'un et d'étudier la possibilité pour l'autre de remonter à certains paramètres de l'équation d'état. Ce document finit par des conclusions et des perspectives.





# Chapitre 1

## Les multi-détecteurs

*« C'est Indra, le roi des dieux  
védiques [...] parsemé  
d'innombrables yeux, qui a donné  
son nom à l'instrument le plus  
puissant [...] pour étudier la  
matière nucléaire. »*

---

Regards sur le coeur de l'atome,  
1993 GANIL, Culture Production

### Sommaire

---

<b>1.1 Introduction</b> . . . . .	<b>8</b>
<b>1.2 Le multi-détecteur INDRA</b> . . . . .	<b>8</b>
1.2.1 Configuration géométrique . . . . .	8
1.2.2 Télescopes . . . . .	9
1.2.3 Electronique . . . . .	11
<b>1.3 Le multi-détecteur FAZIA</b> . . . . .	<b>12</b>
1.3.1 Motivations expérimentales . . . . .	13
1.3.2 Configuration géométrique . . . . .	13
1.3.3 Télescopes . . . . .	14
1.3.4 Electronique et acquisition . . . . .	16
Les cartes <i>Front-End Electronic (FEE)</i> . . . . .	16
Les cartes de fond de panier . . . . .	19
La Regional Board . . . . .	19
<b>1.4 Couplage des détecteurs</b> . . . . .	<b>22</b>
1.4.1 Géométrie . . . . .	22
1.4.2 Vide et Refroidissement . . . . .	24
1.4.3 Architecture des acquisitions . . . . .	25
Acquisition de FAZIA . . . . .	27
1.4.4 Slow control . . . . .	27
<b>1.5 Conclusions</b> . . . . .	<b>30</b>

---



## 1.1 Introduction

En physique nucléaire, les multi-détecteurs  $4\pi$  de particules sont des instruments couramment utilisés pour étudier les mécanismes de réaction et la physique qui leur est associée [51]. Leur grande couverture angulaire autorise une caractérisation de la quasi-totalité des particules chargées émises pour une proportion importante des collisions. Ce chapitre s'attache à présenter les multi-détecteurs de 2e et 3e génération utilisés, INDRA et FAZIA, ainsi que leur couplage. INDRA était à la pointe de la détection en physique nucléaire dans le monde dans les années 90. Aujourd'hui la collaboration INDRA-FAZIA a conçu un multi-détecteur encore plus performant notamment pour l'identification en masse des noyaux : FAZIA. Ensemble ils forment le dispositif de l'expérience INDRA-FAZIA E789. Cette expérience a été faite pour étudier le transport de l'isospin lors de collisions nucléaires entre des isotopes du nickel.

## 1.2 Le multi-détecteur INDRA

Cette partie présente succinctement le multi-détecteur de particules chargées INDRA, acronyme pour Identification des Noyaux et Détection à Résolution Accrue. Pour plus de détails le lecteur pourra se référer aux nombreux articles et thèses parus sur le sujet ([43, 44, 46, 47, 52–57]).

### 1.2.1 Configuration géométrique

Dans sa configuration originale INDRA possède une couverture spatiale allant de  $2^\circ$  à  $176^\circ$  en  $\theta$ , angle polaire en coordonnées sphériques et quasiment  $360^\circ$  en  $\phi$  couvrant au total plus de 85% de  $4\pi$  en angle solide autour de la cible. Il est composé de 17 couronnes, chacune composée de télescopes, faisant d'INDRA un détecteur à symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau. Pour les besoins de l'expérience INDRA-FAZIA E789, seules les couronnes 6 à 17 sont conservées (figures 1.1 et 1.2). On appelle couronnes à l'avant les couronnes 6 à 12 et couronnes à l'arrière les couronnes 13 à 17. INDRA assure ainsi la couverture angulaire de  $14^\circ$  à  $176^\circ$  en  $\theta$ . Jusqu'à la couronne 9 les télescopes possèdent deux étages de détection. Le premier est composé d'un semi-conducteur silicium (Si) et le second d'un cristal scintillant inorganique de Iodure de Césium dopé au thallium (CsI(Tl)). Les couronnes arrières, 10 à 17, ne possèdent que l'étage de CsI. En effet, seuls des éléments légers sont produits à l'arrière et ne nécessitent pas un montage à deux étages. Les couronnes ainsi conservées pour l'expérience E789 se déclinent en trois formats. Les couronnes 6 à 13 sont composées de 24 télescopes chacune. Les couronnes 14 et 15 comportent 16 télescopes. Les dernières couronnes, 16 et 17, possèdent 8 télescopes. INDRA ainsi monté totalise 240 télescopes, 96 détecteurs Si et 240 scintillateurs CsI. Lors des campagnes expérimentales précédentes (campagnes 1 à 7), les télescopes d'INDRA possédaient également des chambres d'ionisation (ChIo) comme premier étage. Dans le cadre de cette expérience, elles ont été retirées pour raison de fiabilité. La conséquence directe sur l'expérience E789 est la perte des identifications en charge des particules très peu énergétiques dans INDRA, ce qui signifie des seuils énergétiques d'identification plus hauts. Ces détecteurs ne sont pas nécessaires à

l'étude présentée dans ce mémoire. FAZIA est conçu dans le but d'éviter les problèmes d'identification et de fiabilité des détecteurs gazeux en permettant l'identification des noyaux dans le premier étage par une analyse en forme du signal. Ce qui permet d'abaisser les seuils énergétiques d'identification des noyaux détectés en utilisant des siliciums (voir chap.2.2.2 et 2.24).

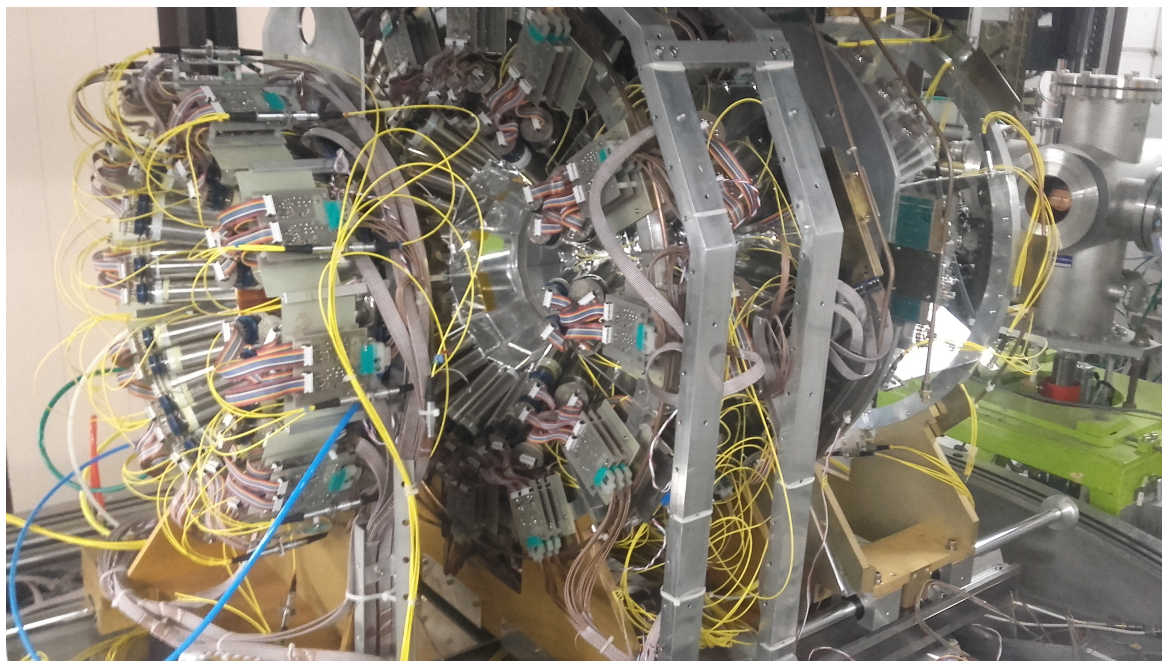


FIGURE 1.1 – Photographie du multi-détecteur INDRA dans sa configuration expérimentale E789, couronnes 6 à 17 en place.

### 1.2.2 Télescopes

La figure 1.3 représente un module de détection INDRA. Un module est un assemblage de 4 télescopes.

**Les siliciums.** Les Si composent le premier étage de détection des couronnes 6 à 9. Les siliciums des couronnes 6 et 7 ont une épaisseur de 150  $\mu\text{m}$ , ceux des couronnes 8 et 9 sont de 300  $\mu\text{m}$ . La mesure de l'énergie déposée par les ions dans ces détecteurs permet de les identifier en charge par la méthode  $\Delta E$ -E à l'aide de l'étage de CsI qui suit. Ils permettent ainsi d'identifier la charge jusqu'à  $Z=92$  et de distinguer les isotopes jusqu'au carbone. Les siliciums sont des détecteurs semi-conducteurs à jonction n-p. Il y existe une zone déplétée en charge contrôlée à l'aide d'un champ électrique de polarisation. Une particule incidente libère des charges (électron-trou) qui dérivent sous l'effet du champ électrique et cela induit un courant qui est collecté. Il y a proportionnalité entre l'amplitude des signaux électriques ainsi obtenus et l'énergie déposée. Les détecteurs Si possèdent une bonne résolution en énergie (entre 100 keV et 200 keV autour de l'énergie de Fermi [46]). Néanmoins pour les noyaux les plus chargés, une partie des paires chargées produites par l'énergie déposée peut être perdue à cause de l'écrantage

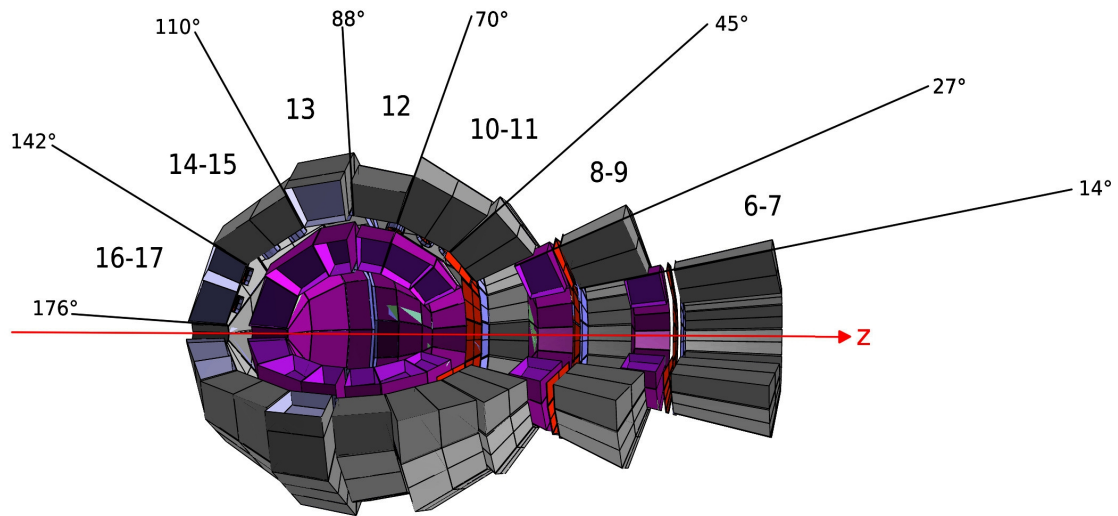


FIGURE 1.2 – Géométrie du multi-détecteur INDRA issue de [56]. L'axe Oz correspond à la direction du faisceau, la cible est située entre les couronnes 12 et 13. En rouge les Si, en gris les CsI et en violet l'ancien emplacement des Chambres d'Ionisations (ChIo), retirées et non nécessaires à cette expérience.

## Module INDRA

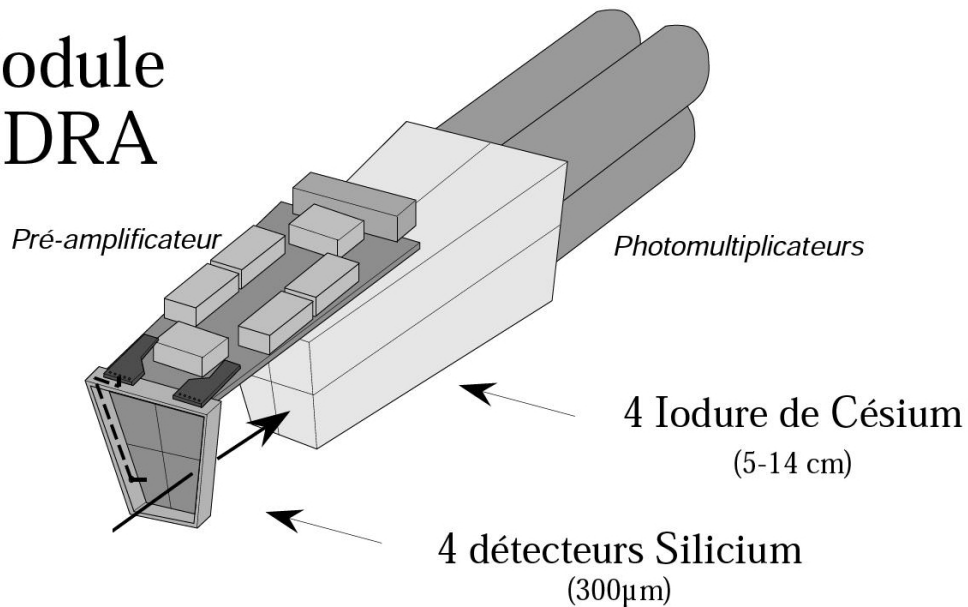


FIGURE 1.3 – Schéma d'un module regroupant 4 télescopes INDRA

local du champ électrique externe engendré par l'importante quantité de charges produites et localisées au niveau du pic de Bragg [58]. On s'attend alors à une non-linéarité potentielle de l'énergie mesurée dans les semi-conducteurs qu'il faut surtout prendre en compte pour les noyaux lourds. Un autre effet peut donner aussi une tendance similaire, c'est le défaut balistique, la perte d'amplitude du signal de sortie due aux temps finis de collecte des charges dans un détecteur et aux constantes de temps caractéristiques de l'amplificateur. La correction du défaut balistique est calculée lorsque le signal est numérisé.

**Les scintillateurs CsI.** Les particules légères rapides s'arrêtent pour la plupart dans les CsI d'INDRA. Ce sont des cristaux inorganiques allant de 5 cm d'épaisseur pour les couronnes arrières jusqu'à 10 cm pour les couronnes avant susceptibles d'arrêter des particules très énergétiques. Les CsI d'INDRA sont dopés au Thallium, créant des niveaux d'énergie disponibles entre la bande de valence et la bande de conduction. Une partie de l'énergie déposée par le passage d'une particule chargée dans le réseau cristallin permet d'extraire un électron de la bande de valence d'abord vers les états excités de l'atome de thallium puis celui-ci décroît vers son état fondamental, par émission spontanée de photons dans le visible : le cristal scintille. Il émet ainsi de la lumière convertie en courant électrique sur une photo-cathode par effet photoélectrique et amplifiée par cascade électronique entre les dynodes d'un photomultiplicateur (PM).

### 1.2.3 Electronique

L'électronique d'INDRA est une électronique analogique datant du début des années 90. Cette section en décrit le principe de fonctionnement, le lecteur en quête d'exhaustivité peut se référer aux articles suivants : [46],[52]. Cette électronique est en cours de remplacement (2021) mais elle était en place au moment de l'expérience E789 (2019). INDRA ne possède pas d'électronique embarquée, les préamplificateurs (PA) des Si (figure 1.4) et les PM des CsI représentent la seule partie de l'électronique présente dans la chambre à vide. La figure 1.5 représente une vue générale du fonctionnement de l'élec-

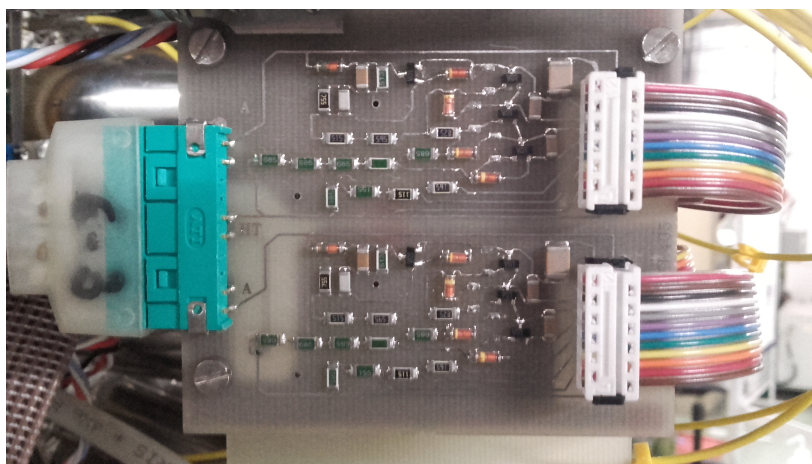


FIGURE 1.4 – Carte d'électronique de préamplification de Si d'INDRA.

tronique d'INDRA. Les signaux issus des détecteurs sont traités par deux électroniques séparées, une pour les Si et une pour les CsI(Tl).

Le signal du PA du Si est reçu par un amplificateur. Le signal analogique est ensuite converti en signal numérique par l'Analog To Digital Converter (ADC) qui produit un signal en petit gain qui permet de visualiser l'ensemble de la gamme en énergie et un signal en grand gain qui couvre un seizième de cette même gamme. L'amplificateur délivre un second signal à destination d'un discriminateur à fraction constante (Constant Fraction Discriminator : CFD). Ce dernier donne un instant de référence à un module déclencheur/marqueur de temps (figure 1.5). Un générateur d'impulsions permet de contrôler tout au long de l'expérience, à distance, la stabilité de la chaîne d'électronique à partir du PA. Le signal du PM du CsI(Tl) est transmis à un module comprenant un CFD et deux

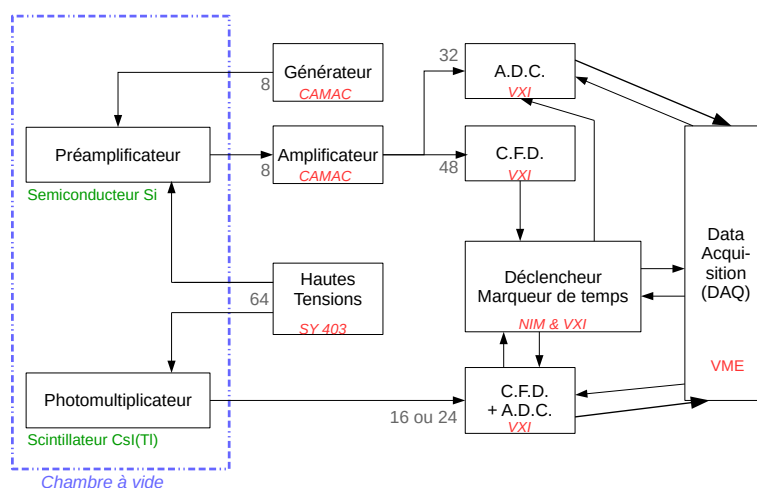


FIGURE 1.5 – Schéma des principales fonctions électroniques du multi-détecteur INDRA. En vert les détecteurs, en rouge les modules d'électronique, en gris le nombre de voies des modules utilisés.

intégrateurs pour la composante rapide et la composante lente du signal avec leurs générateurs de porte. Ces dernières sont respectivement larges de 400 ns et 1,5  $\mu$ s. Les signaux sont à la fois délivrés au déclencheur/marqueur de temps et convertis par un ADC pour être transmis à l'acquisition.

### 1.3 Le multi-détecteur FAZIA

En 2006, le projet de recherche et développement FAZIA est lancé afin de concevoir un nouveau multi-détecteur capable de mesurer la charge mais aussi la masse des particules jusqu'à  $Z=25$ . Cette partie présente le multi-détecteur de nouvelle génération FAZIA (figure 1.6), Forward A and Z Identification Array, issu de cette réflexion. Les motivations de son développement, ses caractéristiques techniques et son électronique sont présentées dans cette partie.

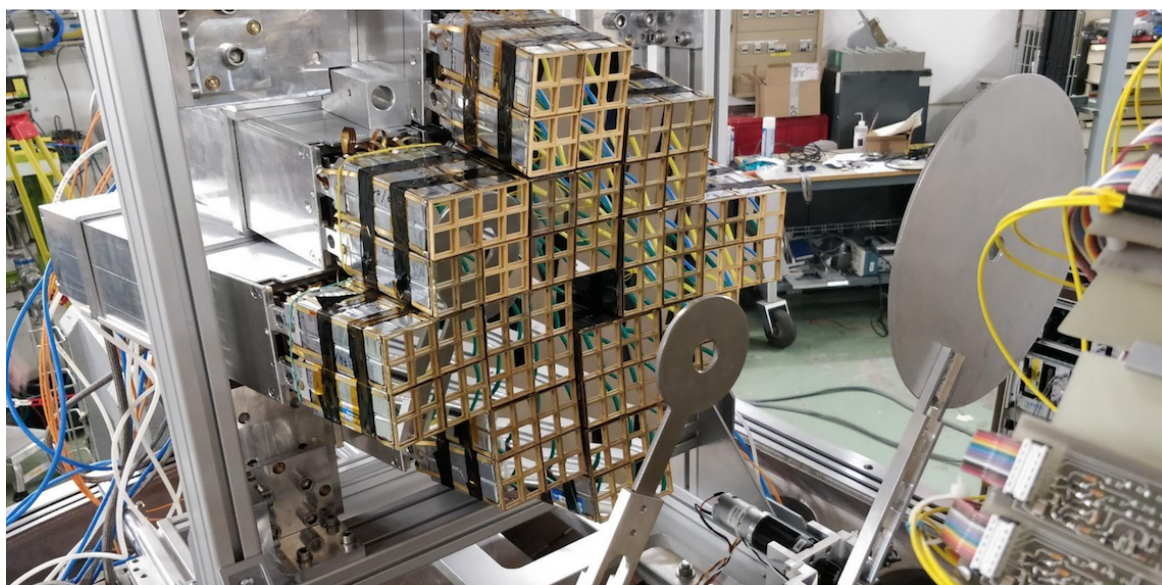


FIGURE 1.6 – 12 blocs montés du multi-détecteur FAZIA

### 1.3.1 Motivations expérimentales

Comme mentionné dans l'introduction de ce mémoire, les collisions nucléaires aux énergies de Fermi sont un outil majeur pour tenter de contraindre l'équation d'état de la matière nucléaire. Les multi-détecteurs couvrant presque la totalité de l'angle solide, ils détectent quasiment tous les produits de réaction. Les études sur le transport d'isospin en lien avec l'énergie de symétrie dans l'équation d'état de la matière nucléaire nécessitent une amélioration de la détection isotopique (identification en A et en Z des fragments produits dans la collision). La collision aux énergies du GANIL d'un projectile sur une cible fixe engendre une focalisation des fragments du projectile principalement vers l'avant du dispositif dans le référentiel du laboratoire. Il est donc nécessaire d'avoir un multi-détecteur capable d'identifier en masse aux angles avant jusqu'aux éléments de charge plus élevée. Ce multi-détecteur a été développé par la collaboration éponyme FAZIA et couvre principalement les angles avant dans le référentiel du laboratoire. Les propriétés dynamiques des noyaux produits lors de la réaction sont accessibles à travers une bonne résolution angulaire ( $< 2^\circ$ ) et une très bonne résolution relative en énergie ( $< 3\%$ ) [57].

### 1.3.2 Configuration géométrique

L'élément principal de détection de FAZIA est le bloc de 16 télescopes. Ceux-ci sont regroupés en 4 quartets, le tout connecté à une électronique embarquée protégée par un sarcophage en inox. Dans le cadre de l'expérience E789, FAZIA est composé pour la première fois de 12 blocs, couvrant les angles polaires avant de  $1,5^\circ$  à  $12,5^\circ$ . FAZIA compte ainsi 192 télescopes dont la nomenclature de dénomination est :

$$100 \times \text{bloc} + 10 \times \text{quartet} + 1 \times \text{télescope} \quad (1.1)$$

Ex. : le télescope 143 est le 3e télescope du dernier quartet du bloc 1. Dans la configuration E789 on dénombre les blocs et les quartets en sens horaire et en spirale à partir du centre (figure 1.7). Le bloc 0 est le bloc central du haut.

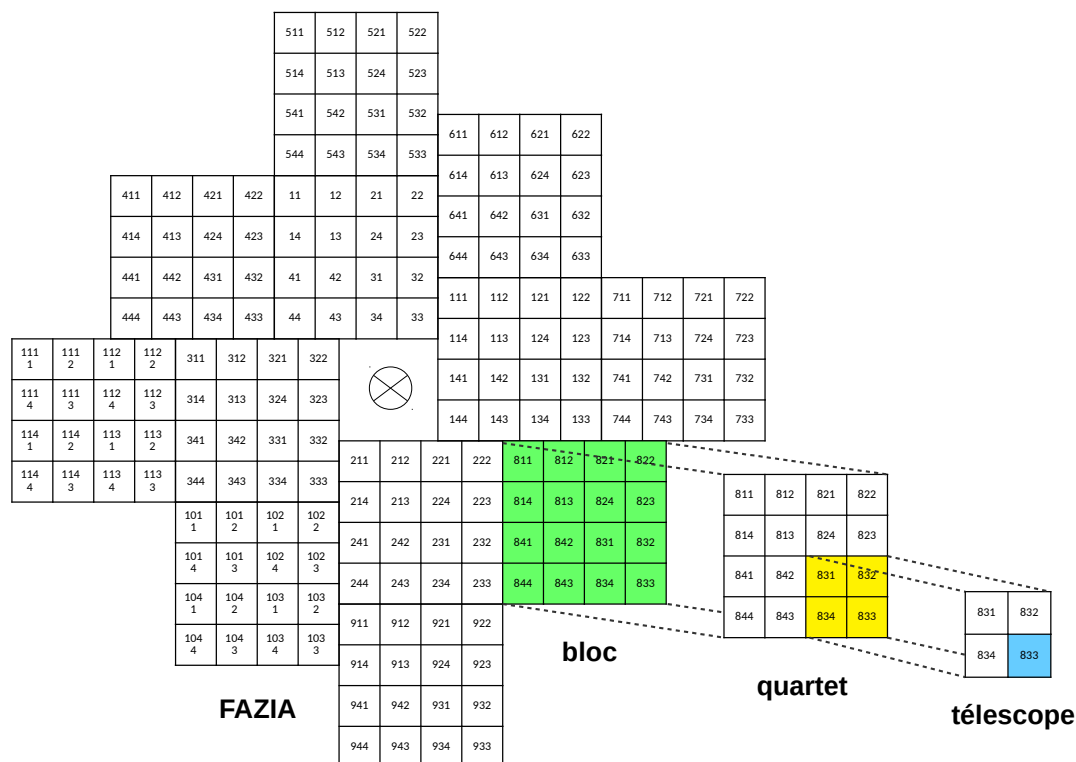


FIGURE 1.7 – Nomenclature des télescopes dans la configuration expérimentale E789, vue de face. La croix représente l’axe du faisceau.

### 1.3.3 Télescopes

Un télescope de FAZIA est composé de trois étages de détection (figure 1.8). Un premier étage de semi-conducteur silicium de 300  $\mu\text{m}$  (Si1), un deuxième étage de semi-conducteur silicium de 500  $\mu\text{m}$  (Si2) et un étage de scintillateur de iodure de césium dopé au thallium mesurant 10 cm (CsI). La fenêtre d’entrée des télescopes de FAZIA est de 20mm $\times$ 20mm tout étage de détection confondu. La taille réduite de ces fenêtres d’entrée, comparée à la surface des modules du multi-détecteur INDRA, pourvoit FAZIA d’une granularité angulaire plus importante, autorisant des analyses en corrélation plus précises. En revanche ce découpage en surfaces plus petites augmente le nombre d’intersections et donc de zones mortes du détecteur, contribuant à réduire légèrement l’efficacité géométrique.

**Semi-conducteurs Siliciums :** Mécaniquement, les siliciums de FAZIA sont soutenus par un cadre en zicral obtenu par électro-érosion par enfonçage afin de maîtriser avec précision son épaisseur et donc les zones mortes géométriques du multi-détecteur. Le

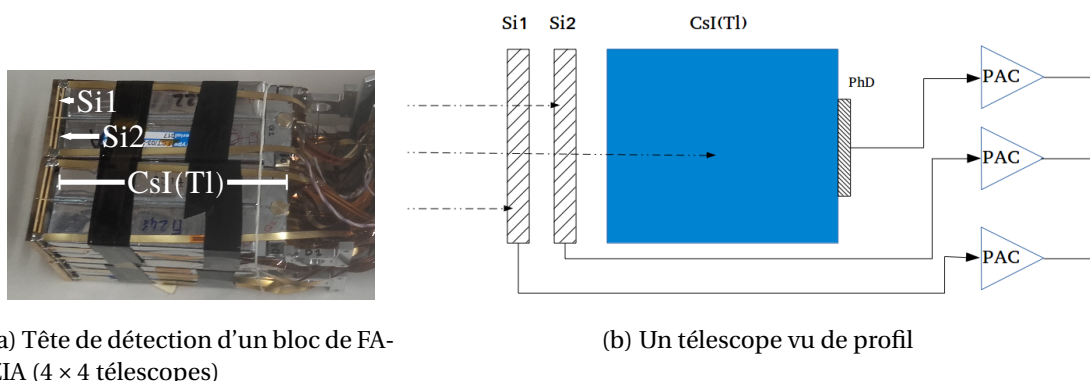


FIGURE 1.8 – Photographie d'une tête de détection et schéma présentant les différents étages de détection d'un télescope de FAZIA

zicral est un alliage de zinc et d'aluminium qui supporte sans détérioration cet usinage, il est léger et résistant. Les siliciums de FAZIA ont fait l'objet d'un développement particulier. Une grande homogénéité du dopage au phosphore a été atteinte grâce à la méthode de transmutation neutronique n-TD : *Neutron Transmutation Doping*. Cette méthode consiste à irradier de neutrons les lingots de silicium à proximité d'un réacteur nucléaire. Un phénomène de capture neutronique par certains noyaux de silicium se produit alors puis, par désintégration  $\beta^-$  le neutron supplémentaire est converti en proton : ces noyaux de siliciums deviennent alors des noyaux de phosphores ( $Z=15$ ) qui sont pentavalents (c'est un dopant du cristal).



Cette pentavalance autorise le piégeage d'un électron supplémentaire dans la bande de conduction susceptible de migrer dans le réseau cristallin, on parle de dopage n : les électrons sont les porteurs de charge majoritaires dans ce type de silicium. Cette méthode est bien meilleure que la méthode chimique classique pour obtenir une très bonne homogénéité du dopage. Une très faible variation de l'épaisseur du détecteur a également été obtenue. Ces deux critères permettent d'homogénéiser la matière traversée afin de standardiser au maximum le dépôt en énergie de particules identiques et les propriétés électriques du milieu. Cela permet de gagner en résolution isotopique. Les siliciums de FAZIA sont obtenus à partir de monocristaux. Ils ont une découpe inclinée de 7-8° par rapport à un des plans cristallins principaux afin de limiter les effets de canalisation de particules chargées incidentes entre les mailles du cristal sur son épaisseur. Ce phénomène peut modifier considérablement leur dépôt d'énergie et donc la réponse du détecteur pour une particule de même type ( $Z, A$ ) et même énergie. Cela augmente les fluctuations associées à leur détection. Les Si de FAZIA, comme ceux d'INDRA, sont polarisés en inverse. Les particules entrent côté champ faible de manière à abaisser les seuils de détection et avoir une forme du signal plus sensible à la nature de la particule détectée [47]. De plus, il y a sur les faces d'entrée et sortie des détecteurs, une électrode d'aluminiums de 30 nm d'épaisseur seulement pour réduire la résistance électrique et ainsi conserver les bonnes propriétés temporelles du signal et réduire le bruit électronique. Un tel montage autorise l'analyse en forme du signal pour une particule s'arrêtant dans le Si1. Les méthodes d'identification sont explicitées dans le 2e chapitre.



**Scintillateurs CsI(Tl) :** Les fenêtres d'entrée des CsI de FAZIA sont carrées. Les CsI sont longs de 10 cm, ils suffisent à arrêter quasiment toutes les particules produites lors des réactions nucléaires aux énergies du GANIL. A l'arrière des CsI de FAZIA, des photodiodes récupèrent le signal lumineux et le convertissent en signal électrique. Ce sont des semi-conducteurs intrinsèques entourés de deux zones dopées P et N (PIN). Les photodiodes ne nécessitent pas de champs forts et sont moins fragiles et encombrants que les PM. Ils ont un fonctionnement plus stable au cours du temps car moins sensibles aux variations de température. Par contre il n'y a pas d'amplification interne du signal électrique. Ces aspects pris en compte pour la mobilité et la modularité du multi-détecteur FAZIA ainsi que le désir évident de compacité et simplicité d'utilisation ont amené à les considérer comme une solution préférable.



FIGURE 1.9 – Quartet de FAZIA dont les deux premiers étages de Si ont été démontés. Seuls les CsI sont apparents.

### 1.3.4 Electronique et acquisition

L'électronique, en particulier l'électronique de la chaîne d'acquisition est d'une importance capitale dans la qualité, la compréhension et l'analyse de signaux issus de la détection. De manière générale, un multi-détecteur nécessite un système de commandes et contrôles pour avoir un traitement coordonné des ordres et signaux de ses différents détecteurs et par extension de ses différents télescopes. L'électronique du multi-détecteur FAZIA est le résultat d'un travail de recherche et développement afin d'obtenir un détecteur modulable, transportable avec un traitement rapide et numérique du signal adapté aux différentes analyses envisagées. Cette partie du document présente l'électronique du multi-détecteur FAZIA à différentes échelles : télescope, bloc et ensemble des blocs en s'appuyant sur les travaux suivants [48, 57, 59]. Le couplage électronique avec le multi-détecteur INDRA est abordé dans une partie ultérieure.

#### Les cartes *Front-End Electronic (FEE)*

Les cartes *FEE* ou *Front-End Electronics cards* assurent la commande et le contrôle des télescopes et traitent leurs signaux. Une carte *FEE* a en charge deux télescopes, soit

six détecteurs. Huit cartes *FEE* numérotées de 0 à 7 sont donc nécessaires au fonctionnement d'un bloc. Une carte *FEE* est divisée en trois parties présentées sur la figure 1.10 et détaillées dans les paragraphes suivants. La ligne de base d'un détecteur correspond au courant délivré par ce détecteur en l'absence de signal physique et de bruit. Les *Analog to Digital Converters* (ADC) étant directement connectés à des processeurs *Field-Programmable Gate Array* (FPGA), le niveau de la ligne de base peut être contrôlé à distance par l'utilisateur, au moyen du *slow control*, à tout moment.

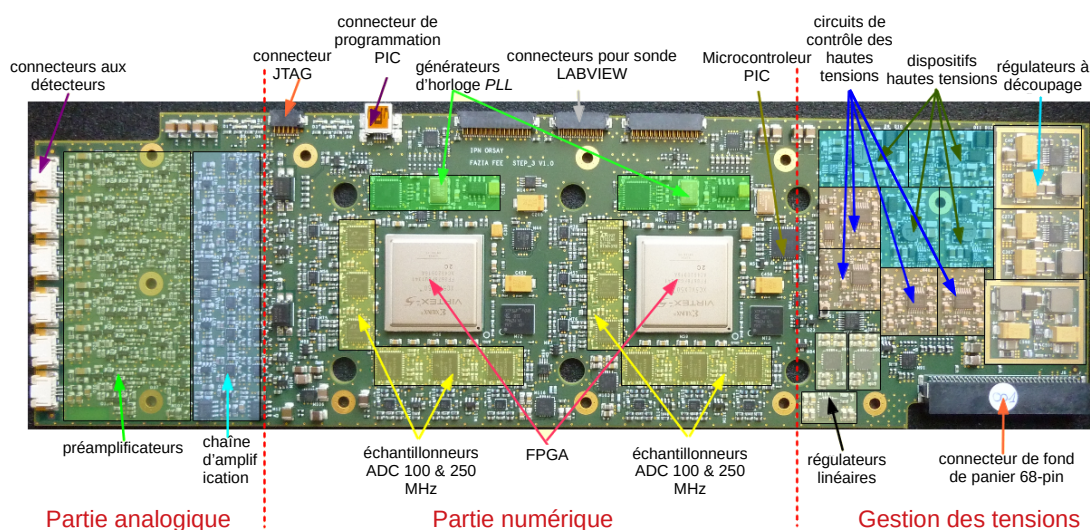


FIGURE 1.10 – Carte FEE embarquée de FAZIA et ses différents composants.

**Partie analogique.** La partie analogique comporte six préamplificateurs de charge (PAC), un par détecteur. Ils sont placés en sortie des connecteurs des détecteurs. Après les préamplificateurs et leurs capacités, le circuit analogique se divise pour avoir différentes voies, donc plusieurs signaux, par détecteur. Pour le Si1, Le premier signal est atténué d'un facteur 4, le deuxième est amplifié d'un facteur 4 et le troisième est dérivé par rapport au temps pour avoir un signal de courant. Ils sont notés respectivement QH1 (*high range*, petit gain), QL1 (*low range*, grand gain) et I1. Le signal du Si2 quant à lui est divisé en deux, le premier est diminué d'un facteur 4 et le second est dérivé par rapport au temps afin d'obtenir le signal de courant. Ils sont respectivement notés Q2 et I2. Pour finir, le signal du CsI est atténué d'un facteur 4 et noté Q3. Les six signaux QL1, QH1, I1, Q2, I2 et Q3 passent ensuite un filtre anti-aliasing afin de supprimer le bruit électronique (fréquences parasites) avant d'être échantillonnés par l'ADC. Un filtre anti-aliasing est un filtre analogique passe-bas qui élimine tous les signaux de fréquences inférieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage. Cette fréquence d'échantillonnage est déterminée par le théorème de Shannon : elle doit être supérieur au double de la fréquence du signal échantillonné afin que ce dernier, une fois numérisé, ne soit pas déformé. QL1, I1

et I2 sont échantillonnés à 250 MHz, QH1, Q2 et Q3 à 100 MHz. Sur les FEE se trouve également un générateur d'impulsions carrées permettant de tester la réponse de la chaîne d'acquisition. Il est accessible en *slow control* via un micro-contrôleur PIC (*Peripheral Interface Controller*).

**Partie numérique.** Les douze ADC sont lus par les deux processeurs FPGA. Les six signaux issus du premier télescope sont pris en charge par le FPGA **A**, les six signaux issus du second télescope sont pris en charge par le FPGA **B**. Les FPGA calculent en temps réel les signaux (énergie en canaux) et effectuent un filtrage numérique trapézoïdal pour éviter le déficit balistique des signaux les plus lents et générer ainsi les déclencheurs locaux. Ils formatent également les données et les transmettent à l'acquisition. D'un point de vue mécanique les FPGA sont protégées par une plaque de protection et de dissipation en aluminium.

Le microcontrôleur PIC est compris dans la partie numérique. Il peut accepter et exécuter les commandes reçues par le *slow control* mais aussi écrire et lire les registres du FPGA via le protocole *Serial Peripheral Interface* (SPI). Comme mentionné dans le paragraphe précédent, le PIC contrôle l'amplitude du générateur d'impulsions. Mais il contrôle aussi les hautes tensions et lit le courant passant à travers les Si. Lorsque ce courant augmente, le PIC augmente les hautes tensions des siliciums pour compenser la chute de tension et maintenir la déplétion du détecteur. Cette fonction permet de conserver une bonne uniformité du signal au cours du temps afin de procéder à l'analyse en forme, décrite ultérieurement. Le PIC lit également les températures mesurées par les différents capteurs intégrés aux points clefs de la carte FEE (voir paragraphe 1.4.2).

Les cartes FEE reçoivent l'horloge synchronisée de la *Block Card* (voire **Les cartes de fond de panier**). Cette horloge est synchronisée à l'aide d'un cristal oscillateur à quartz (VCXO) connecté à une boucle à phase asservie, *Phase Locked Loop* (PLL).

**Génération des tensions.** Cette partie est située à l'arrière de la carte FEE, près du connecteur de fond de panier, elle est couverte par une plaque de protection et de dissipation. La source des basses tensions comprend quatre convertisseurs à découpage et plus de vingt régulateurs linéaires servant à convertir, réguler et distribuer la tension dans les cartes FEE. Quatre dispositifs de haute tension sont aussi intégrés à la carte. Les hautes tensions sont générées à partir d'une tension d'entrée classique de 5,5V, elles polarisent les Si des deux télescopes. Les hautes tensions sont converties à l'aide d'un régulateur à découpage et d'un transformateur. La tension générée pour le Si1 est comprise entre 0 et 300 V, à 0,1 V près. La tension nominale est de 140 V. Pour le Si2, la tension est comprise entre 0 et 400 V, à 0,1 V près. La tension nominale des Si2 est de 290 V. Les hautes tensions sont contrôlées à distance via le microcontrôleur PIC comme mentionné dans le paragraphe précédent.

**Connecteur 68-pins.** Le connecteur de fond de panier permet les échanges entre la carte FEE et la *Block Card* (BC). Il transmet la tension de polarisation des photodiodes des CsI. C'est également à travers lui que l'horloge de synchronisation est distribuée à la carte FEE. Chaque carte FEE est reliée par trois bus de 400 Mb/s à la BC. Deux bus allant de la carte FEE à la BC et un allant de la BC à la carte FEE.

La figure 1.11 résume le fonctionnement d'une carte FEE.

### Les cartes de fond de panier

Le reste de l'électronique embarquée dans le sarcophage comprend trois cartes de fond de panier. Elles se situent à l'arrière du bloc, derrière les carte FEE.

**La Block Card.** La tâche principale de la BC est de centraliser les données venant des cartes FEE et de reconstruire un événement partiel, pour cela elle possède son propre FPGA (figure 1.12). Elle envoie aux cartes FEE le signal de validation, le rythme de l'horloge externe et les commandes de *slow control*. Toutes les communications avec les cartes FEE passent par le connecteur de fond de panier. La communication avec l'extérieur du bloc, quant à elle, passe par une fibre optique à 3 Gb/s. La BC possède pour cela un *Small Form-factor Pluggable* (SFP), c'est un émetteur-récepteur qui assure la conversion entre le signal optique de la fibre et le signal électronique de la BC. Le FPGA de la BC trie les communications et les données et récupère un paquet spécial de la fibre pour produire un signal d'horloge à l'aide de son propre cristal VCXO et d'un PLL. La BC possède également une fiche micro-SD pouvant accueillir une carte mémoire uniquement destinée à recevoir dans un fichier le numéro de bloc (block ID) en hexadécimal. De cette façon le numéro attribué au bloc est aisément commutable si le bloc doit être échangé ou retiré pour maintenance. Seul le numéro de bloc distingue un bloc d'un autre lors d'une commande en *slow control*. En l'absence de carte lisible, le numéro de bloc par défaut est 0.

**La carte half-bridge.** La carte half-bridge est reliée au câble 48 V DC alimentant l'ensemble du bloc. Elle convertit la tension de 48 V en une tension de 22 V destinée à la carte *Power Supply* (PS) et une tension de 5,5 V qui alimente parallèlement la BC et les huit cartes FEE.

**La carte Power Supply.** La carte PS, à son tour, génère des tensions de 13 V, 9 V et 6 V qu'elle distribue aux cartes FEE et à la BC.

### La Regional Board

La *Regional Board* (RB) est la seule électronique de FAZIA située en dehors de la chambre à vide. C'est une carte de bus informatiques VME (figure 1.14). Elle possède son propre FPGA et son rôle est de lire les données des BC pour former un événement complet. La RB analyse et valide le déclenchement des blocs, elle transmet les commandes de *slow control* des ordinateurs et communique avec les serveurs d'acquisition au besoin. La RB peut communiquer avec 36 blocs simultanément. Elle possède également six connecteurs spéciaux pour le contrôle des blocs. Une paire de ces connecteurs peut contrôler 12 blocs entrées/sorties. Trois connecteurs SFP font le lien avec l'acquisition et éventuellement d'autres RB dans une configuration supérieure à 36 blocs. Enfin, quatre connecteurs LEMO sont disponibles pour le couplage avec le déclenchement d'un autre

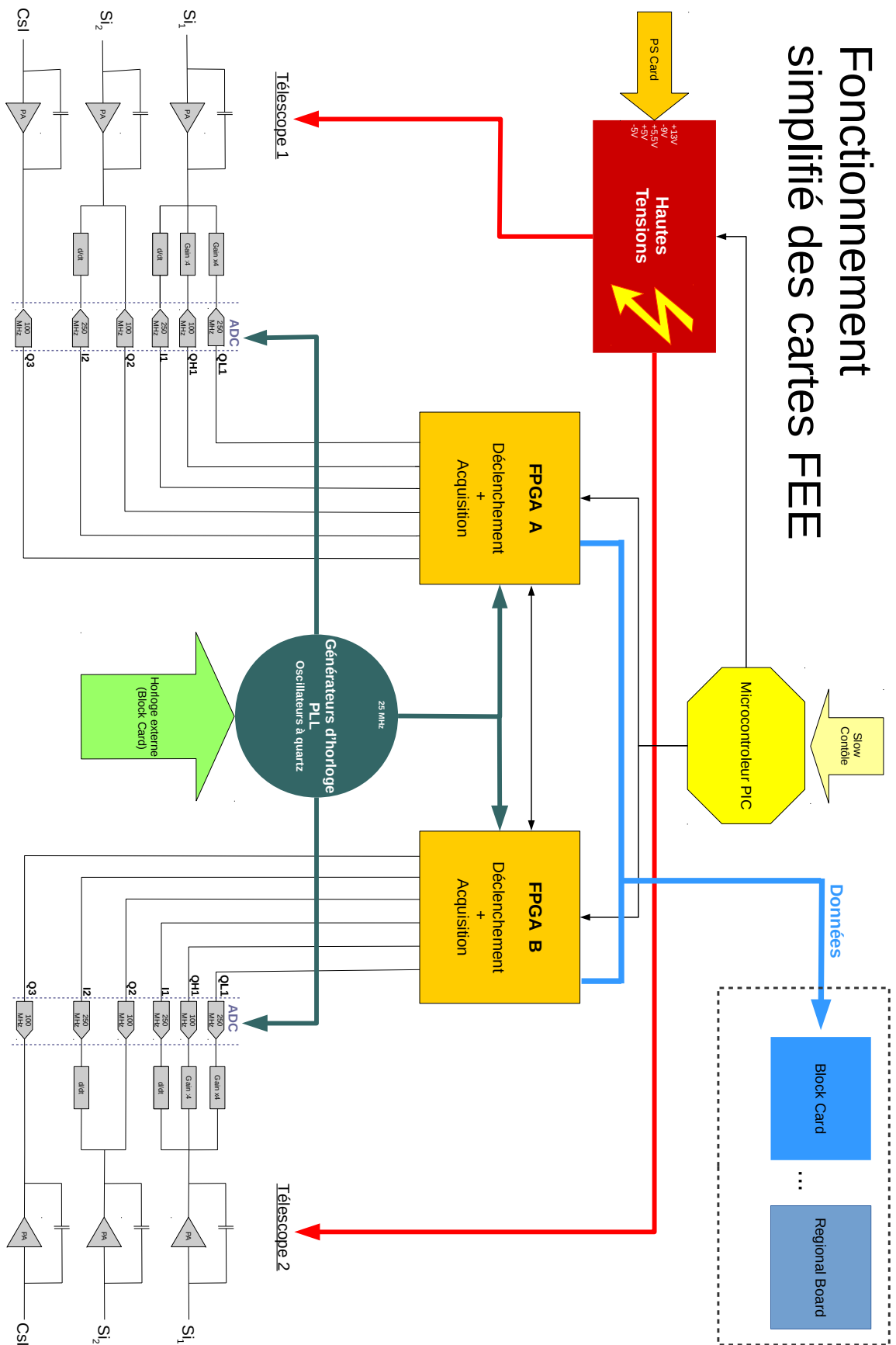


FIGURE 1.11 – Schéma simplifié expliquant le fonctionnement d'une carte électronique FEE à partir des détecteurs.

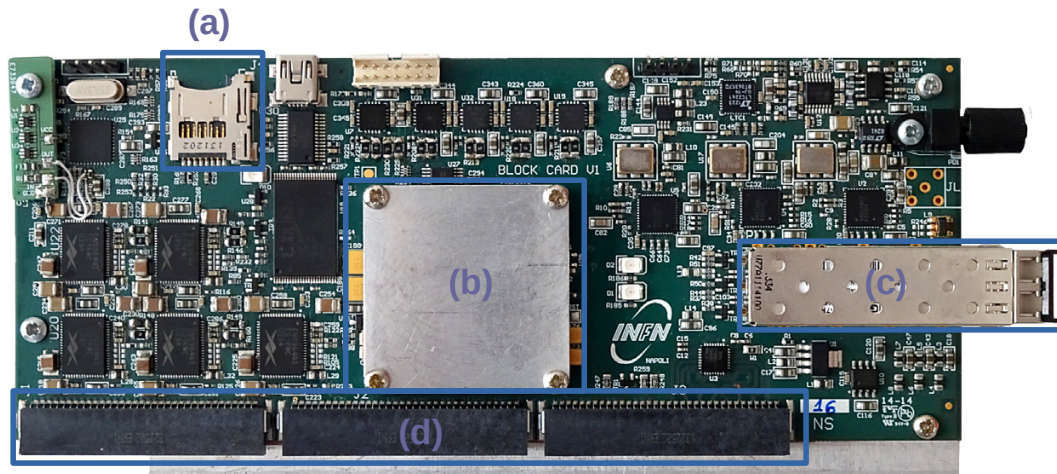


FIGURE 1.12 – *Block Card* de FAZIA. (a) Fiche pour la carte micro-SD, (b) FPGA sous protection, (c) connecteurs SFP, (d) connecteur de fond de panier.

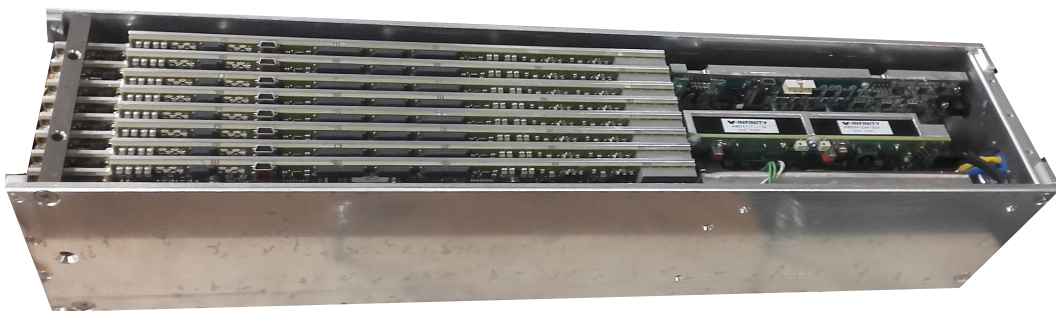


FIGURE 1.13 – Electronique d'un bloc montée dans son sarcophage. *A gauche* les huit cartes FEE. *A droite* les trois cartes de fond de panier.

détecteur comme INDRA : *Trigger In*, *Trigger Out*, *Veto In*, *Veto Out*. C'est la RB qui génère l'horloge primaire à l'aide de deux oscillateurs cristallins connectés au FPGA et qui la distribue aux BC pour la synchronisation des blocs ensembles.

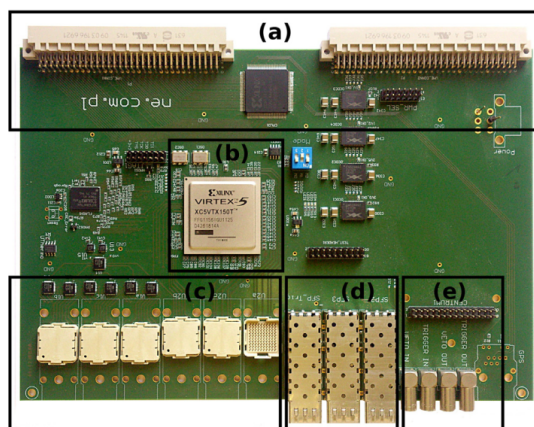


FIGURE 1.14 – *Regional Board* de FAZIA. (a) connecteurs VME, (b) FPGA, (c) connecteurs spéciaux pour la communication des blocs, (d) connecteurs SFP, (e) connecteurs LEMO et port du module CENTRUM

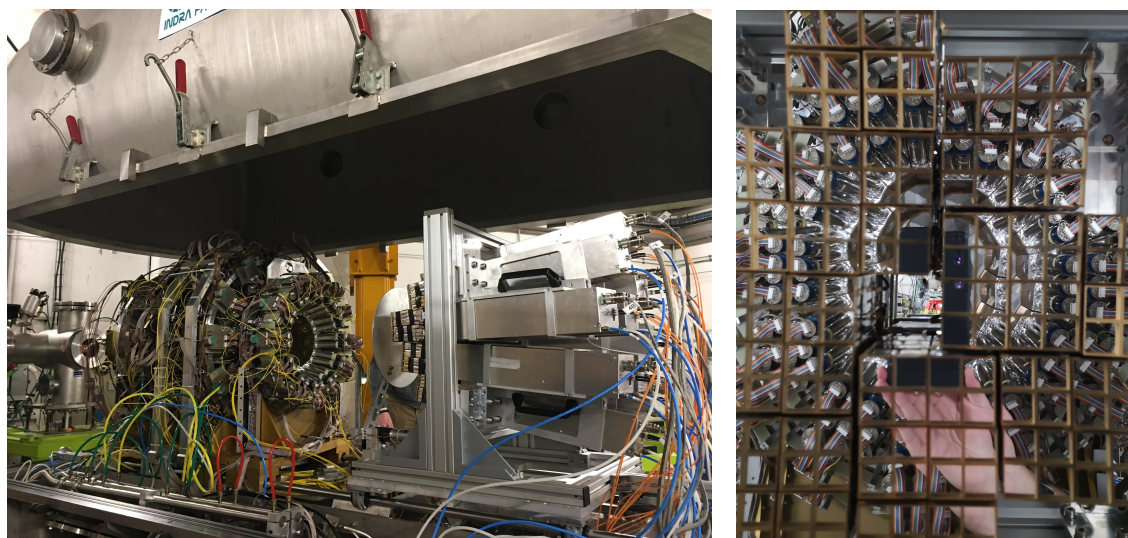
## 1.4 Couplage des détecteurs

Cette partie décrit les aspects mécaniques et électroniques du couplage des multi-détecteurs INDRA-FAZIA pour la première expérience les utilisant conjointement, l'expérience E789 au GANIL tels que présentés sur les photographies de la figure 1.15.

### 1.4.1 Géométrie

L'option retenue par la collaboration est de positionner les douze blocs de FAZIA aux angles à l'avant du centre de masse de la collision. FAZIA couvre ainsi les angles polaires allant de  $1,5^\circ$  à  $12,5^\circ$  dans le référentiel du laboratoire. Les couronnes six à dix-sept d'INDRA complètent quasi intégralement la couverture spatiale, avec un domaine angulaire de  $14^\circ$  à  $176^\circ$  (figure 1.16). Le dispositif au complet couvre quatre-vingts pour cent de l'angle solide. Cette configuration autorise l'identification en masse des fragments émis à l'avant du centre de masse de la réaction et donc appartenant préférentiellement au Quasi-Projectile (QP) comme le montre la figure 1.17.

FAZIA est placé à 100 cm de la cible à la place des couronnes 1 à 5 d'INDRA, il est supporté mécaniquement par quatre triplets en aluminium enserrant les sarcophages eux-mêmes rattachés à un cadre mécanique (figure 1.18). Comme son nom l'indique, un triplet supporte trois blocs ajustés en profondeur à l'aide de vis dans les angles. Les trois blocs sont préalablement assemblés sur le triplet. Un bloc pèse approximativement 15 kg



(a) Les 12 blocs de FAZIA à droite en configuration "mur" faisant face aux 12 couronnes d'INDRA à gauche. Le tout dans la chambre à vide d'INDRA. (b) Vue de face de FAZIA, les siliciums reflètent les PM des couronnes 6-7 d'INDRA qui leur font face.

FIGURE 1.15 – Photographies du couplage INDRA-FAZIA

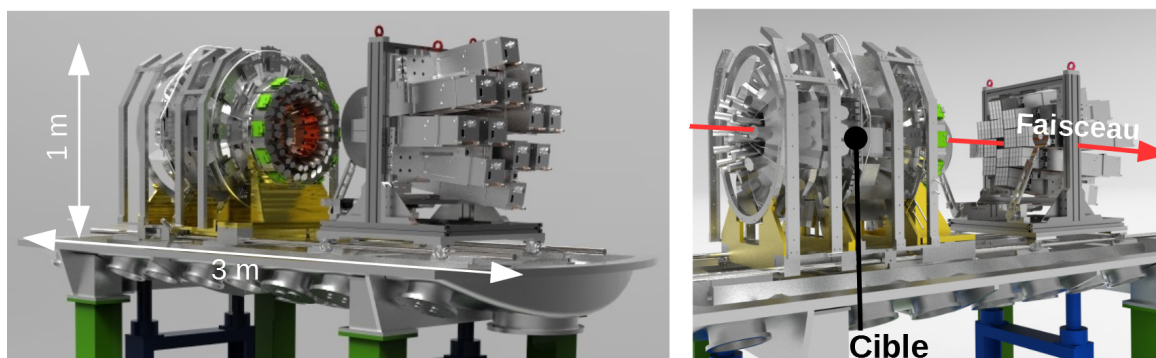


FIGURE 1.16 – Disposition dans la chambre des couronnes 6 à 17 d'INDRA à gauche de l'image et des 12 blocs de FAZIA à droite.

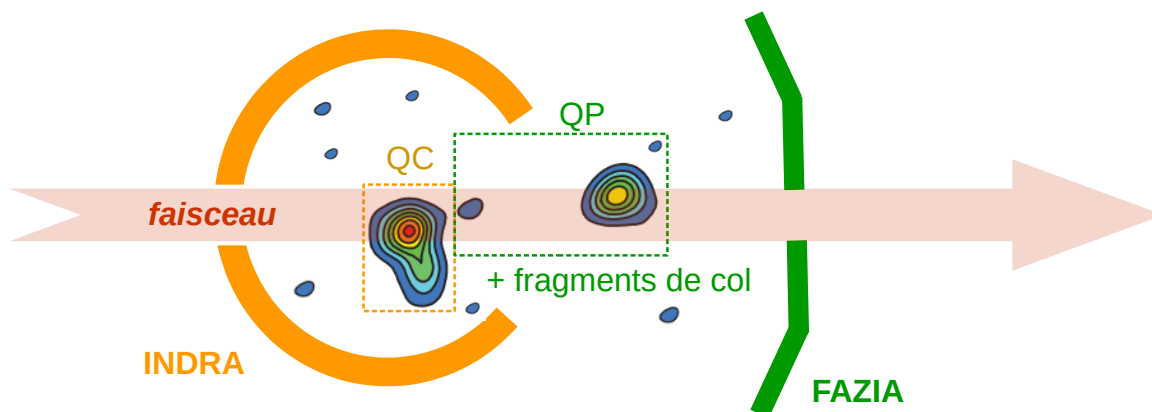


FIGURE 1.17 – Schéma du dispositif vu de profil, après collision et fragmentation, avant détection



et mesure  $70 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ . Dans l'enceinte de la chambre à vide le triplet est déplacé à l'aide d'une grue et guidé manuellement jusqu'à ajustement et fixation au cadre.

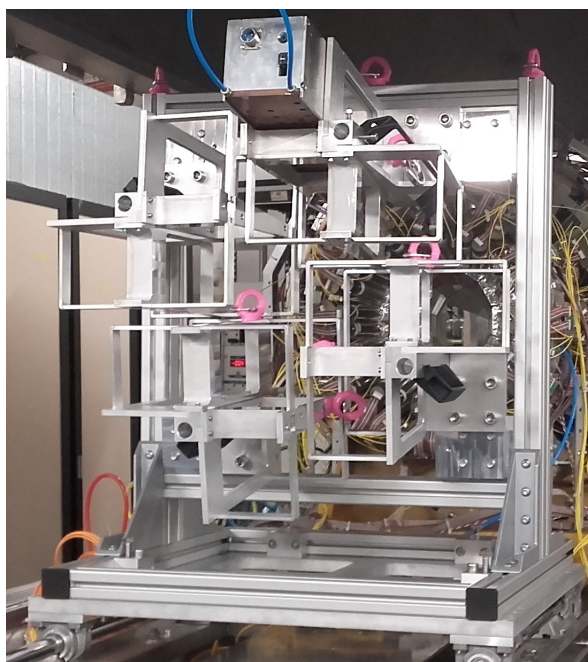


FIGURE 1.18 – Support mécanique de FAZIA, quatre triplets montés sur un cadre

## 1.4.2 Vide et Refroidissement

FAZIA a été installé dans la chambre à vide d'INDRA (figure 1.19). Cette chambre cylindrique mesure  $3\text{m} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$ . Le vide est réalisé dans cette chambre à l'aide d'une pompe primaire assistée d'une pompe turbo. Passé un seuil de  $32^\circ\text{K}$  et de  $1.10^{-5}\text{mbar}$  une pompe cryogénique est enclenchée et permet d'atteindre une qualité de vide de  $7.10^{-7}\text{mbar}$  après six heures de pompage. Lorsque le dispositif est allumé et sous faisceau, l'électronique chauffe jusqu'à une température pouvant atteindre  $70^\circ\text{C}$  sur les cartes FEE de FAZIA. Se produit alors un phénomène de dégazage dû à la colle, aux résines utilisées pour le contact thermique et aux gaz présents dans les diverses porosités des matériaux employés. La qualité du vide se détériore mais est stabilisée à  $10^{-6}\text{mbar}$ .

De cette chambre sortent par des brides DN160 les câbles des signaux issus des CsI et des Si d'INDRA, les hautes tensions ainsi que les circuits de refroidissement d'INDRA et de FAZIA. Le puissance consommée par une carte FEE avoisine 29 W. Sous vide le refroidissement des cartes d'électronique est assuré par contact thermique avec des plaques de cuivre de 8 mm d'épaisseur dans lesquelles circule un mélange d'eau et d'alcool à hauteur de dix pour cent (figure 1.20). Sur ces plaques sont vissées les cartes d'électronique de FAZIA. La conduction de chaleur entre la plaque et la carte est assurée par de la pâte thermique. La plaque de cuivre a été conçue pour distribuer efficacement le flux de liquide dans toute sa surface en prenant en compte les 101 trous nécessaires aux vis de fixation. A l'origine la plaque possédait deux tuyaux longitudinaux d'entrée-sortie de chaque côté de la plaque. Huit trous transversaux ont été percés pour les relier, ils sont



FIGURE 1.19 – Chambre à vide avec enceinte en place. Vue de profil avec les brides de sortie.

de diamètres différents afin d'homogénéiser le débit jusqu'au fond de la plaque. La température du refroidisseur est fixée à une valeur consigne de  $13^{\circ}$ . Ce dernier achemine le liquide de refroidissement par des tuyaux passant par les souterrains du GANIL jusqu'à une *clarinette* figure 1.21. De cette dernière sortent une douzaine de paires de tuyaux, avec robinets nominatifs, répartissant l'eau dans les plaques de cuivres des blocs de FAZIA nécessaires à son refroidissement. Par convention les tuyaux d'entrée sont bleus et ceux de sortie blancs. Ils sont gainés pour les isoler du réchauffement ambiant et limiter la condensation. Il existe une sécurité manuelle pour éviter les surpressions lors de la mise en route du dispositif de refroidissement.

### 1.4.3 Architecture des acquisitions

Comme mentionné précédemment, la RB est conçue pour permettre le couplage de FAZIA à d'autres détecteurs dont INDRA dans le cas de l'expérience E789 au GANIL. Le couplage est effectué à plusieurs niveaux. Le premier niveau de couplage est le déclenchement pour assurer un temps mort commun entre FAZIA et INDRA. Les déclenchements et les vetos sont interconnectés, via les connecteurs LEMO de la RB de FAZIA. Le deuxième niveau de couplage réside dans la génération d'un marqueur de temps (*timestamp*) commun à l'aide du module *CENTRUM* qui est connecté aux deux électroniques INDRA et FAZIA. Quand FAZIA envoie un signal de validation pour un événement, il envoie aussi une requête de marqueur temporel au module *CENTRUM* qui retourne un marqueur de temps, un numéro d'événement et un signal de validation. Cette dernière est utilisée pour vérifier que le message n'est pas altéré. Un paquet similaire est envoyé à INDRA quand il en fait la demande. De son côté, la RB de FAZIA intègre le numéro et le marqueur temporel à son événement avant de le transférer à l'acquisition. Le dernier

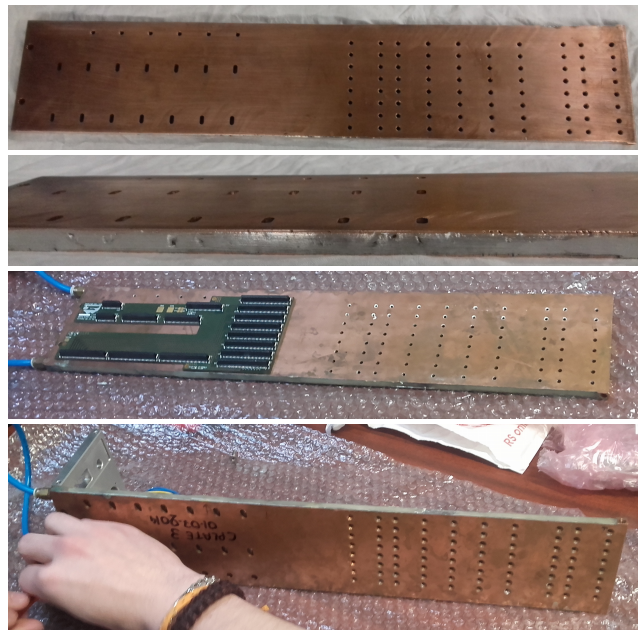
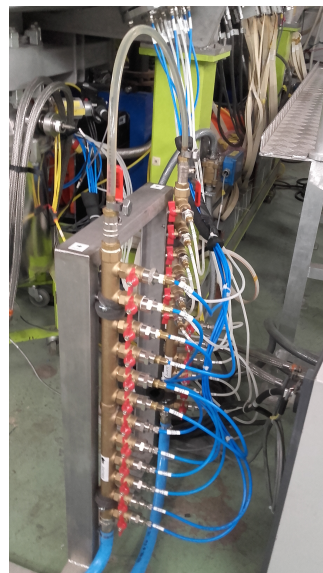


FIGURE 1.20 – Plaque de refroidissement en cuivre. *De haut en bas*, vue du dessus, côtés abrasés à l'aluminium, mise en place des connecteurs accueillant les cartes de fond de panier, assemblage du sarcophage.



(a) Refroidisseur de FAZIA relié via les souterrains à la clarinette dans la salle d'expérience D5



(b) *Clarinette* de FAZIA servant à répartir le liquide de refroidissement dans les plaques de cuivre des différents blocs

FIGURE 1.21 – Refroidissement de FAZIA

niveau de couplage est l'intervention de NARVAL. NARVAL est un système d'acquisition développé à l'origine par l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Il reçoit les données des acquisitions d'INDRA et FAZIA et fusionne les événements dont les marqueurs de temps sont proches. La différence de temps est définie selon la réaction nucléaire étudiée et la fenêtre de coïncidence. NARVAL donc, génère les événements globaux.

### Acquisition de FAZIA

Le programme d'acquisition des données appelé *Data Acquisition* (DAQ) de FAZIA est parallélisé et réparti sur différents ordinateurs. Il est écrit en C++ et composé de différentes classes, les modules DAQ. Les *FzReaders* lisent les données brutes de la *Regional Board* (RB) et les transfèrent aux *FzParsers*. Les *FzParsers*, pouvant travailler en parallèle comme les *FzReader*, analysent, valident et formatent chaque événement. Chaque événement validé est envoyé au *FzWriter*. Le *FzWriter* enregistre les données dans des fichiers et des répertoires. Dans le même temps il permet l'analyse en ligne à l'aide des outils de visualisation externe des données. Les *FzNodeManagers* supervisent localement les trois modules évoqués précédemment pour chaque DAQ déployée sur un ordinateur. Il rapporte le statut des modules au *FzController* et reçoit les commandes de gestion des modules. Pour finir, le *FzController* supervise globalement les *FzNodeManagers* et prend les commandes de la DAQ de FAZIA pour le contrôle des runs. Les événements reconstruits par la DAQ de FAZIA sont ensuite envoyés à NARVAL qui les fait fusionner avec les événements de la DAQ d'INDRA pour obtenir l'événement global.

#### 1.4.4 Slow control

Durant l'acquisition il est nécessaire de contrôler régulièrement une liste de paramètres afin de veiller à la fois au bon déroulement de l'expérience mais également à ne pas compromettre l'intégrité du dispositif. Ces paramètres sont : la température des cartes front-end, la qualité du vide, le taux de comptage et une désynchronisation éventuelle des télescopes de FAZIA, la multiplicité des événements dans INDRA, l'intensité et le centrage du faisceau. Pour cela différents logiciels de surveillance ont été développés par la collaboration. Le *fazia-scaler* permet de vérifier en temps réel le nombre de coups intégré sur 1, 2, 5 ou 10 secondes dans chaque télescope ainsi que le taux de comptage (figure 1.22). Les problèmes pouvant survenir sont une absence de comptage total pour l'ensemble des télescopes d'un quartet voire d'un bloc, dans ce cas le plus souvent une resynchronisation des *block cards* avec la *regional board* est effectuée automatiquement. Dans le cas contraire elle est faite manuellement en vidant les mémoires *FIFO* des FPGA des cartes FEE et en relançant les horloges. Également le taux de comptage de certains détecteurs peut connaître une hausse importante : un bruit électronique apparaît pour différentes raisons et augmente le nombre de déclenchements. Pour le multidétecteur INDRA il peut résulter d'un échauffement du PM dû à une augmentation du flux d'électrons entre les dynodes engendré par une instabilité de la haute tension qui varie sur le PM (faux contact ou défaillance électronique). Concernant les deux multidétecteurs le bruit électronique peut venir de la détérioration du Si engendrant un courant de fuite plus grand et l'échauffement du détecteur. Le plus courant dans le cadre de cette expérience reste le faux contact générant un bruit électronique sur le signal de sortie d'un

détecteur. Le signal dépasse ainsi le seuil de déclenchement fixé sur l'amplitude, engendrant artificiellement une forte augmentation des déclenchements, il faut alors augmenter le seuil ou à défaut se passer du détecteur si le bruit est trop important.

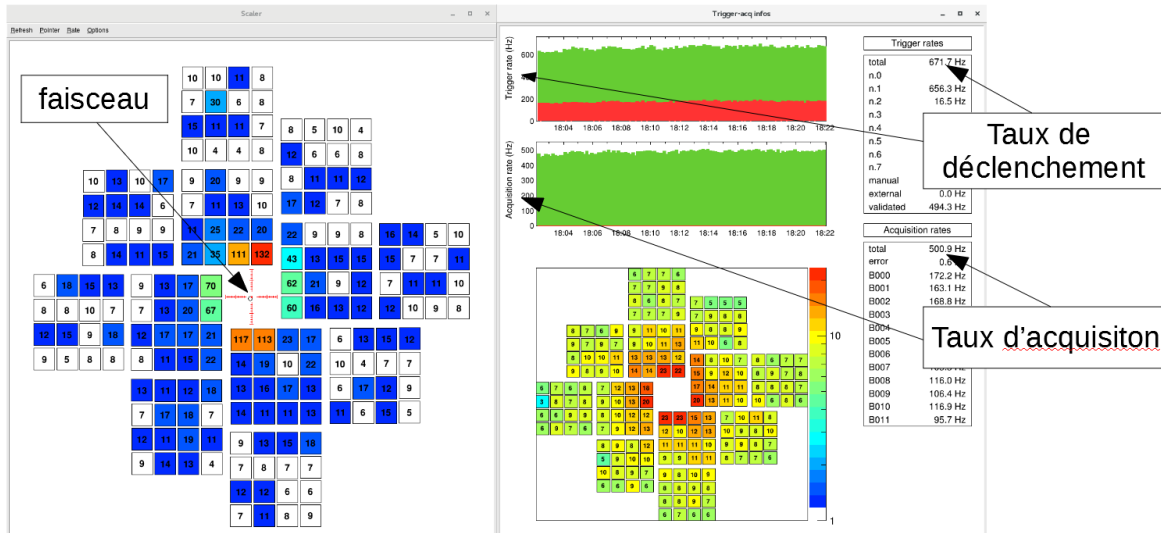


FIGURE 1.22 – *fazia-scaler* : échelles de comptage de FAZIA.

On peut également vérifier le nombre de particules comptées par l'ensemble du dispositif sur la durée de l'acquisition pour s'apercevoir à plus long terme d'éventuels détecteurs défectueux non-déjà répertoriés. C'est le rôle de l'*indra-scaler* (figure 1.23). Sur cette figure on voit quelques détecteurs dysfonctionnels connus d'INDRA au moment de l'expérience. L'*indra-scaler* permet également de vérifier un paramètre important du couplage INDRA-FAZIA, la somme des particules détectées dans une même fenêtre de temps par les deux multidétecteurs. Elle doit correspondre à la multiplicité totale acquise et enregistrée par le dispositif dans cette même fenêtre.

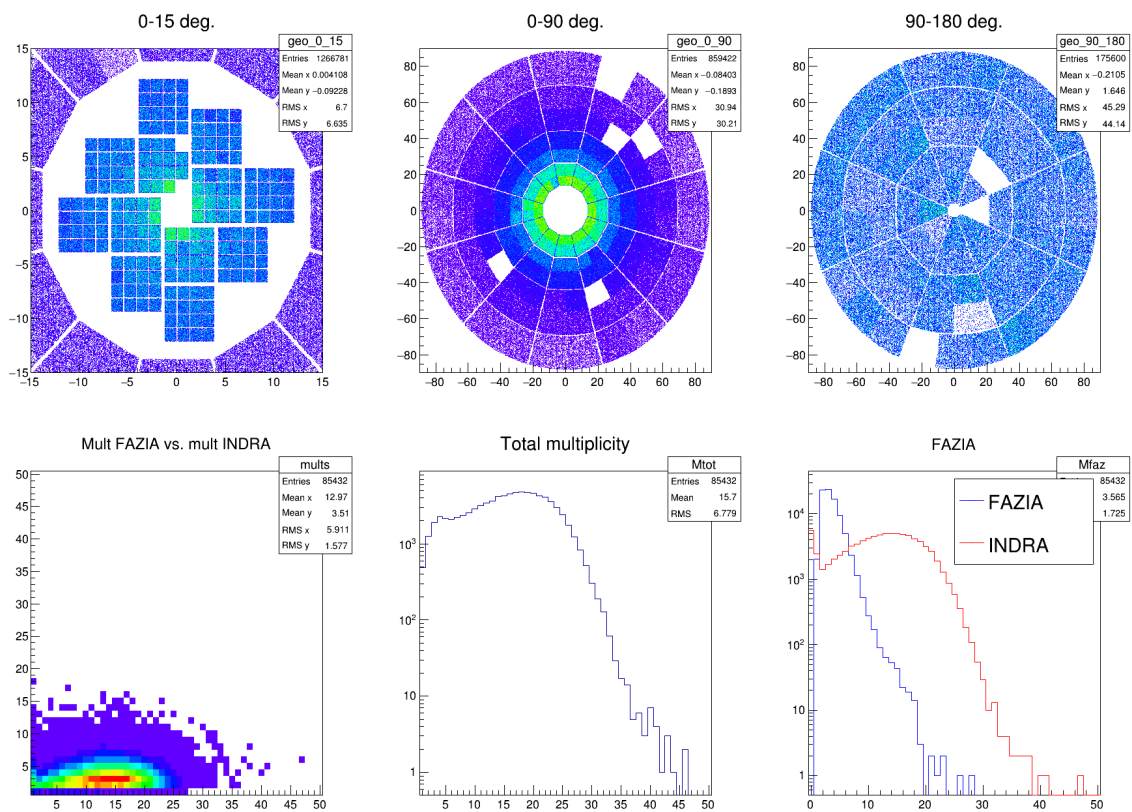


FIGURE 1.23 – *indra-scaler* : échelles de comptage pour INDRA et graphes permettant de vérifier la stabilité du couplage INDRA-FAZIA.

## 1.5 Conclusions

Ce chapitre a présenté les multi-détecteurs INDRA et FAZIA, la spécificité de leurs détecteurs, leur principe de fonctionnement et la configuration expérimentale E789 : les 12 couronnes d'INDRA et les 12 blocs de FAZIA assurent une couverture angulaire importante pour la détermination de la multiplicité de particules chargées détectées de l'événement. Le couplage mécanique de FAZIA à INDRA a été réalisé à l'aide de supports en aluminium, de brides pour les hautes tensions en sortie de chambre et d'un refroidisseur dédié de façon à pouvoir réutiliser la chambre à vide originelle d'INDRA dans D5 au GANIL. Il en résulte une structure d'accueil compacte, légère et alvéolaire conçue par le groupe mécanique du LPC Caen. Les brides qui servaient aux couronnes avants d'INDRA ont été réutilisées pour le refroidissement et l'alimentation électrique des blocs de FAZIA.

Dans une seconde partie l'électronique de FAZIA a été détaillée ainsi que le développement qu'a nécessité toute la chaîne d'acquisition. L'électronique associée à la DAQ permet de traiter et numériser un signal rapidement tout en synchronisant les détecteurs, et donc les cartes FEE, avec une horloge commune. La communication de l'électronique de FAZIA avec l'électronique du multi-détecteur INDRA se fait quant à lui à travers le module CENTRUM et la *Regional Board* de FAZIA.

L'acquisition de FAZIA a été décrite, ses différents modules pouvant travailler en parallèle et gérer un flot de données important. Ils valident et reconstruisent les événements tout en gérant le déclenchement des détecteurs. Son couplage avec l'acquisition des données (DAQ) d'INDRA à travers NARVAL sur le réseau du GANIL a été décrit.

Finalement, les logiciels de *Slow Control* ont été présentés et à travers eux les paramètres critiques à surveiller lors du fonctionnement sous faisceau du dispositif : les températures, la stabilité du vide, le taux d'acquisition des télescopes et la focalisation du faisceau.



## Chapitre 2

# Travail d'identification des noyaux détectés

*« C'est une erreur de croire qu'on peut résoudre n'importe quel problème majeur rien qu'avec des pommes de terre. »*

-Douglas Adams, *H2G2*

### Sommaire

---

<b>2.1 Introduction</b> . . . . .	<b>32</b>
<b>2.2 Les méthodes d'identification des particules</b> . . . . .	<b>32</b>
2.2.1 Méthode d'identification en $\Delta E$ -E . . . . .	32
$\Delta E$ -E dans INDRA en Si-CsI . . . . .	33
$\Delta E$ -E dans FAZIA en Si2-CsI . . . . .	35
$\Delta E$ -E dans FAZIA en Si1-Si2 . . . . .	37
2.2.2 L'analyse en forme du signal . . . . .	38
Analyse en forme rapide-lente dans les CsI . . . . .	38
PSA dans les siliciums de FAZIA . . . . .	40
<b>2.3 Affinement des identifications isotopiques</b> . . . . .	<b>44</b>
2.3.1 Cartes d'identification . . . . .	44
2.3.2 Bilan sur le fonctionnement des détecteurs . . . . .	46
Vérification des identifications . . . . .	46
Stabilité des détecteurs sur la durée de l'expérience . . . . .	48
<b>2.4 Données finales et seuils d'identification en énergie</b> . . . . .	<b>52</b>
<b>2.5 Conclusions</b> . . . . .	<b>55</b>

---



## 2.1 Introduction

Après avoir présenté le dispositif expérimental permettant l'étude du transport de l'isospin, ce chapitre présente les méthodes d'analyse et de vérification des signaux utilisées avec ce dispositif. En effet, la conversion des signaux en observables physiques est une part importante du travail de physicien nucléaire expérimentateur. Dans le cas des multi-détecteurs INDRA et FAZIA ces signaux sont nombreux dans une même fenêtre de coïncidence et utilisables en corrélation. Dans ce chapitre sont présentées les différentes méthodes d'identification des particules et les performances obtenues avec celles-ci pour les deux multi-détecteurs INDRA et FAZIA. Dans une seconde partie, la qualité des identifications et leur stabilité sont vérifiées et discutées.

## 2.2 Les méthodes d'identification des particules

Comme vu précédemment, dans la configuration de l'expérience E789, les télescopes d'INDRA comportent un étage de détection (CsI) sur les couronnes arrières et deux étages de détection sur les couronnes 6 à 9 (Si-CsI). Ceux de FAZIA comportent trois étages (Si1-Si2-CsI). Les siliciums fournissent plusieurs signaux électriques, qui sont numérisés et permettent de déterminer l'énergie déposée dans ces détecteurs. Dans les scintillateurs CsI, la lumière d'excitation du cristal est convertie en signal électrique par des PM pour INDRA et par des photodiodes pour FAZIA. Pour ce dernier le signal est ensuite numérisé dans sa totalité.

Une fois ces signaux récupérés, il existe plusieurs méthodes d'identification des noyaux selon l'étage de détection dans lequel la particule s'arrête. Une particule s'arrêtant dans le Si1 d'un télescope de FAZIA est identifiable à l'aide de la méthode dite *Pulse Shape Analysis* (PSA). Cette méthode d'analyse en forme du signal à l'aide du maximum de courant est permise par l'excellente qualité des Si de FAZIA et la numérisation du signal (voir 1.3). Une particule s'arrêtant dans le Si2 d'un télescope de FAZIA est identifiable par  $\Delta E$ -E en utilisant l'énergie déposée en traversant le Si1 et l'énergie restante déposée dans le Si2. De la même manière une particule stoppée dans le CsI d'un télescope de FAZIA ou INDRA est identifiable par  $\Delta E$ -E à l'aide de l'énergie déposée en traversant le silicium qui le précède et l'énergie restante collectée dans le CsI. Une particule stoppée dans un CsI, si sa charge n'est pas trop élevée, est également identifiable par une méthode d'analyse en forme à l'aide de composantes rapides et lentes ou totales des signaux laissés dans les CsI.

### 2.2.1 Méthode d'identification en $\Delta E$ -E

La méthode d'identification en  $\Delta E$ -E se base sur la relation de proportionnalité entre la perte d'énergie d'une particule chargée traversant un matériau et son énergie incidente, sa charge et sa masse. C'est la formule de *Bethe-Bloch* pour des énergies incidentes inférieures au minimum d'ionisation dont on retiendra seulement pour ce mémoire la relation suivante :

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto \frac{A.Z^2}{E_{inc}} \quad (2.1)$$

Lorsqu'une particule chargée traverse le premier étage d'un télescope sans s'arrêter, elle perd une partie  $\Delta E$  de son énergie. Elle a traversé une épaisseur  $\Delta x$  de matériau si elle termine sa course dans l'étage suivant et y dépose toute son énergie cinétique restante  $E$ , avec  $E_{inc} = \Delta E + E$ . Ainsi, d'après la relation 2.1 en représentant  $\Delta E = f(E)$  dans un histogramme bidimensionnel, il est possible de différencier les particules selon leur charge par des hyperboles différentes ainsi que selon leur masse si la résolution en énergie du premier silicium est suffisante. Dans le cas présent, l'hypothèse est faite que  $\Delta E$  est négligeable par rapport à  $E$ , par conséquent  $E$  est à peu près égale à  $E_{inc}$ .

Une particule qui serait sortie du dernier étage de détection d'un télescope n'est pas identifiable par cette méthode. De la même manière une particule s'étant arrêtée dans le premier étage d'un télescope n'est pas identifiable par la méthode  $\Delta E$ - $E$ . Une sélection sur les particules est donc appliquée avant la construction de l'histogramme bidimensionnel d'identification.

### $\Delta E$ - $E$ dans INDRA en Si-CsI

Pour un télescope donné d'INDRA, en identifiant les particules produites lors de collisions obtenues avec un des systèmes nucléaires étudiés par l'expérience E789 à l'aide de la méthode  $\Delta E$ - $E$  on obtient l'histogramme présentée en figure 2.1.

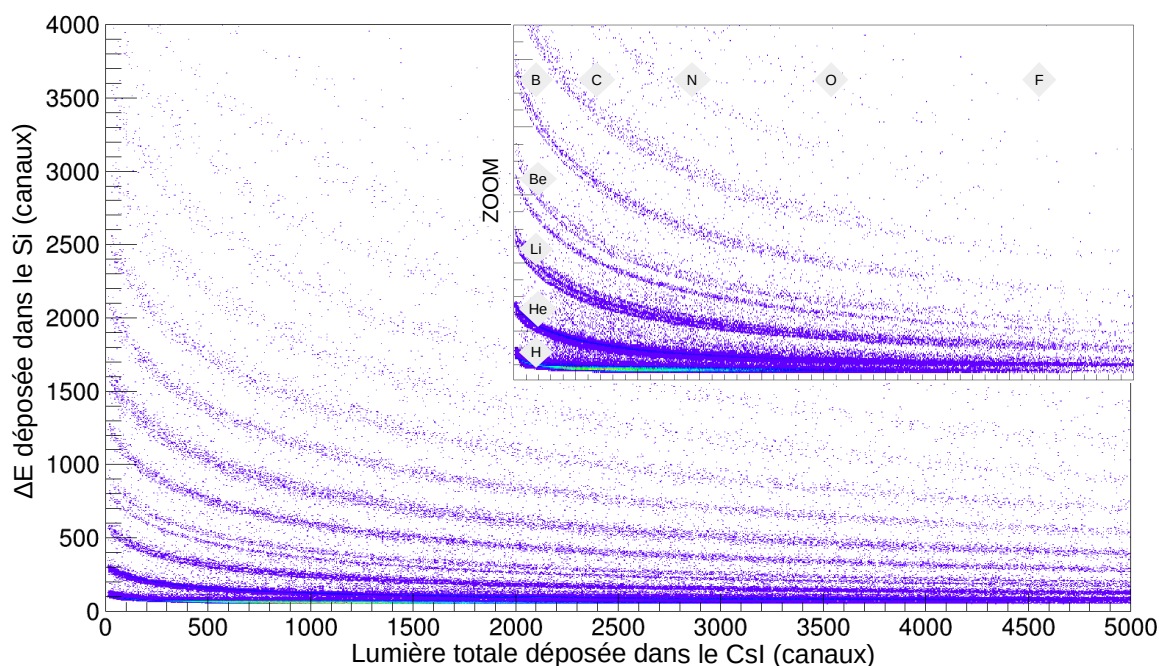


FIGURE 2.1 – Histogramme bidimensionnel  $\Delta E$ - $E$  d'un télescope d'INDRA. L'énergie déposée dans le Si et la lumière collectée dans le CsI y sont représentés en canaux. A ce stade les détecteurs ne sont pas calibrés pour rendre l'identification indépendante de leur calibration. Le cadre en haut à droite montre un zoom sur cette figure qui laisse apparaître les lignes représentant différents isotopes. Bien visibles ici pour le lithium le béryllium et le bore.

Cette figure permet l'identification des éléments arrêtés dans le CsI d'INDRA. L'identification consiste, pour l'utilisateur, à tracer une ligne qui correspond à un isotope bien

précis et à reproduire ce procédé pour chaque élément à l'aide d'outils graphiques fournis par *Kaliveda*, un environnement de travail basé sur le logiciel ROOT. *Kaliveda* a été développé par la collaboration INDRA-FAZIA. Son usage dans le cadre de l'identification des noyaux détectés dans les télescopes d'INDRA ou de FAZIA est décrite en détails dans la thèse de Diego Gruyer [56]. Après avoir tracé une ligne par élément de charge  $Z$ , *Kaliveda* projette les points environnants sur la ligne et l'on peut ainsi séparer les noyaux détectés d'abord en fonction de leur charge mais aussi en fonction de leur masse comme le montre la figure 2.2. En vert sont représentés les pseudo *Particle-Identifiers* (pseudo-PID) qui définissent l'écart à une masse en fonction de la distance à la ligne tracée. Les masses non-entières sont dues à la résolution des détecteurs, elles sont rapportées ensuite aux masses entières les plus proches. Une fois les isotopes identifiés ils possèdent tous un nombre réel appelé PID attribué selon l'équation 2.2. Ainsi les PID sont répartis autour de la valeur du numéro atomique  $Z$  de l'élément considéré. A chaque particule est également attachée une probabilité d'être correctement identifiée. Cette probabilité est déterminée à partir des pics des pseudo-PID (figure 2.8) et plus précisément à l'aide de l'écart à la valeur centrale des gaussiennes ajustées sur ces pics.

$$\text{PID} = Z + 0.1 \times (A_{\text{identifié}} - 2 \times Z) \quad (2.2)$$

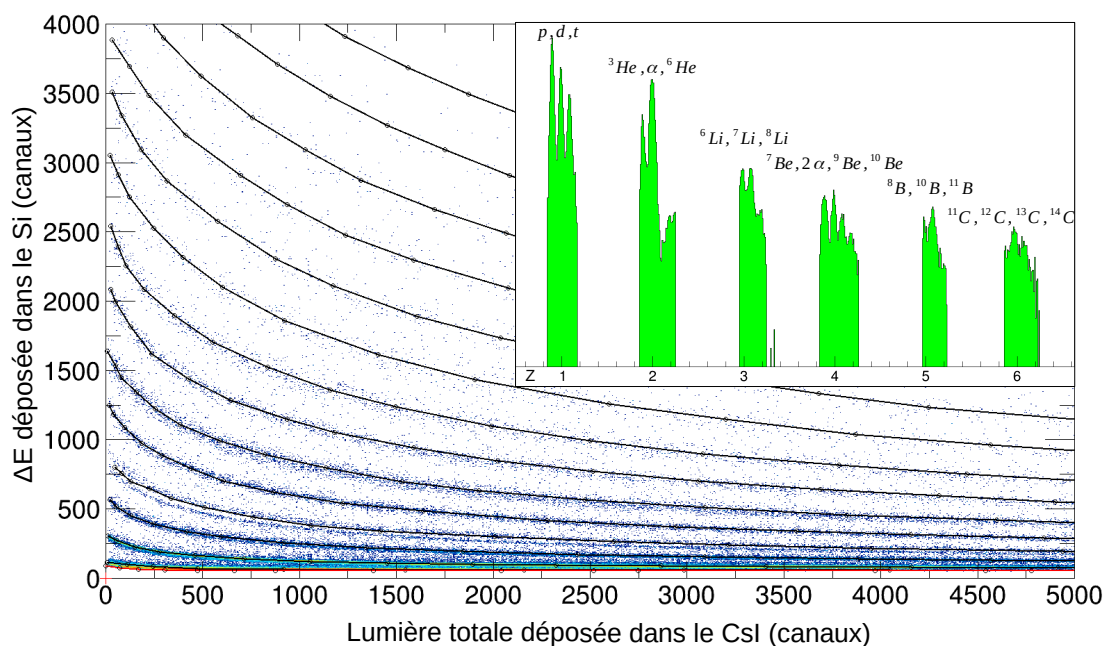


FIGURE 2.2 – Grille d'identification  $\Delta E$ - $E$  ajustée sur l'histogramme bidimensionnel avec projection en pseudoPID. En haut à droite, les différents isotopes par charge  $Z$  sont identifiés, en commençant par l'hydrogène avec les protons, deutons, tritons.

Dans le cadre de l'expérience E789, l'intérêt principal d'INDRA est sa couverture spatiale qui complète en grande partie celle de FAZIA. INDRA permet ainsi d'accéder à la multiplicité des particules chargées produites et détectées lors d'un événement. L'identification en masse de certaines particules est possible dans les couronnes d'INDRA dotées de Si. En particulier les couronnes 8-9 qui possèdent des Si de  $300\mu\text{m}$  (voir chap.1.2)

plus propices à arrêter les particules rapides émises à ces angles avant. La méthode  $\Delta E$ -E dans INDRA en Si-CsI permet d'identifier les différents isotopes jusqu'au carbone voire l'azote ou l'oxygène. Il est important de préciser ici qu'un intervalle est défini par l'utilisateur dans *Kaliveda* pour le pseudo-PID de chaque isotope. A cette étape sont éliminées les particules reconnues comme des noyaux ne pouvant exister car n'ayant pas de sens physique, c'est à dire ceux trop éloignés d'intervalles de masse correspondant aux pertes d'énergie attendues dans les détecteurs. Sur les histogrammes bidimensionnels ce sont les points situés loin des lignes de Z ou entre deux intervalles de masse. Ils peuvent être dus à l'empilement de plusieurs noyaux dans un même détecteur.

### $\Delta E$ -E dans FAZIA en Si2-CsI

Sur le même principe, une particule s'arrêtant dans le CsI d'un télescope de FAZIA peut être identifiée à l'aide de l'énergie qu'elle y a laissée ainsi que dans l'étage précédent du télescope, le Si2 (figure 2.3). L'histogramme bidimensionnel résultant et la grilles d'identification correspondante sont présentés sur la figure 2.4. Cette méthode pourra

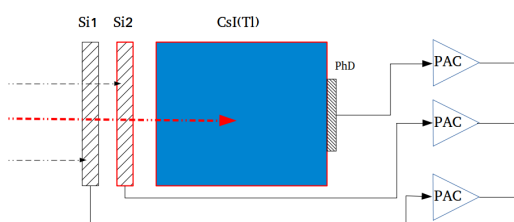


FIGURE 2.3 – Les flèches représentent différents parcours possibles pour une particule identifiable dans un télescope de FAZIA. *En rouge*, particule identifiable en  $\Delta E$ -E avec les étages Si2-CsI dans FAZIA

gagner en précision dans des études ultérieures en considérant les deux premiers étages, Si1 et Si2, comme un seul détecteur auquel associer une épaisseur et un dépôt d'énergie plus important. De la sorte on obtient un  $\Delta E$  avec des fluctuations relatives moindres donc on améliore sa mesure et ainsi la précision sur l'identification en masse des particules.

La figure 2.5 représente la distribution en PID résultant de l'attribution (cadre en haut à droite) des isotopes à chaque pic par l'utilisateur. Une première suggestion pour cette attribution est proposée automatiquement par *Kaliveda*, elle est ensuite vérifiée et corrigée si nécessaire par l'utilisateur en fonction des isotopes les plus probables dans compte tenu du système nucléaire en collision étudié. En effet, certains isotopes sont présents en plus grande quantité car ils sont favorisés par leur temps de demi-vie et la nature de la réaction. Ce sont les isotopes les plus probables dont les distributions peuvent être contrôlées par comparaison avec des calculs de perte d'énergie et la superposition d'une carte  $\Delta E$ -E. A chaque particule est ensuite attribué un PID.

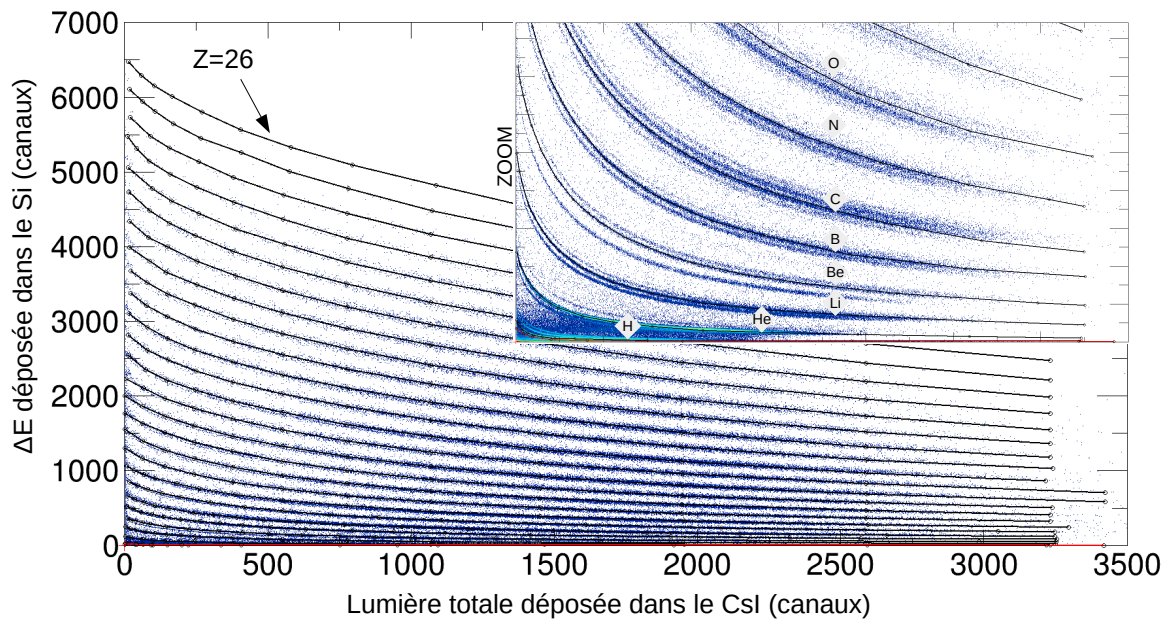


FIGURE 2.4 – Grille d'identifications ajustée sur l'histogramme bidimensionnel  $\Delta E$ -E en Si2-CsI dans FAZIA. Le cadre en haut à droite montre un zoom sur cette figure qui laisse apparaître les lignes représentant différents isotopes.

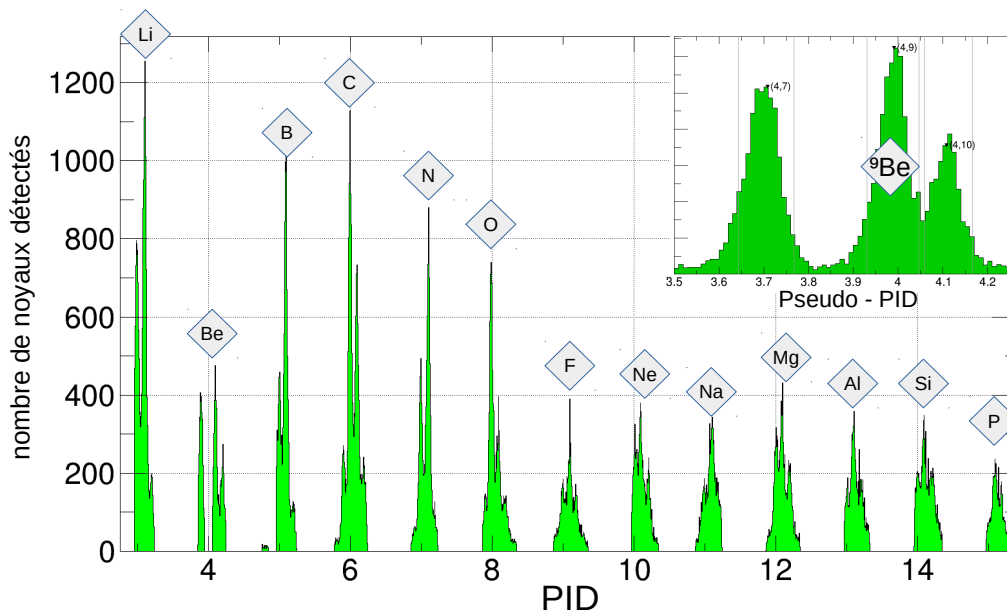


FIGURE 2.5 – Distribution de PID Si2-CsI dans FAZIA, sont représentés les noyaux du lithium (Li) jusqu'au phosphore (P)

### $\Delta E$ -E dans FAZIA en Si1-Si2

L'identification par  $\Delta E$ -E dans FAZIA en Si1-Si2 est possible pour n'importe quelle particule s'arrêtant dans le Si2 de FAZIA (figure 2.6).

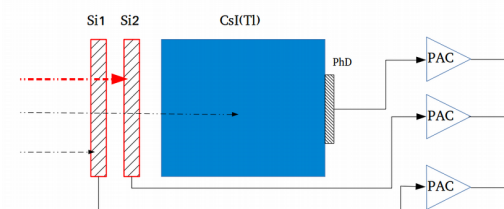


FIGURE 2.6 – Les flèches représentent différents parcours possibles pour une particule identifiable dans un télescope de FAZIA. En rouge, particule identifiable en  $\Delta E$ -E avec les étages Si1-Si2 dans FAZIA

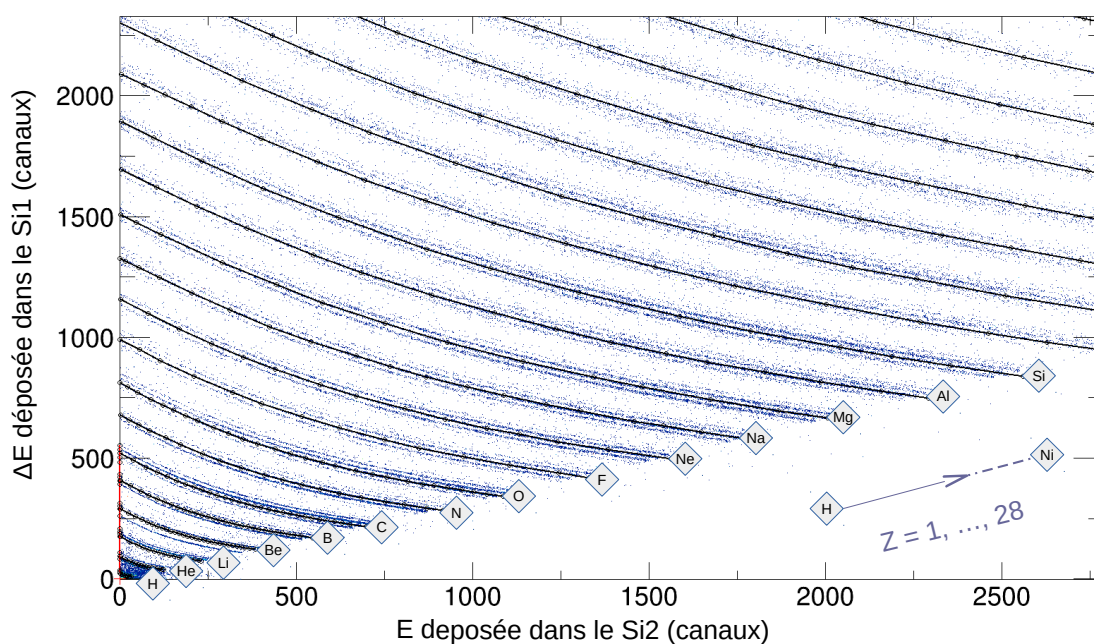


FIGURE 2.7 – Grille d'identifications ajustée sur l'histogramme bidimensionnel  $\Delta E$ -E en Si1-Si2 dans FAZIA

Dans un souci de clarté, afin de distinguer les lignes de masse, la figure 2.7 représente l'intervalle en énergie correspondant aux particules identifiées allant de l'hydrogène au silicium. L'identification en Si1-Si2 est la meilleure du dispositif et est possible jusqu'au nickel. C'est la qualité couplée de la conversion des énergies déposées en signaux électriques dans les deux siliciums de FAZIA ainsi que le traitement numérique de ces signaux qui permet, par la méthode  $\Delta E$ -E, la discrimination en masse des isotopes. Le noyau projectile est le nickel. Il est ainsi le plus gros noyau susceptible d'être détecté en quantité

importante par le dispositif INDRA-FAZIA dans cette expérience. La qualité de l'identification en charge et surtout en masse autorise, à l'avant du centre de masse, la mesure de l'isospin ( $\frac{N}{Z}$ ) des fragments issus du projectile.

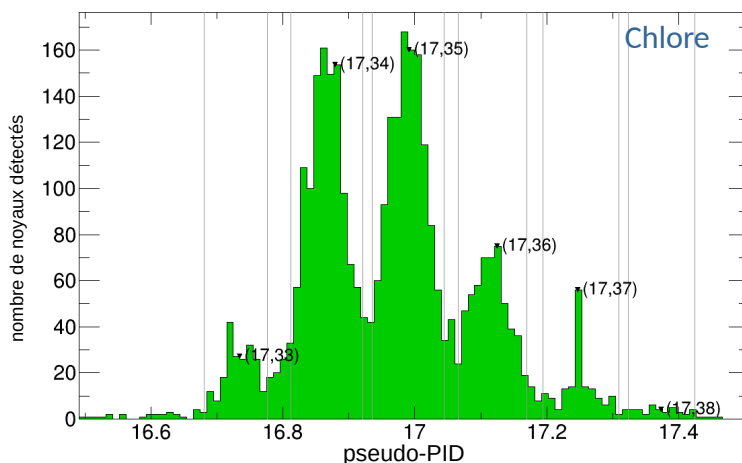


FIGURE 2.8 – Pseudo-PID des noyaux de chlore (Cl) identifiés en Si1-Si2 dans un télescope de FAZIA

La figure 2.8 montre l'identification des isotopes du chlore ( $Z=17$ ) par l'utilisateur. Cinq isotopes sont identifiés distinctement. Le plus probable est le chlore 35 qui est l'isotope le plus stable du chlore. En seconde position se trouve le chlore 34 dont le temps de demi-vie de l'état fondamental est de 1,5264 secondes et celui de son premier état excité est de 32 minutes. Ces noyaux produits lors de la collision ou de la désexcitation secondaire ont de grandes chances d'atteindre les détecteurs sans décroître en cours de vol.

La figure 2.9 représente la distribution de PID des noyaux identifiés en Si1-Si2. Par comparaison avec la figure 2.5 en Si2-CsI et la figure 2.2 en Si-CsI dans INDRA, on observe une bien meilleure discrimination des isotopes. Cette différence est d'autant plus visible pour les noyaux à partir du fluor (F) pour lesquels trois isotopes sont identifiés en Si2-CsI (figure 2.5) contre cinq très distinctement en Si1-Si2 (figure 2.9).

## 2.2.2 L'analyse en forme du signal

L'analyse en forme du signal est une technique qui permet, selon la forme du signal de charge, d'identifier en charge et en masse ou simplement en charge une particule s'arrêtant dans un seul détecteur. C'est une méthode en général moins précise que l'identification en  $\Delta E$ -E, elle est néanmoins complémentaire et permet d'identifier des particules n'ayant pu être l'être par la méthode conventionnelle en  $\Delta E$ -E.

### Analyse en forme rapide-lente dans les CsI

Les noyaux légers ( $Z \leq 4$ ) les plus énergétiques traversent les Si et leurs isotopes sont identifiés dans les scintillateurs CsI à l'aide de la méthode dite *rapide-lente* (R/L). Les

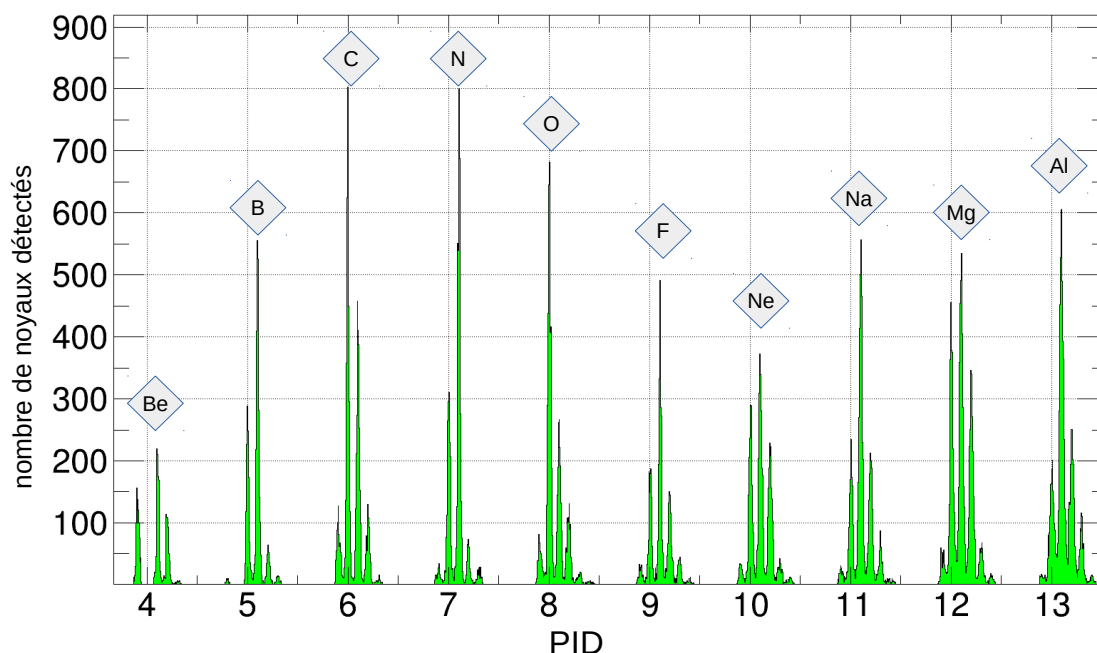


FIGURE 2.9 – Distribution du PID Si1-Si2 pour un télescope de FAZIA, sont représentés les noyaux du beryllium (Be) jusqu'à l'aluminium (Al).

CsI émettent de la lumière sous la forme d'une première composante de temps de scintillation court  $\tau_R$  puis d'une deuxième composante de temps de scintillation long  $\tau_L$ , d'où les dénominations de rapide et lente. En sortie de PM, le signal est codé sur deux portes d'intégration afin d'essayer d'enregistrer ces deux composantes du signal total. Les deux portes ne suffisent pas à faire la séparation des deux composantes si elle sont trop confondues, c'est le cas pour les particules de charge trop élevée. L'intensité lumineuse se décompose donc selon la formule suivante ([44]) :

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

Les intensités  $I_R$  et  $I_L$  dépendent de l'énergie déposée par la particule chargée qui traverse le cristal mais le rapport  $I_R/I_L$  dépend de sa masse ( $A$ ) et de sa charge ( $Z$ ). En représentant dans un histogramme bidimensionnel  $I_L$  en fonction de  $I_R$  on peut ainsi discriminer les isotopes des noyaux légers (figure 2.10).

**INDRA.** La figure 2.10 représente l'analyse en forme R/L du signal dans un télescope d'INDRA, le module 24 de la couronne 6. Dans le cadre des histogrammes bidimensionnels R/L une ligne par isotope est tracée. Ces lignes noires sont encadrées par deux lignes rouges qui délimitent la zone d'identification effective des particules dans la carte R/L. La première ligne, la plus basse, est appelée *ligne gamma*. Les CsI détectant une partie des rayonnements  $\gamma$  de désexcitation, il a été choisi de ne pas utiliser ces signaux. La seconde ligne rouge représente la ligne des fragments de masse intermédiaire (*Intermediate Mass Fragments, IMF*). La résolution d'un scintillateur CsI ne permet pas d'identifier ces derniers par analyse en forme R/L. Cette figure montre l'identification de trois isotopes par



élément, de l'hydrogène (H) au béryllium (Be). Le bore (B), bien que visible n'est pas discriminé en isotopes.

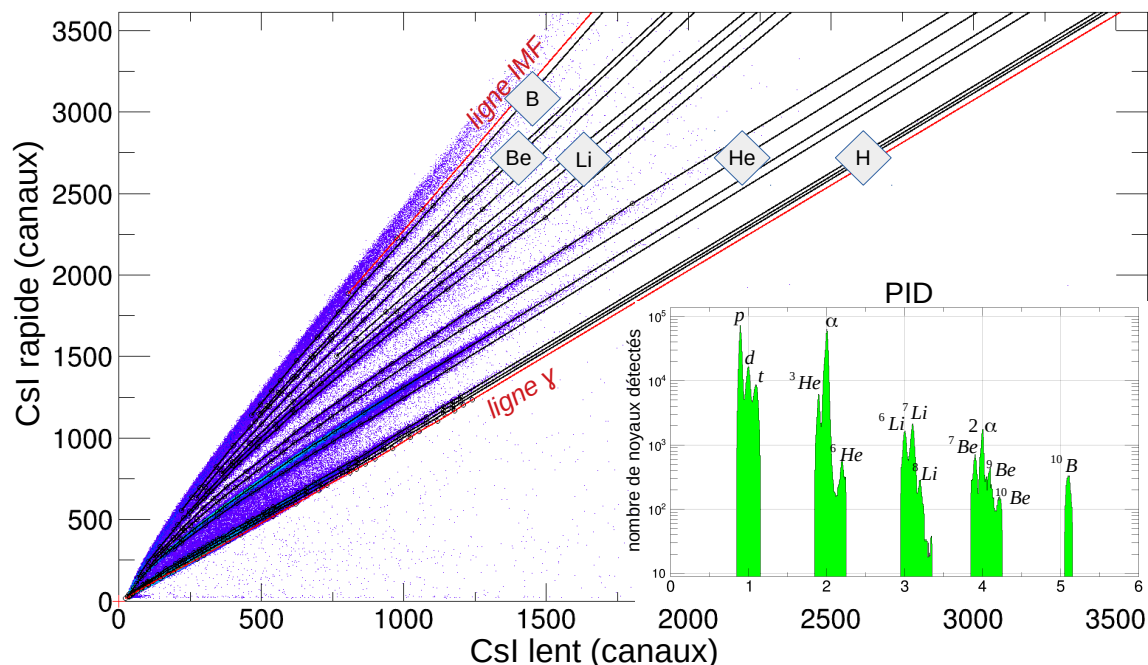


FIGURE 2.10 – Grille d'identifications R/L ajustée sur l'histogramme bidimensionnel avec projection en PID. *En bas à droite*, les différents isotopes par charge Z sont identifiés, en commençant par l'hydrogène avec les protons, deutons, tritons, jusqu'au béryllium (Be)

De part le mécanisme de réaction et la vitesse d'entraînement du centre de masse, les couronnes arrières d'INDRA détectent peu de particules comme le montre la figure 2.11 où seuls les isotopes de l'hydrogène sont identifiés. De plus ces particules légères sont moins énergétiques dans le référentiel du laboratoire (c'est d'ailleurs pourquoi les CsI des couronnes arrières sont moins épais, voir paragraphe 1.3.3).

**FAZIA.** La figure 2.12 représente l'analyse en forme R/L du signal dans un télescope de FAZIA, le 132. Ici, le principe reste le même que pour l'analyse en forme des signaux des CsI d'INDRA mais l'histogramme bidimensionnel représente le rapport de la composante rapide avec la composante lente du signal en fonction de la composante lente. Ce choix de représentation tente de faciliter le traçage des lignes d'isotopes par l'utilisateur.

### PSA dans les siliciums de FAZIA

L'identification avec des siliciums via la méthode  $\Delta E$ -E permet d'obtenir une excellente résolution en charge et en masse. Les seuils d'identification sont cependant bien plus hauts que si l'on utilisait un détecteur gazeux comme une chambre d'ionisation en tant que premier étage du télescope avec la méthode  $\Delta E$ -E. En effet, il faut bien plus d'énergie pour traverser 300  $\mu\text{m}$  de Si. L'identification en PSA permet d'abaisser ces seuils

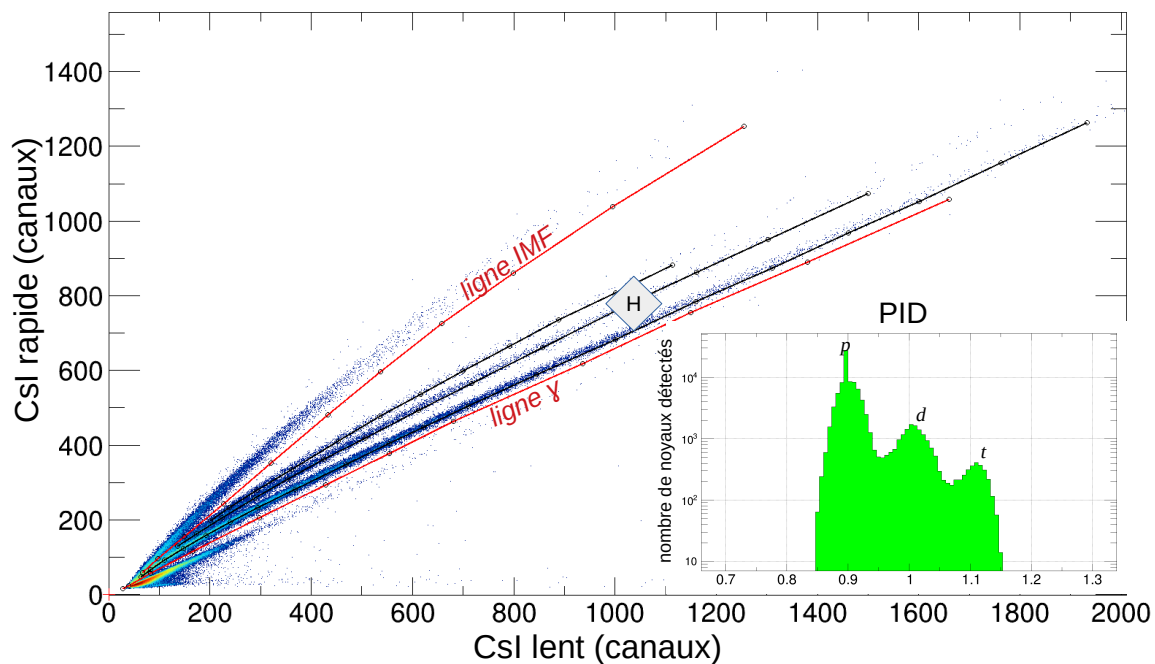


FIGURE 2.11 – Grille d’identification R/L dans INDRA avec projection en PID. *En bas à droite*, seuls les protons, deutons, tritons sont identifiés.

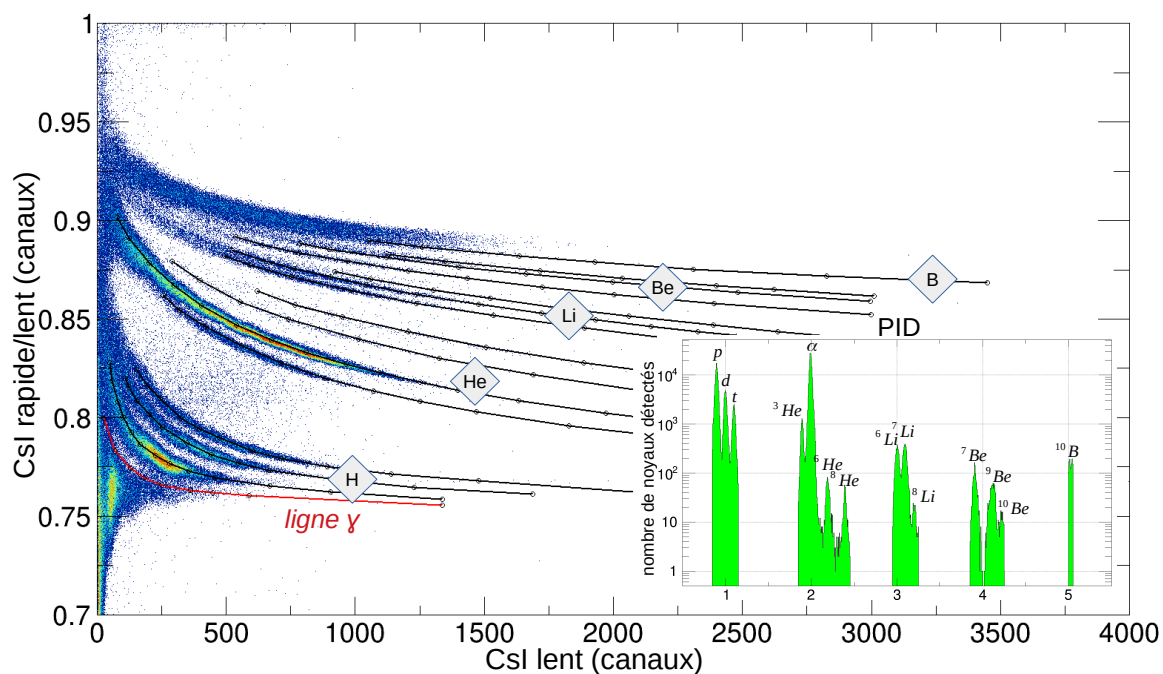


FIGURE 2.12 – Grille d’identifications R/L dans FAZIA ajustée sur l’histogramme bidimensionnel avec projection en PID. *En bas à droite*, les différents isotopes par charge Z sont identifiés, en commençant par l’hydrogène avec les protons, deutons, tritons, jusqu’au bore (B).

à environ 30 $\mu$ m (plus la charge est élevée plus le seuil augmente) en fournissant une identification pour les particules stoppées dans le Si1 et dont l'identification en  $\Delta E$ -E est donc impossible. Les cartes d'identification sont alors réalisées avec les particules n'étant pas détectées par le Si2. Deux manières de procéder à une analyse en forme du signal ont montré une capacité à identifier efficacement les ions chargés : en représentant l'énergie de la particule incidente en fonction du temps de montée du signal de charge (QH1) ou en représentant cette même énergie en fonction du maximum du signal de courant (I1) (les signaux sont explicités au chapitre 1.3.4). Ces deux méthodes sont traitées dans la référence [47], c'est la méthode utilisant le signal de courant qui a été retenue pour FAZIA, s'avérant légèrement plus performante [60].

La forme des signaux produits par les particules à travers un détecteur semiconducteur est très sensible à l'intensité et la configuration du champ électrique au sein du détecteur. Un comportement très différent est observé selon que les siliciums soient en montage direct ou inverse. Cela correspond au cas où les particules entrent côté champ électrique fort ou faible ([47]). La forme temporelle du signal de courant dans les semiconducteurs a deux causes non-indépendantes : la dissociation des porteurs de charge (temps d'érosion du plasma) et la durée de la dérive des électrons et des trous jusqu'à leur électrode respective. Cette dernière durée dépend de l'intensité locale du champ électrique et de la mobilité des porteurs. Le temps d'érosion plasma est plus long pour les plus hautes densités de porteurs de charge créés par l'ionisation au niveau du pic de Bragg. Le champ local de collection est à ce moment affaibli par un effet d'écrantage électrostatique dû à cet ensemble important de charges. C'est le cas pour les éléments aux Z plus élevés. Il dépend aussi de la force du champ électrique local qui varie avec le sens de montage et la profondeur de pénétration de la particule incidente.

Comme mentionné au chapitre 1.3.3, les Si du dispositif sont polarisés en inverse, la jonction PN est orientée de manière à ce que la particule incidente rentre côté champ faible. Il a été démontré dans l'article [47] que l'identification par PSA donne de meilleurs résultats ainsi. La figure 2.13 représente l'énergie déposée par les particules dans le Si1 en fonction du maximum du signal de courant I1, elle est utilisée pour l'analyse en forme (PSA) dans un télescope de FAZIA. Comme pour les méthodes précédentes, une ligne par élément est tracée. Le contour rouge délimite les éléments pour lesquels la masse est identifiée. Avec la PSA dans les Si1 de FAZIA il est possible d'identifier en masse du lithium au soufre. Les isotopes des éléments plus légers (hydrogène et hélium) ne sont pas identifiables en masse. En effet, les rares hydrogènes et héliums s'arrêtant dans le premier étage de FAZIA, donc arrêtables par 300  $\mu$ m de silicium, sont si peu énergétiques et donc leur signaux électriques si faibles que les fluctuations statistiques suffisent à confondre les lignes de masses de l'histogramme bidimensionnel présenté. La figure 2.14 montre la distribution en PID des noyaux identifiés en masse par la méthode PSA dans le Si1 de FAZIA. Peu de particules légères sont arrêtées dans le premier étage de silicium proportionnellement à leur nombre produit lors de la réaction. Les isotopes identifiés en plus grande quantité par cette méthode sont le bore (B), le carbone (C), l'azote (N) et l'oxygène (O).

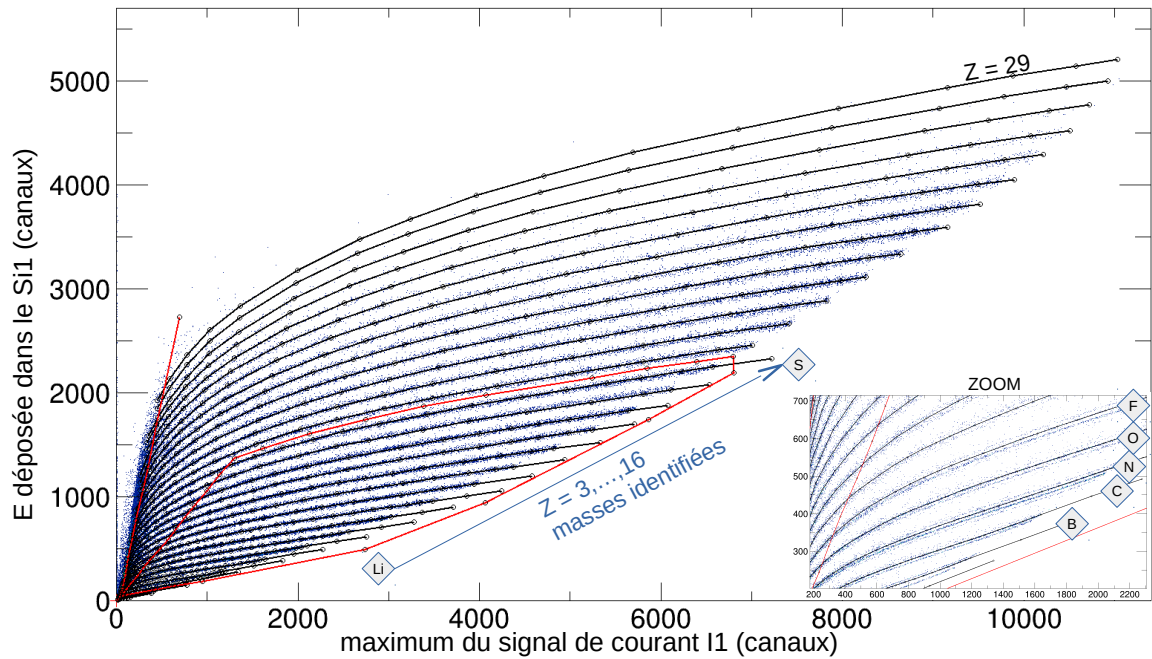


FIGURE 2.13 – Grille d'identifications par PSA dans le Si1 de FAZIA ajustée sur l'histogramme bi-dimensionnel. Le contour rouge délimite les éléments dont les isotopes sont identifiés.

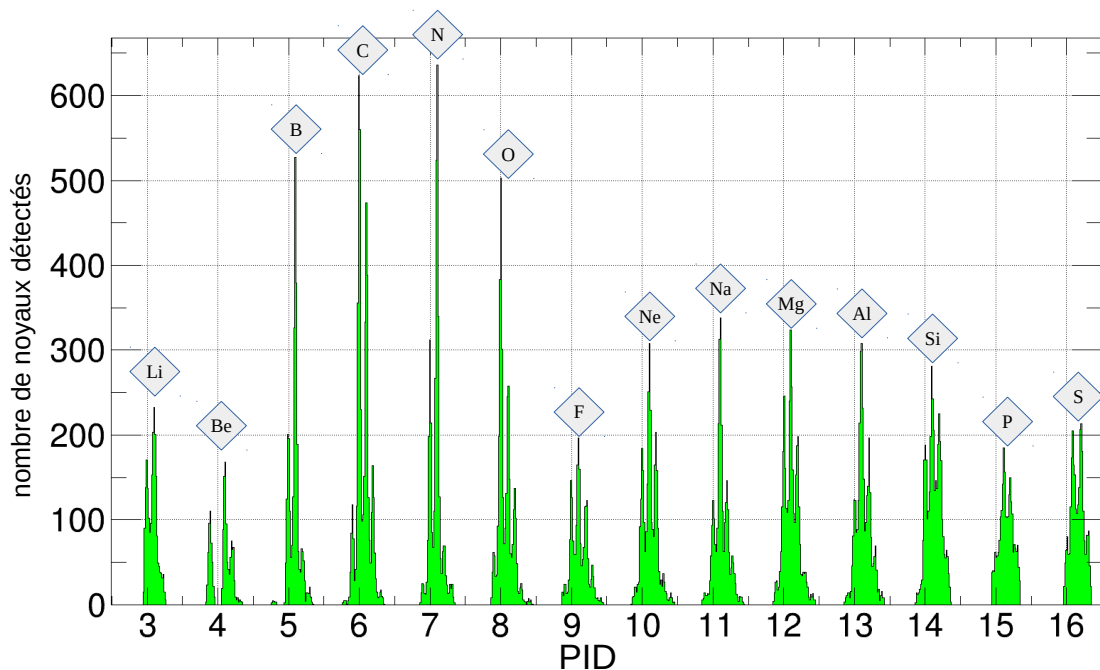


FIGURE 2.14 – Distribution de PID Si1 pour un télescope de FAZIA, sont identifiés les isotopes des noyaux du lithium (Li) jusqu'au soufre (S).

## 2.3 Affinement des identifications isotopiques

Cette partie présente le résultat des identifications obtenues par les différentes méthodes, leurs qualités respectives et la continuité des identifications entre elles. Dans un premier temps les cartes des particules identifiées sont présentées puis les performances et la tenue dans le temps des détecteurs sont sommairement discutées via l'étude de leurs taux de comptage.

### 2.3.1 Cartes d'identification

A partir des informations collectées lors de la partie précédente de ce chapitre, il est possible d'établir les cartes des noyaux identifiés (figures 2.15 et 2.16). La figure 2.15 re-

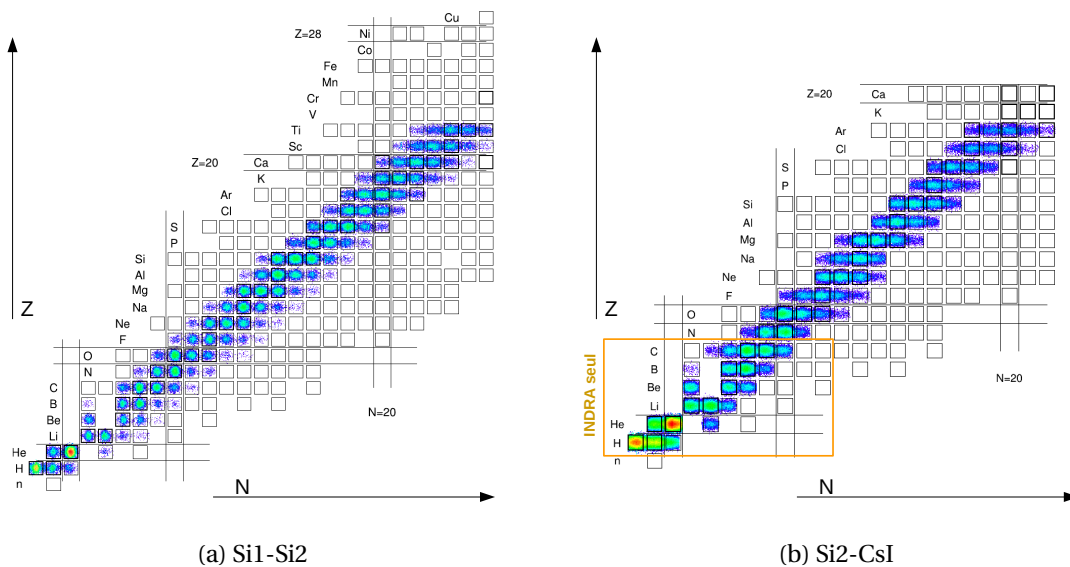


FIGURE 2.15 – Cartes des noyaux identifiés en  $\Delta E$ -E pour Si1-Si2(a) et pour Si2-CsI(b).

présente les cartes d'identifications des isotopes obtenues par la méthode  $\Delta E$ -E décrite dans la section précédente 2.2. La figure 2.15a représente en particulier les isotopes identifiés en utilisant les deux premiers étages de siliciums de FAZIA. C'est la méthode la plus performante. On voit sur cette figure que l'identification en masse est possible jusqu'au titane (Ti) soit une charge  $Z = 22$  avec quatre isotopes du titane identifiés. Pour les noyaux légers produits en plus grand nombre on parvient à identifier distinctement jusqu'à six isotopes. Les noyaux majoritairement produits sont essentiellement les plus stables. En effet ils parviennent dans les télescopes en un temps beaucoup plus long que les temps de décroissance des fragments primaires excités émis dans les premiers instants de la réaction. Ainsi on ne détecte pas directement les noyaux avec un temps de demie vie inférieur à une nanoseconde. Les particules majoritairement émises sont des alphas et des protons. La figure 2.15b représente l'ensemble des isotopes identifiés par la méthode  $\Delta E$ -E entre le Si2 et le CsI de FAZIA. Le cadre jaune indique la couverture de la carte en Si-CsI avec INDRA avec la même méthode d'identification. INDRA, au mieux, peut discriminer les isotopes en masse jusqu'au carbone (C)  $Z = 6$ . Les excellents siliciums de FAZIA et

l'électronique numérique associée lui permettent, pour la même méthode, d'identifier les isotopes jusqu'à l'argon (Ar)  $Z = 18$ . Jusqu'à cinq isotopes pour ce noyau sont discernables par cette méthode. La figure 2.16 présente les cartes des isotopes identifiés par la

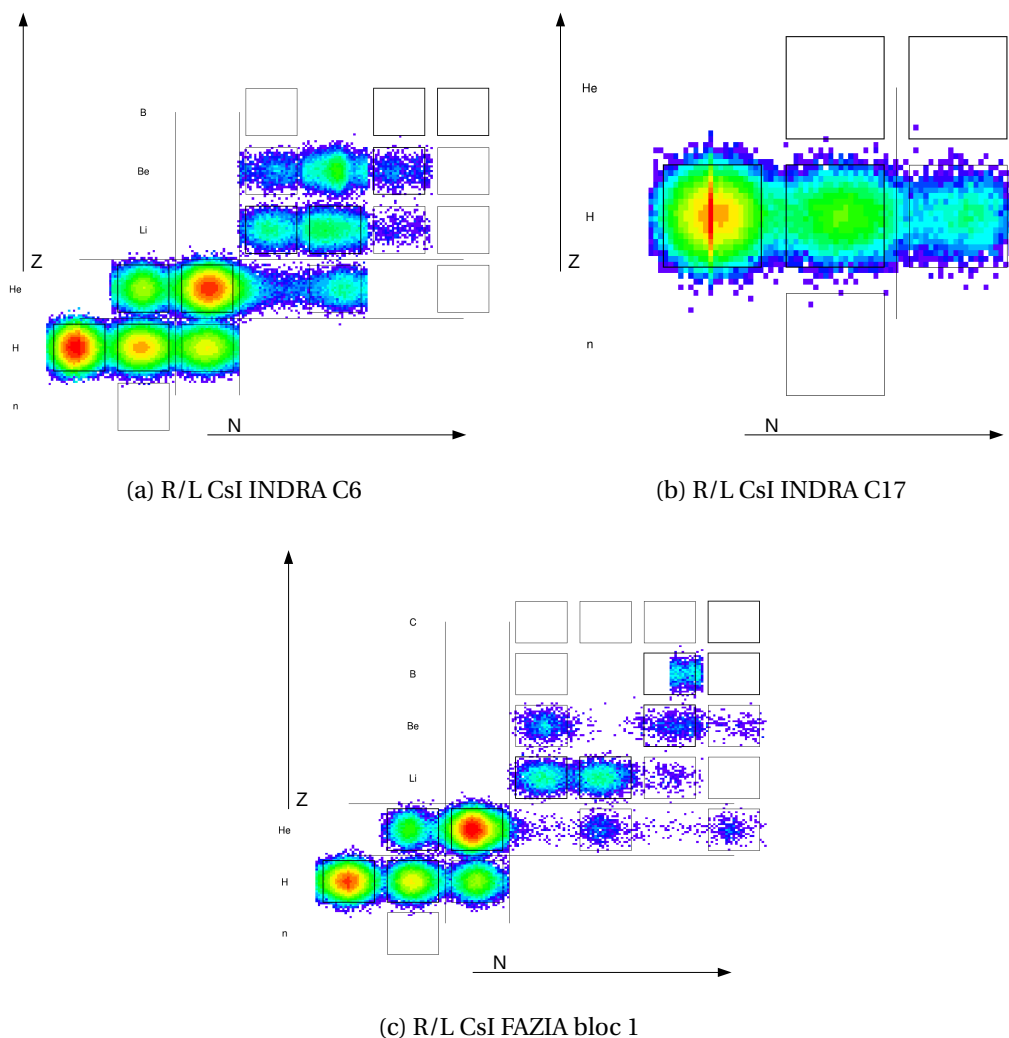


FIGURE 2.16 – Cartes des noyaux identifiés en R/L dans les CsI d'INDRA (a),(b) et FAZIA (c).

méthode RL dans les CsI d'INDRA (figures 2.10 et 2.11) et de FAZIA (figure 2.12). La figure 2.16a montre les noyaux identifiés pour un CsI d'une couronne à un angle avant (entre  $14^\circ$  et  $19,4^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau). Les isotopes sont discernables jusqu'au beryllium (Be)  $Z = 4$ . Avec trois isotopes identifiés par élément. Pour les couronnes arrières, de  $157^\circ$  à  $176^\circ$  pour la figure 2.16b, seuls les isotopes de l'hydrogène sont identifiables en masse. Concernant l'identification par la méthode RL dans les CsI de FAZIA 2.16c, les isotopes sont identifiables jusqu'au beryllium également, après quoi l'élément bore est identifié sans distinction de masse.

La figure 2.17 présente une carte des isotopes identifiés par la méthode de PSA dans les SiI de FAZIA (voir figure 2.14). Il y a entre trois isotopes (pour le lithium) et six isotopes (pour le carbone, l'oxygène, le fluor, le néon, le sodium, le magnésium et l'aluminium)

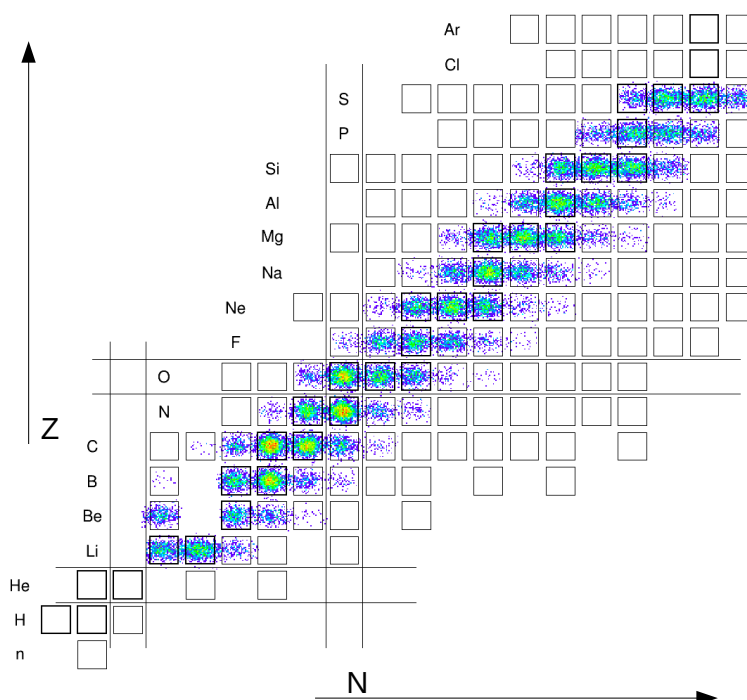


FIGURE 2.17 – Carte des isotopes identifiés en PSA dans un Si1 de FAZIA bloc 1.

identifiés. Peu de particules sont arrêtées dans cet étage par conséquent certains isotopes exotiques sont très peu représentés.

### 2.3.2 Bilan sur le fonctionnement des détecteurs

Dans toute expérience beaucoup de dysfonctionnements sont susceptibles de survenir. Une étape indispensable de la phase d'identification des noyaux atomiques et de mesure de leur énergie cinétique est la vérification de la stabilité du fonctionnement du dispositif expérimental dans le temps. Comme mentionné dans la sous-section 1.4.4, un grand nombre de paramètres sont à contrôler. Ce travail est démultiplié par le nombre de détecteurs et la durée de l'expérience E789. En effet, l'expérience E789 a été menée à l'aide de 912 détecteurs durant 312 heures réparties sur deux mois. Cette sous-section présente une évaluation préliminaire visant à identifier les défaillances éventuelles et à suggérer des investigations plus précises pour améliorer la qualité des données. Les figures présentées dans cette section sont réalisées pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 52MeV/A, les observations faites sont transposables aux sept autres systèmes dont les figures ne sont pas présentées dans un souci de clarté.

#### Vérification des identifications

La première étape consiste à vérifier la cohérence des identifications connaissant les capacités des détecteurs et la précision des différentes méthodes d'identifications. Cette section se penche sur le cas des particules correctement identifiées, c'est à dire repré-

sentées dans un intervalle suffisamment proche d'une ligne d'identification dans les histogrammes évoqués précédemment (2.2). La figure 2.18 représente le PID de quelques méthodes d'identification, les premières mises en place. La figure (a) représente le PID

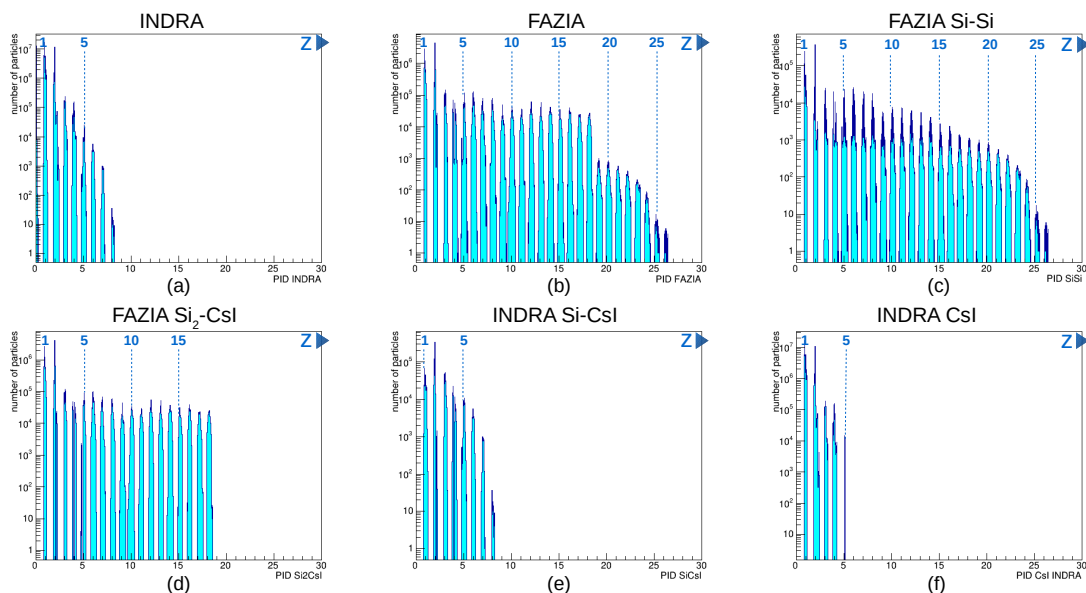


FIGURE 2.18 – Distributions de PID pour différentes méthodes d'identification. Distributions de PID (a) globale pour INDRA, (b) globale pour FAZIA, (c) par la méthode  $\Delta E$ -E en Si1-Si2 pour FAZIA, (d) par la méthode  $\Delta E$ -E en Si2-CsI pour FAZIA, (e) par la méthode  $\Delta E$ -E en Si-CsI pour INDRA, (f) par la méthode d'identification en R/L pour INDRA

pour les particules identifiées dans INDRA via les deux méthodes possibles :  $\Delta E$ -E en Si-CsI et des cartes RL dans le CsI. On voit que l'identification isotopique est effectivement possible jusqu'à l'oxygène ( $Z=8$ ) et en décomposant (figures 2.18(e) et (f)) c'est bien la méthode d'identification  $\Delta E$ -E en Si-CsI qui permet seule l'identification à partir du bore ( $Z=5$ ). La figure 2.18(b) présente les distributions de PID pour les particules identifiées dans FAZIA par  $\Delta E$ -E, en Si-Si et Si2-CsI. Il y a une discontinuité de la distribution globale de FAZIA à partir de  $Z=18$  pour les particules parfaitement identifiées en masse. Elle est due au passage d'une méthode d'identification à l'autre, un seuil pour lequel les particules traversent le Si2. Il est présenté ici à 52 MeV/A et sera discuté plus tard lors de l'analyse. Dans FAZIA, l'identification isotopique est possible pour les grands  $Z$  ( $\sim 25$ ) et les figures 2.18(c) et (d) représentant les deux contributions respectives des méthodes d'identifications en Si-Si et Si2-CsI confirment que ces dernières ont les performances attendues. A savoir l'identification isotopique la plus performante en Si-Si jusqu'à  $Z=25$  et en Si2-CsI jusqu'à  $Z=18$ .

La figure 2.19 permet une comparaison qualitative des discriminations isotopiques pour la gamme en charge de 1 à 5 où toutes les méthodes d'identification peuvent opérer. Sur cet intervalle, la méthode Si1-Si2 de FAZIA 2.19(c) permet d'identifier 19 noyaux différents, contre 16 pour l'identification en Si2-CsI 2.19(d) et une quinzaine de noyaux à l'aide des méthodes d'identification dans INDRA 2.19(e)(f). De plus les pics y sont mieux définis grâce à l'excellente qualité de FAZIA.



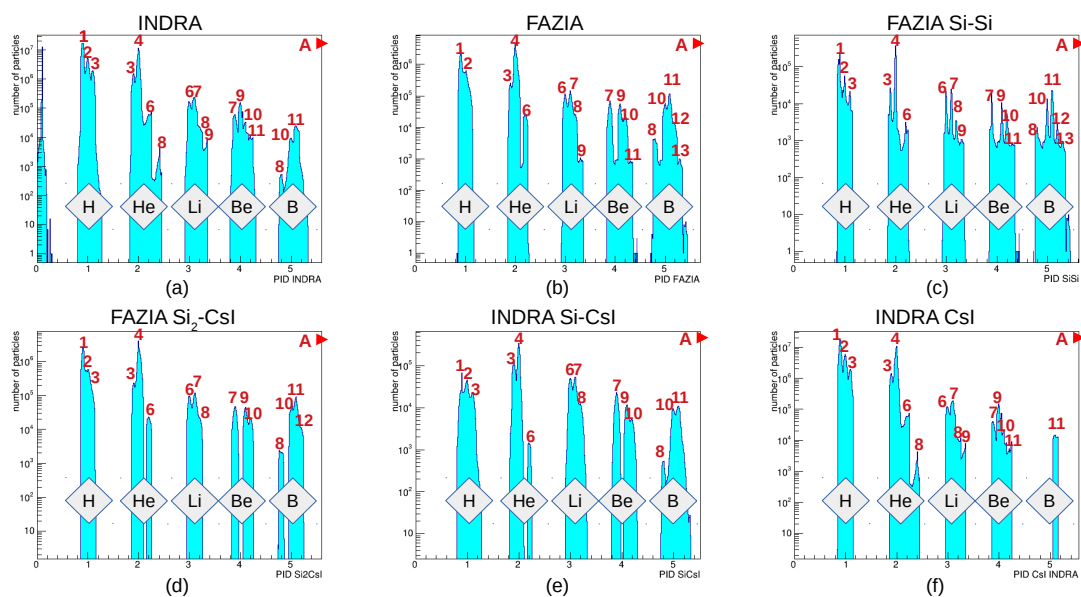


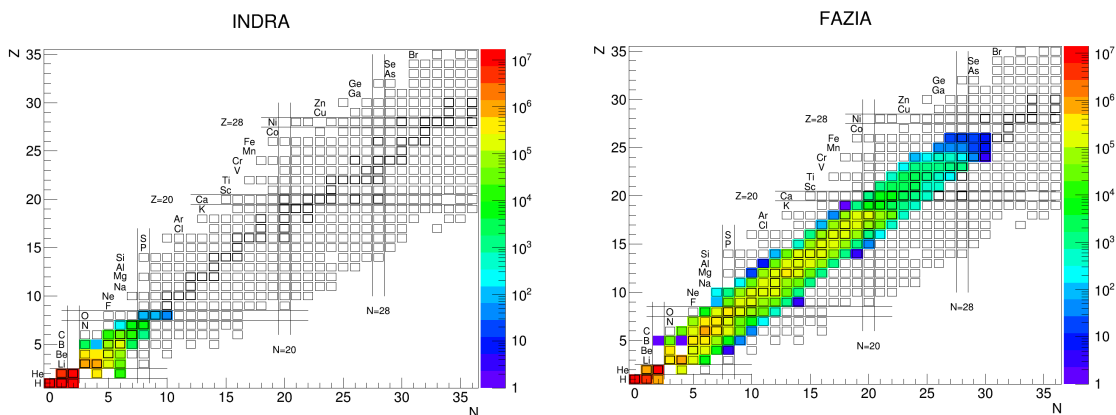
FIGURE 2.19 – PID des éléments légers pour différentes méthodes d'identification. En rouge la masse A de chaque isotope identifié.

La figure 2.20 représente globalement les noyaux identifiés en masse par ces mêmes méthodes dans les multi-détecteurs avec la contribution d'INDRA jusqu'à l'oxygène (O, Z=8) et de FAZIA jusqu'au fer (Fe, Z=26).

### Stabilité des détecteurs sur la durée de l'expérience

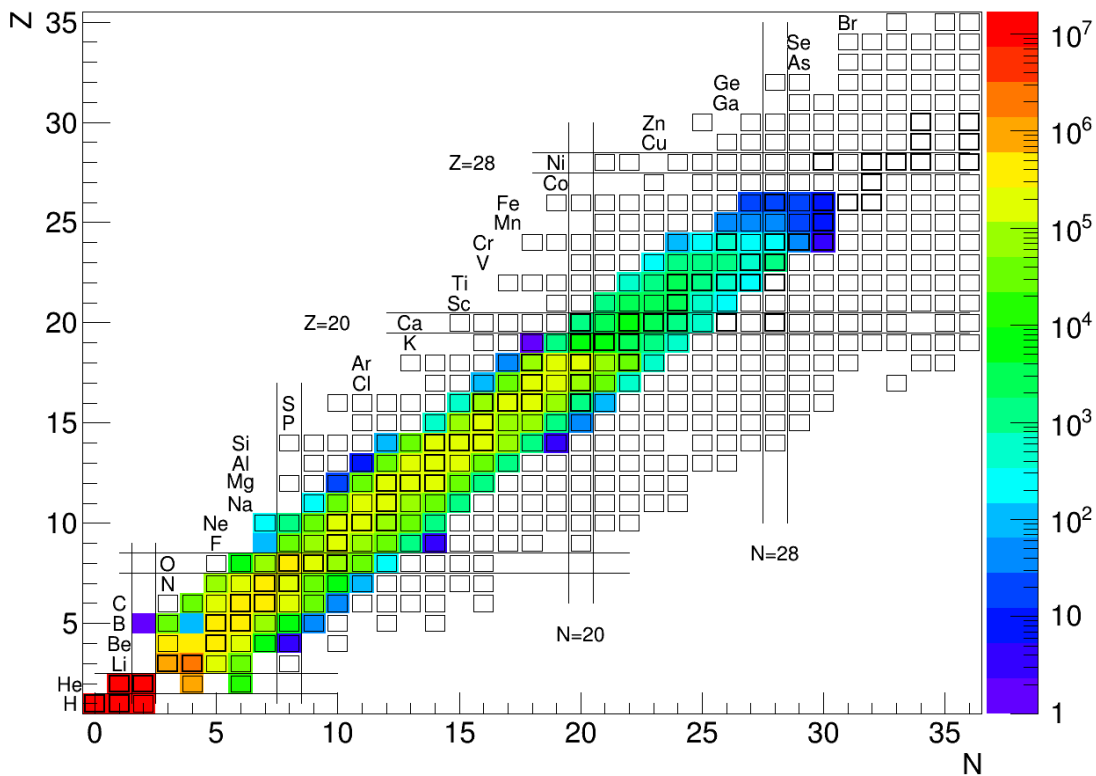
Lors de l'acquisition les séquences d'enregistrement des données expérimentales sont appelées runs et numérotées. Ces données expérimentales sont enregistrées dans des fichiers dénommés de la même façon. La taille d'un run est fixe mais pas le nombre d'événements qu'il contient. Ce dernier varie principalement selon la qualité de focalisation du faisceau et les critères de déclenchement en multiplicité de particules détectées dans l'ensemble INDRA-FAZIA. Il y a entre 350 et 400 runs par système de noyaux et d'énergie incidente étudiés. Cette partie a pour vocation de montrer comment trouver d'éventuelles anomalies s'étant produites au cours des différents runs. Durant l'expérience E789 certains blocs se sont désynchronisés pendant un court laps de temps, c'est à dire qu'ils ont cessé d'enregistrer les signaux des particules détectées et de les envoyer à l'acquisition. Au-delà de ce problème les caractéristiques de fonctionnement des détecteurs ont pu changer au cours des mois. Certains connecteurs en kapton de FAZIA ont pu engendrer des faux contacts notamment pour les Csi.

La figure 2.21 représente le nombre de particules détectées par bloc de FAZIA normalisé au nombre d'événements enregistrés lors de ce run en fonction du numéro de run. La réaction engendrée par la collision n'a pas de direction privilégiée dans les plans perpendiculaires à l'axe du faisceau. On dit qu'elle possède une symétrie cylindrique autour de cet axe. Du point de vue de FAZIA (figure 1.7), les particules sont réparties de manière équiprobables dans les télescopes pour une même distance à l'axe du faisceau. Ainsi des



(a) Carte des noyaux identifiés par  $\Delta E$ -E en Si-CsI et (b) Carte des noyaux identifiés par  $\Delta E$ -E en Si1-Si2 en RL dans INDRA et Si2-CsI dans FAZIA

### INDRA+FAZIA



(c) Somme de (a) et (b), performance du dispositif pour ces méthodes.

FIGURE 2.20 – Cartes d'identification des noyaux parfaitement identifiés, charge Z versus nombre de neutrons N.

blocs situés à des angles  $\theta$  et  $\phi$  identiques, pour une même réaction, doivent compter en moyenne le même nombre de particules. Sur cette figure, le numéro de run mis en

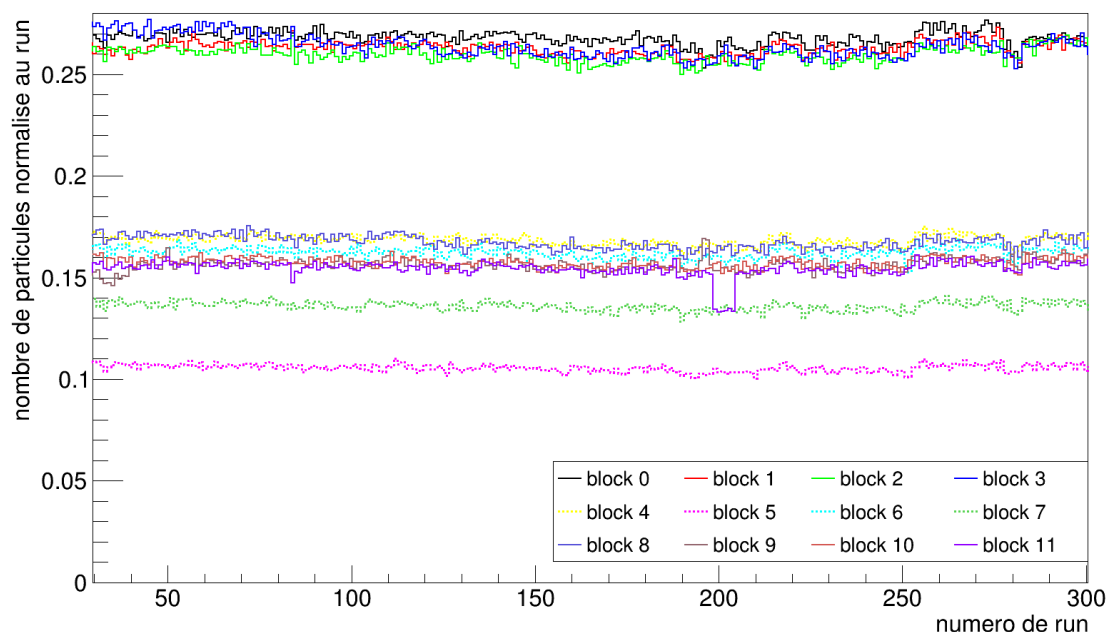


FIGURE 2.21 – Distribution du nombre de particules détectées par bloc, normalisé au nombre d'événements en fonction du numéro de run. Les blocs 0,1,2,3 sont centraux (voir figure 1.7), les blocs 4,5,6,7, en pointillés, sont aux angles intermédiaires et les blocs 8,9,10,11 sont les plus périphériques.

abscisse apparaît équivalent à une échelle de temps. En normalisant le nombre de particules détectées au nombre total de particules dans un événement, on s'affranchit des variations de comptage dues aux variations d'intensité du faisceau ou à la multiplicité de déclenchement choisie. Pour les quatre blocs centraux 0,1,2,3, bien plus proches du faisceau, on observe comme attendu un taux de comptage beaucoup plus important qui correspond majoritairement aux collisions périphériques qui sont les plus probables et qui donnent lieu à des noyaux faiblement déviés de l'axe de réaction. Pour les blocs semi-périphériques, en pointillé sur la figure, on voit que le bloc 5 se distingue des autres (4,6,7) par un taux de comptage plus faible. Il doit donc posséder des détecteurs déficients pour ce système. Les blocs les plus externes, 8,9,10,11, sont groupés et ont un taux de comptage cohérent excepté un décrochage du bloc 8 autour des runs 200. Un tel décrochage temporaire peut être symptomatique d'une désynchronisation de certains télescopes, les FEE concernées sortent de l'acquisition spontanément, ou alors d'un faux contact au niveau des connecteurs en Kapton. La figure 2.21 permet donc d'envisager des investigations plus précises. Par ailleurs, la reproduire pour chaque système permet de vérifier la stabilité du taux d'acquisition des blocs par système.

La figure 2.22 représente le nombre de particules identifiées correctement en masse dans les télescopes de FAZIA en Si1-Si2 en bleu et en Si2-CsI en vert. Les quatre figures représentent respectivement les quatre blocs centraux : 0,1,2,3 du multidétecteur. En

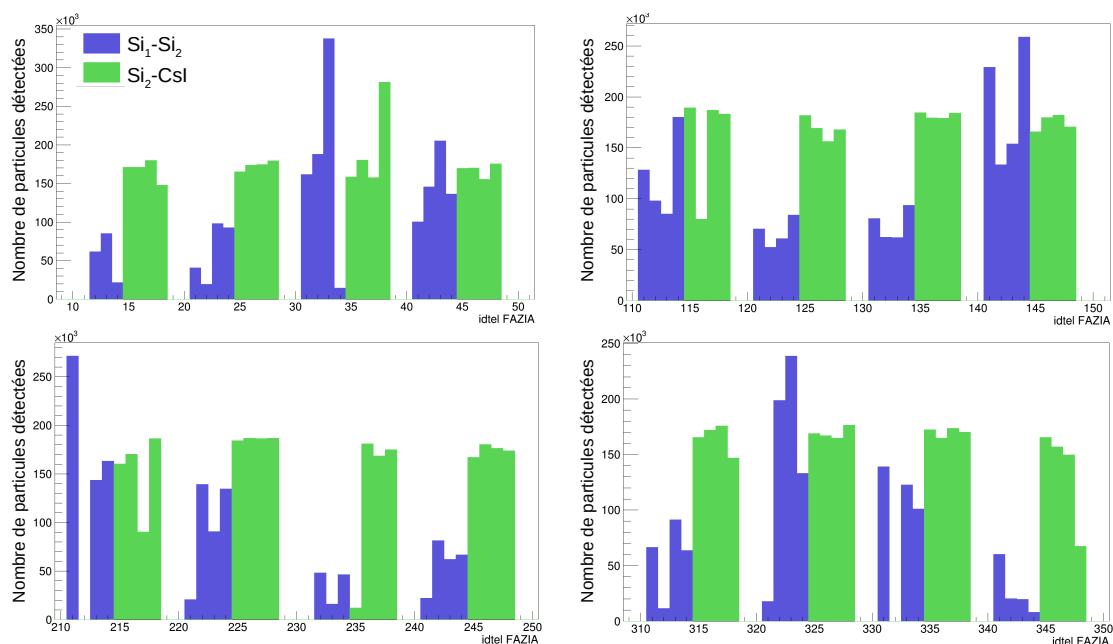


FIGURE 2.22 – Nombre de particules identifiées en fonction du numéro de télescope (idtel) pour les blocs centraux

abscisse sont notés les identifiants des télescopes (voir équation 1.1 et figure 1.7). Un groupe de colonnes bleues adjacent à un groupe de colonnes vertes est un quartet. Pour les identifications en Si1-Si2, l'abscisse correspond à l'identifiant (idtel) du télescope, pour l'identification en Si2-CsI (vert), dans un souci de représentation, elle correspond à  $\text{idtel}+4$ . Ainsi les particules à l'abscisse 121 sont identifiées en Si1-Si2 par ce télescope, celles en 125 sont identifiées en Si2-CsI pour le même télescope 121.

Le taux de détecteurs en panne de FAZIA ne dépasse jamais 11% lors de l'expérience E789 au GANIL. Même ce niveau atteint, il n'est pas arrivé que deux détecteurs d'un même télescope soient en panne simultanément. Ainsi, sur la figure 2.22, lorsqu'aucune identification n'est possible pour les deux méthodes, c'est le Si2 qui est en cause. A contrario, certains télescopes comme le 212 n'ont pas identifié de particules en Si1-Si2 mais on fonctionné normalement en Si2-CsI. C'est donc le Si1 qui a subit la panne. En comparant de cette manière les méthodes d'identification des télescopes pour les blocs à un même angle  $\theta$  et  $\phi$  d'un même système on peut vérifier par run le fonctionnement de chaque détecteur. La qualité de la séparation isotopique, dans le cas de télescopes ayant de légers problèmes de polarisation, a été relevée en détail lors de l'identification manuelle, télescope par télescope en recoupant les informations retenues lors de la surveillance en ligne pendant l'expérience, des grilles d'identifications et du taux de comptage des détecteurs.

Préalablement à la mise sous faisceau, les blocs ont tous été testés et quelques pannes identifiées. Il est bien entendu arrivé lors de la surveillance en ligne (voir 1.4.4) de constater également une défaillance. Toutes ces pannes ont été référencées et comparées à la vérification par les données telle que présentée dans cette partie. Cette double vérification permet de s'assurer en premier lieu que les défauts de comptage sont uniquement

dus à des pannes matérielles et non à un problème issu de l'identification décrite dans la partie précédente 2.2. Dans un second temps elle permet de localiser précisément, à l'échelle du run, quand la panne apparaît et disparaît. Ce dernier point permettant un traitement ajusté des données, considérant parfois, lors de variation de tension due à un faux contact, deux modes de fonctionnement et donc deux grilles d'identification distinctes pour une même méthode d'un même télescope.

## 2.4 Données finales et seuils d'identification en énergie

Après vérifications et corrections des données, elles sont présentées ici dans leur état final telles qu'elles seront utilisées pour l'analyse. Seul le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A est présenté mais des résultats similaires ont été observés pour les autres systèmes. Le peuplement de la carte des isotopes possibles est comparable à ceux observés dans la référence [61]. La figure 2.23 représente les cartes des noyaux détectés par l'ensemble du dispositif à l'aide de toutes les méthodes d'identification. Elle est découpée en 4 intervalles d'événements de multiplicité couvrant ensemble toute la gamme accessible à 32 MeV/A.

La figure 2.23a est représentée pour des événements de multiplicité compris entre 2 et 8 inclus correspondant aux collisions les plus périphériques observées. Nombre de fragments lourds y sont produits avec des isotopes identifiables jusqu'au Fer ( $Z=26$ ). Sur la figure 2.23b pour des collisions moins périphériques, moins de noyaux lourds sont produits avec peu de Chrome, Manganèse et Fer ( $Z=24,25,26$ ) contre plus de particules légères (H,He). Pour la figure 2.23c représentant des collisions davantage dissipatives, les particules légères sont toujours produites en grande quantité mais peu de noyaux supérieurs à l'Argon ( $Z=18$ ) sont produits. Enfin, pour les collisions les plus dissipatives accessibles à cette énergie, la figure 2.23d montre que très peu de noyaux autres que les légers (H,He) sont produits, et aucun au-dessus du Phosphore ( $Z=15$ ). Cette figure montre qu'en fonction d'une observable de dissipation (ou de centralité) de la collision, le mécanisme de réaction varie, allant des gros noyaux pour les collisions quasi-élastiques et peu dissipatives jusqu'à une très grande proportion de particules légères pour les plus dissipatives.

La figure 2.24 présente les cartes des seuils en énergie pour identifier en charge les noyaux détectés dans INDRA et dans FAZIA. Cette figure montre que l'analyse en forme des signaux (PSA) dans le Si1 de FAZIA permet d'identifier des noyaux plus lourds de faible énergie et ainsi d'abaisser les seuils d'identification du dispositif. Par exemple pour un noyau de charge  $Z=15$  l'identification est possible en PSA à partir de 100 MeV tandis qu'elle débute à 400 MeV en  $\Delta E-E$  entre le Si1 et le Si2. Plusieurs intersections sont visibles. Pour une même énergie le parcours d'une particule est sujet à fluctuations. Dans certains cas elle peut traverser ou non l'étage suivant de détection et être identifiée par la méthode suivante. Par ailleurs, dans le cas d'une identification entre le Si et le CsI dans INDRA ou dans FAZIA, la particule est stoppée dans le CsI et si son identification est possible en R-L, donc pour une charge inférieure à 5, alors cette dernière sera priorisée car de meilleure qualité pour l'identification en masse. Cette dernière assertion est à nuancer selon l'énergie de la particule considérée et une hiérarchie plus précise des identifi-

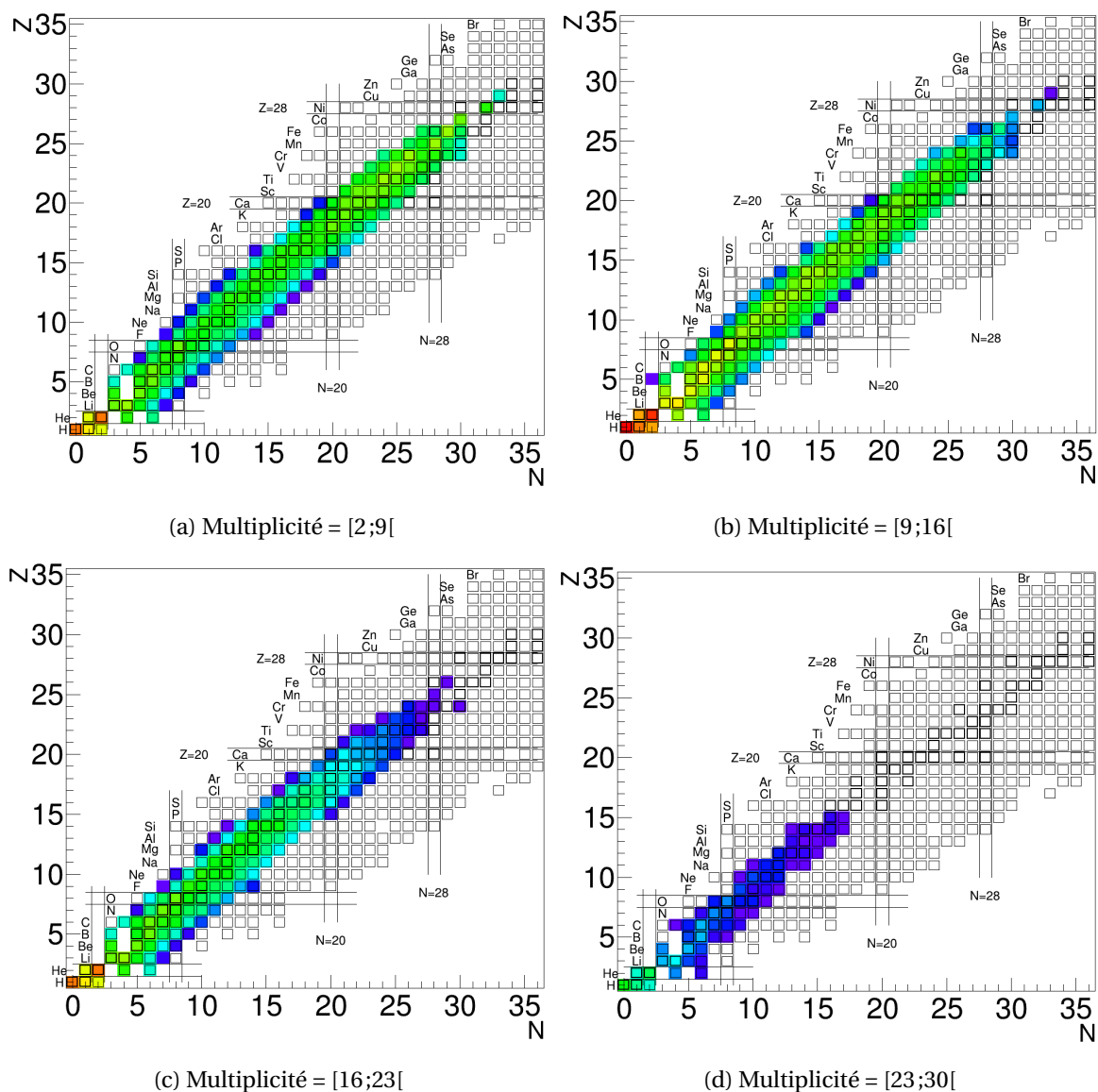


FIGURE 2.23 – Charge des noyaux détectés ( $Z$ ) en fonction de leur nombre de neutrons ( $N$ ) pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A et 4 intervalles de multiplicité.

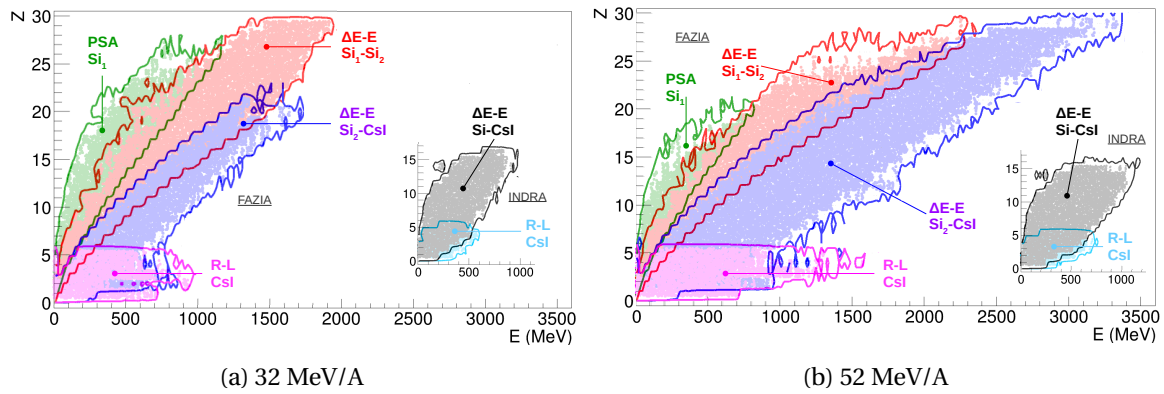


FIGURE 2.24 – Cartes des seuils en énergie en fonction de la charge des particules identifiées dans FAZIA et INDRA selon les différentes méthodes. Les cartes sont présentées pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ , à gauche pour une énergie incidente à 32 MeV/A et à droite à 52 MeV/A.

cations sera utilisée pour les études qui suivront cette thèse.

## 2.5 Conclusions

Ce chapitre a présenté les méthodes d'identification dans les télescopes d'INDRA et de FAZIA. La première méthode d'identification appelée  $\Delta E$ -E utilise l'énergie déposée par une particule incidente dans deux étages de détection consécutifs : cette méthode permet d'identifier les isotopes très distinctement jusqu'au titane ( $Z=22$ ) comme l'ont montré les cartes de noyaux identifiés. Les secondes méthodes d'identification utilisent la forme du signal : la méthode de PSA dans les siliciums de FAZIA dont l'excellente homogénéité permet d'identifier les particules incidentes à l'aide de l'histogramme bidimensionnel représentant l'énergie déposée dans le Si1 en fonction du maximum d'intensité du signal. Cette méthode permet une bonne identification isotopique jusqu'au soufre (16). Dans les CsI l'analyse en forme R/L en fonction des composantes rapides et lentes des signaux issus de ces scintillateurs sépare certains isotopes. Il est possible d'identifier différents isotopes pour les noyaux légers par cette méthode, jusqu'au béryllium ( $Z=4$ ). Une vérification préliminaire de l'état des données acquises consiste à observer le taux de comptage des blocs en fonction du temps. Suivant les systèmes certains blocs ont un taux de comptage légèrement inférieur aux autres blocs situés à la même distance du faisceau. Cet indicateur encourage la vérification du fonctionnement du bloc en question. Révélant des problèmes de désynchronisation ou plus particulièrement des problèmes de fonctionnement (polarisation, faux contact...) au niveau des télescopes. En vérifiant le taux de particules détectées par méthode d'identification, le détecteur en cause est rapidement déterminé. Recouper ces vérifications avec les observations faites en ligne, le suivi de l'état des détecteurs et la qualité des matrices d'identification  $\Delta E$ -E permet un suivi exhaustif et précis des pannes. L'expérience E789 dans son ensemble a subi un très faible taux de pannes.







## Chapitre 3

# Les effets des dispositifs expérimentaux

*« crois-tu que de tels hommes  
auraient pu voir quoi que ce soit  
d'autre [...] que les ombres qui,  
sous l'effet du feu, se projettent sur  
la paroi de la grotte en face d'eux?  
»*

---

-Platon, *La République*

### Sommaire

---

<b>3.1 Introduction</b> . . . . .	<b>58</b>
<b>3.2 Comparaison des dispositifs expérimentaux à partir des données de la campagne 2 d'INDRA</b> . . . . .	<b>58</b>
<b>3.3 Comparaison des dispositifs expérimentaux en utilisant des événements de HIPSE filtrés</b> . . . . .	<b>65</b>
3.3.1 Les événements HIPSE vus par les différents dispositifs . . . . .	66
3.3.2 Les particules détectées par les dispositifs . . . . .	70
<b>3.4 Conclusions</b> . . . . .	<b>78</b>

---

### 3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la caractérisation des effets et de l'influence du dispositif expérimental sur les données disponibles et leurs caractéristiques pour l'analyse physique. En effet, comme tout dispositif expérimental, INDRA-FAZIA E789 possède une couverture angulaire, des seuils de détection et d'identification et des résolutions en énergie (Cf. Chapitre 1 et 2). L'ensemble des données recueillies lors d'une collision nucléaire à l'aide d'un tel dispositif est donc l'image de l'événement réel à travers le prisme de sa détection. Il convient de comprendre le lien entre ce que l'on perçoit de l'événement et ce qu'il se produit réellement afin de pouvoir interpréter nos mesures à la lumière des différents effets de détection.

En effet, comme mentionné en introduction de cette thèse, l'analyse principale (chapitre 4) porte sur l'isospin du plus gros fragment à l'avant du centre de masse à l'aide, notamment, des rapports de Rami et son évolution avec la centralité de la collision. Il est donc indispensable d'évaluer les capacités du dispositif INDRA-FAZIA E789 à mesurer la masse et la charge des fragments à l'avant du centre de masse, à détecter effectivement le plus gros fragment à l'avant du centre de masse. Comme mentionné ci-avant, une variable de dissipation est nécessaire à cette étude pour sélectionner les événements en fonction de la centralité. Celle-ci est discutée au chapitre suivant. Il est donc indispensable d'estimer les distributions en paramètre d'impact et en multiplicité accessibles à l'aide de ce dispositif. Par ailleurs cette expérience constitue le premier couplage entre les multidétecteurs INDRA et FAZIA et ses caractéristiques doivent être appréhendées au mieux pour de futures analyses.

Pour ce faire, la première partie de ce chapitre caractérise les pertes éventuelles de particules détectées induites par la différence de couverture angulaire entre INDRA tel qu'il était pour la campagne 2 et INDRA-FAZIA pour l'expérience E789. Ce travail est effectué en observant les caractéristiques des particules et des événements mesurés lors de la campagne 2 par le dispositif INDRA au complet maintenant détectés par le dispositif INDRA-FAZIA E789 simulé. La seconde partie du chapitre s'attache à caractériser dans l'absolu les différences entre les deux dispositifs en simulant et étudiant le comportement des détections effectives respectives d'un lot d'événements générés par HIPSE (Heavy Ion Phase Space Exploration). Elle montre l'apport fondamental que représente INDRA-FAZIA pour la mesure des masses des noyaux produits à l'avant du centre de masse, provenant principalement des Quasi-Projectiles.

L'idée générale de ce chapitre est de profiter, par des comparaisons, des connaissances acquises sur le fonctionnement d'INDRA sur 25 ans pour mieux maîtriser, connaître et comprendre le fonctionnement d'INDRA-FAZIA.

### 3.2 Comparaison des dispositifs expérimentaux à partir des données de la campagne 2 d'INDRA

Un moyen d'appréhender l'influence du dispositif et la différence avec INDRA seul est d'utiliser les données expérimentales réelles obtenues lors de la campagne 2 [19]. La figure 3.1 montre les dispositifs respectifs des deux expériences, à gauche pour la seconde

campagne d'INDRA et à droite pour l'expérience E789. Durant la seconde campagne d'INDRA le dispositif était constitué des 17 couronnes d'INDRA. Le multi-détecteur couvrait alors 90% de l'angle solide. Il était également équipé de chambres d'ionisation (ChIo), abaissant les seuils de détection et d'identification en charge des noyaux. Il est possible de comparer les données obtenues lors de la seconde campagne d'INDRA à ces mêmes données telles qu'elles seraient détectées par le dispositif INDRA-FAZIA utilisé lors de l'expérience E789. Ce dernier est simulé à l'aide d'un programme que nous appellerons *filtre INDRA-FAZIA*. Celui-ci reproduit la quasi-totalité du fonctionnement et des limites expérimentales du dispositif expérimental, à l'exception des défauts éventuels de calibration en énergie. Cette comparaison montre certains effets du remplacement des 5 couronnes avant d'INDRA par les 12 blocs de FAZIA ainsi que de l'absence de ChIo. Il est clair que la détection d'une collision par INDRA est plus exhaustive que celle du dispositif expérimental E789, du fait de sa grande couverture angulaire et de ses seuils de détection très bas. L'objectif de cette section est donc de quantifier les effets du nouveau dispositif par rapport à l'ancien. Cependant elle n'en montre pas les avantages car le point de départ sont les données expérimentales déjà soumises aux contraintes imposées par le dispositif INDRA tel que lors de la campagne 2. En effet FAZIA apporte une identification isotopique jusqu'au  $Z \approx 25$  indispensable à l'étude présentée dans cette thèse. Dans un souci de clarté cette section présente uniquement la comparaison des données INDRA campagne 2 avant et après le filtre INDRA-FAZIA pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{MeV}/A$  mais des résultats similaires ont été observés sur les autres systèmes. 400 000 événements de ce système ont été utilisés et filtrés.

La figure 3.2 représente les dispositifs vus de face pour les angles polaires  $\theta$  compris entre  $0^\circ$  et  $15^\circ$ . Les cercles désignent des angles  $\theta$  spécifiques. Les couronnes sont notées de C2 à C6. Seule la C6 est conservée lors de l'expérience E789 (3.2b). La couverture angulaire de FAZIA débute à  $1,5^\circ$  alors que celle d'INDRA campagne 2 débute à  $3^\circ$ . Néanmoins à partir de  $8^\circ$  la couverture spatiale assurée par FAZIA n'est pas aussi complète que lors de campagne 2.

La figure 3.3 représente la distribution en multiplicité des événements : en noir les données issues de la campagne 2 d'INDRA, en bleu ces mêmes données après le filtre INDRA-FAZIA. Le nombre d'événements est le même pour les deux. Les données recueillies par INDRA montrent des événements allant d'une multiplicité 4, correspondant à la condition de déclenchement expérimental, à une multiplicité de 24 particules chargées. Une majeure partie d'événements présentent entre 4 et 13 noyaux. Le nombre d'événements diminue fortement à partir d'une multiplicité 13. Les données filtrées par le dispositif INDRA-FAZIA montrent moins d'événements à grande multiplicité avec un nombre plus important d'événements pour une multiplicité comprise entre 4 et 11. Cet écart de distributions dans ces deux régions indique qu'une partie des particules vues initialement par INDRA a échappé à la détection dans le filtre INDRA-FAZIA, diminuant de quelques particules la multiplicité pour les événements les plus dissipatifs.

La figure 3.4 montre la distribution en charge des particules détectées par INDRA en noir et cette même distribution après le filtre INDRA-FAZIA. Comme évoqué dans le chapitre 2, les particules les plus abondantes sont les particules de charge  $Z=1$  et  $Z=2$  et correspondent principalement à des protons et des alphas. Pour la campagne 2, le déclenchement expérimental nécessitant une multiplicité de 4 particules chargées, les

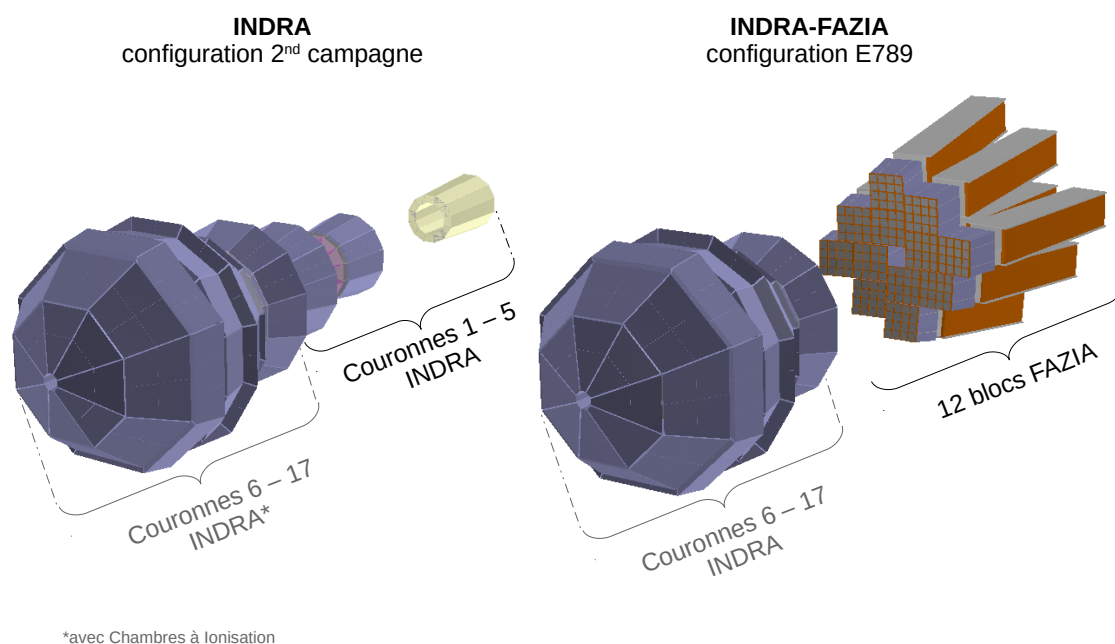


FIGURE 3.1 – Dispositifs expérimentaux. A gauche le multi-détecteur INDRA tel qu'utilisé durant la seconde campagne de mesures de la collaboration éponyme. A droite le dispositif composé des multi-détecteurs INDRA et FAZIA couplés pour la première fois lors de l'expérience E789.

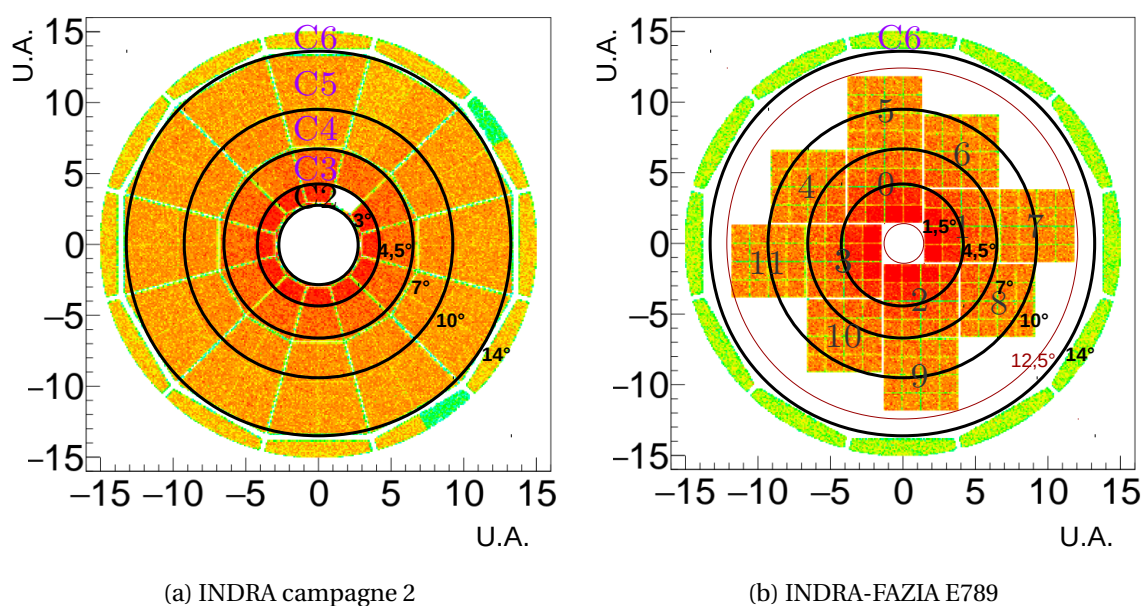


FIGURE 3.2 – Configuration géométrique des multi-détecteurs INDRA (a) et INDRA-FAZIA (b). Les cercles représentent des angles polaires  $\theta$  spécifiques. Les couronnes d'INDRA sont notées de C2 à C6, les blocs de FAZIA sont numérotés de 0 à 12.

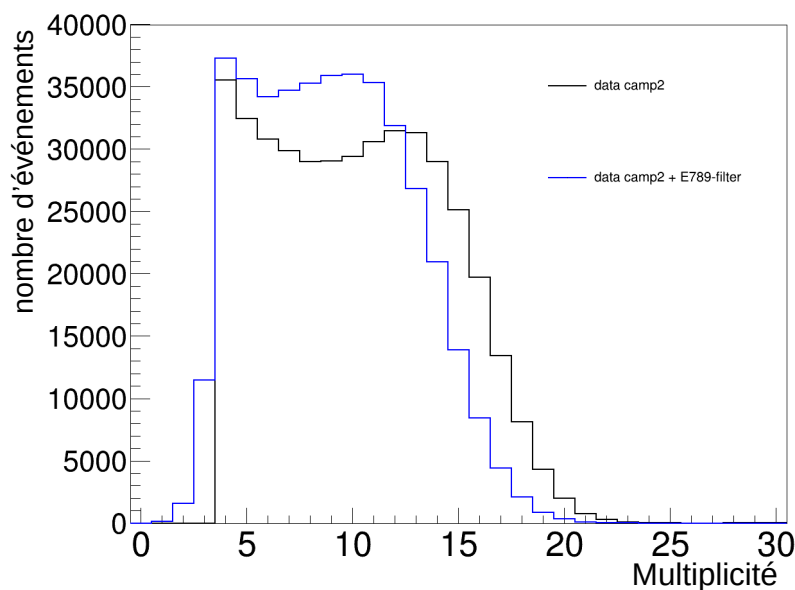


FIGURE 3.3 – Distribution en multiplicité de particules détectées. En noir les données de la campagne 2 d’INDRA. En bleu ces mêmes données filtrées par le dispositif simulé INDRA-FAZIA E789.

collisions avec les fragments les plus lourds correspondant aux faibles multiplicités sont en plus faible quantité. Les particules identifiées en charge perdues après filtrage INDRA-FAZIA sont principalement celles comprises entre  $Z=3$  et  $Z=23$ . Pour cet intervalle le filtre INDRA-FAZIA détecte environ deux fois moins de particules.

La figure 3.5 représente la distribution en angle polaire  $\theta$  des particules détectées par INDRA en noir et la même distribution après filtrage par le dispositif simulé INDRA-FAZIA de l’expérience E789 en bleu. Les couronnes 5 à 17 d’INDRA couvrent les angles allant de  $14^\circ$  à  $176^\circ$  (voir chapitre 1). L’intervalle allant de  $2^\circ$  à  $14^\circ$  est couvert par les 5 premières couronnes d’INDRA dans les données de la campagne 2. Cependant la couronne 1 n’a pas été utilisée ici à cause de soucis d’identification. La couverture angulaire d’INDRA débute ainsi à  $3^\circ$ . Dans le filtre simulant le dispositif INDRA-FAZIA E789, l’intervalle à faibles angles allant de  $1,5^\circ$  à  $12,5^\circ$  est couvert par les 12 blocs de FAZIA. La structure crénelée témoigne de la structure mécanique entre les différentes couronnes d’INDRA et montre les zones mortes du dispositif. La forme spécifique de la distribution angulaire pour une même couronne, par exemple la couronne 9 qui couvre les angles  $\theta$  compris entre  $35^\circ$  et  $45^\circ$ , est dictée par l’attribution de l’angle d’une particule détectée par un télescope d’INDRA. La figure 3.6 montre la fenêtre d’entrée d’un télescope d’INDRA. Cette fenêtre a une forme trapézoïdale. A une particule traversant cette fenêtre est associé un angle  $\theta$  tiré aléatoirement sur la surface d’entrée. Ce choix de tirage angulaire favorise les angles à la base du trapèze. Entre  $9^\circ$  et  $14^\circ$  beaucoup de particules détectées par INDRA ne sont pas détectées par le filtre INDRA-FAZIA. En effet la couverture angulaire de FAZIA est dégressive. Ceci est dû à sa géométrie en blocs qui rend sa couverture angulaire en  $\theta$  irrégulière en  $\phi$  et de moins en moins complète entre  $9^\circ$  et  $12,5^\circ$ . C’est dans cet intervalle que sont perdues une partie des particules de charge comprise entre  $Z=3$  et  $Z=25$  telles que vues dans la figure précédente 3.4. Concernant les couronnes d’INDRA (6 à 17) toujours en place, l’absence des ChIo se fait légèrement ressentir avec une perte d’environ

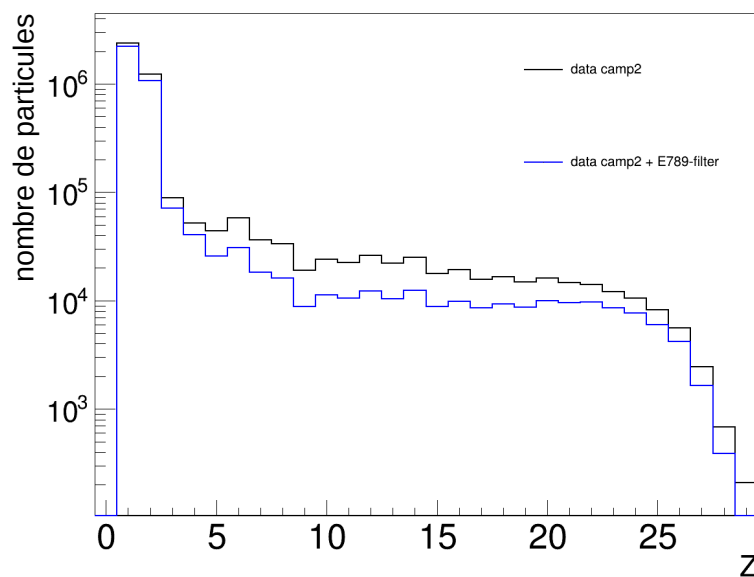


FIGURE 3.4 – Distribution en charge des particules détectées. En noir les données de la campagne 2 d'INDRA. En bleu ces mêmes données filtrées par le dispositif simulé INDRA-FAZIA E789.

10% de particules détectées aux angles supérieurs à  $14^\circ$ . Au-delà de  $45^\circ$  le nombre de particules détectées reste néanmoins similaire car ces couronnes ne possèdent pas d'étages de silicium. Dans le filtre simulé tel qu'il est conçu, toute particule stoppée dans un étage de CsI y génère de la lumière, il n'y a donc pas de seuil d'identification pour les télescopes ne possédant que des CsI. Cette lacune par rapport à la réalité a été palliée en rajoutant des seuils identiques à ceux de la campagne 2.

La figure 3.7 représente la distribution de vitesse parallèle à la direction du faisceau des particules détectées ( $V_{par}$ ) dans le référentiel du laboratoire pour les données INDRA avant et après filtrage par INDRA-FAZIA. Les flèches nommées  $V_{cm}$  et  $V_{proj}$  indiquent respectivement la vitesse du CM de la réaction et celle du projectile. Le minimum local proche de la vitesse du CM ( $\approx 3,93$  cm/ns) pour les deux distributions se trouve dans la zone dite *de mi-rapacité* où moins de noyaux issus de la cible ou du projectile sont émis tandis qu'à l'avant du CM on détecte préférentiellement les noyaux provenant du projectile et à l'arrière ceux provenant de la cible. Pour une vitesse parallèle nulle les noyaux sont émis perpendiculairement à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire soit entre les couronnes 12 et 13 d'INDRA, au niveau de la cible, et échappent à la détection. Globalement les particules non détectées après le filtre INDRA-FAZIA sont celles produites à des  $V_{par}$  positives, en particulier à mi-rapacité dans la zone couverte par les couronnes 6 à 9 d'INDRA où l'absence des ChIo dans le dispositif INDRA-FAZIA augmente les seuils de détection. Mais aussi à l'avant du CM où le dispositif INDRA-FAZIA possède une moins grande couverture angulaire qu'INDRA lors de la campagne 2.

La pseudo-impulsion est le produit de la charge d'un noyau par son vecteur vitesse. La pseudo impulsion totale parallèle est la somme des composantes parallèles à l'axe du faisceau des pseudo impulsions des noyaux produits. Elle est définie par l'équation

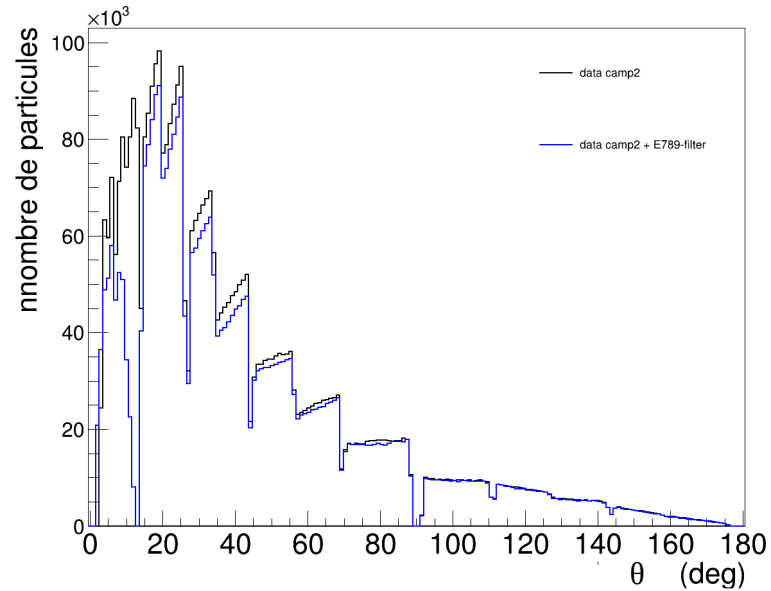


FIGURE 3.5 – Distribution en angle polaire  $\theta$  des particules détectées dans le référentiel du laboratoire. En noir les données de la campagne 2 d’INDRA. En bleu ces mêmes données filtrées par le dispositif simulé INDRA-FAZIA E789.

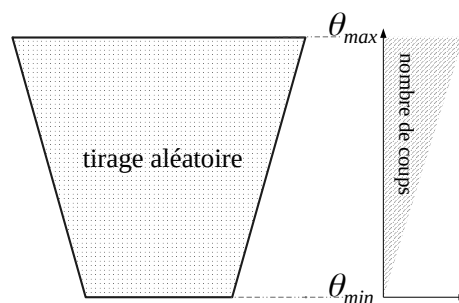


FIGURE 3.6 – Fenêtre d’entrée d’un télescope d’INDRA. L’angle d’une particule incidente est tiré aléatoirement sur sa surface.



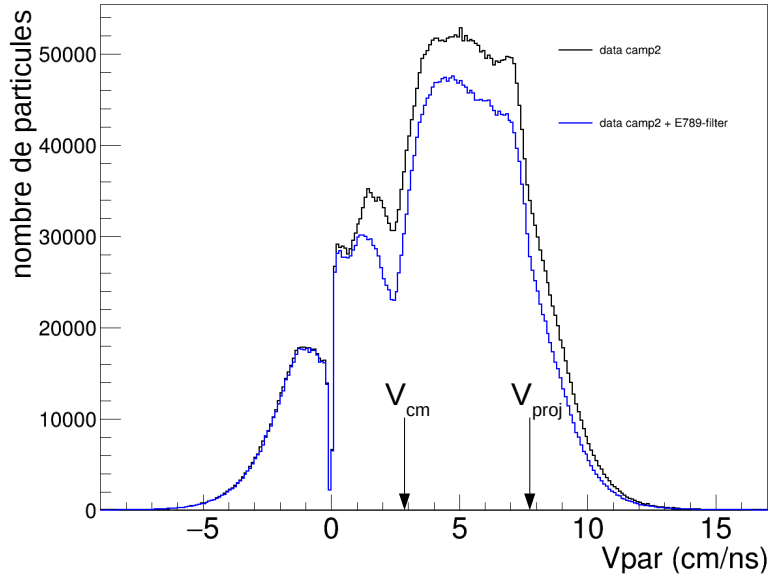


FIGURE 3.7 – Distribution de vitesse parallèle à l’axe du faisceau  $V_{par}$  des particules détectées dans le référentiel du laboratoire. En noir les données de la campagne 2 d’INDRA. En bleu ces mêmes données filtrées par le dispositif simulé INDRA-FAZIA E789.

suivante 3.1 :

$$ZV_{par} = \sum_{i=1}^{multiplicité} Z_i \times V_{par_i} \quad (3.1)$$

Avec  $i$  la  $i$ ème particule de l’événement considéré.

Similaire à l’impulsion parallèle, la pseudo-impulsion est approximativement conservée lors de collisions nucléaires. Rapporter la pseudo impulsion parallèle totale mesurée d’un événement ( $ZV_{par}$ ) à la pseudo impulsion initiale du projectile ( $ZV_{proj}$ ) est un moyen d’estimer la quantité d’informations manquées par le détecteur. Associé à la proportion de charge totale conservée lors de la détection, c’est un critère quantitatif de complétude de la mesure de l’événement. La figure 3.8 représente donc la charge totale mesurée ( $Z_{TOT}$ ) normalisée à la charge totale du système ( $Z_{sys}=56$ ) en fonction de  $ZV_{par}/ZV_{proj}$  pour les données INDRA (3.8a) et les données filtrées par INDRA-FAZIA (3.8b). L’échelle de couleur représente le logarithme du nombre d’événements, la même échelle a été choisie pour les deux figures. Il est possible de définir pour chacune des deux figures quatre zones d’intérêt numérotées de 1 à 4 :

**Zone 1 :** La zone 1, pour  $ZV_{par}/ZV_{proj} \approx 1$  et  $Z_{TOT}/Z_{sys} \approx 1$ , représente des événements pour lesquels la majorité des particules issues du QP et de la QC sont détectées. Ces événements sont qualifiés de *complets*. Dans les données de la campagne 2 (3.8a) cette zone comporte un maximum local qui disparaît après filtrage par INDRA-FAZIA (3.8b). Il n’y a plus d’événements complets, une partie de la contribution de la QC est perdue à cause des seuils de détection et de la couverture angulaire.

**Zone 2 :** La zone 2, pour  $ZV_{par}/ZV_{proj}$  compris entre 0,7 et 1 et  $Z_{TOT}/Z_{sys} \approx 0,5$ , représente des événements dont on mesure une pseudo-impulsion  $ZV_{par}$  de l’ordre de celle du projectile et une charge totale à demie conservée suggérant que les par-

ticules issues du QP sont majoritairement détectées et celles provenant de la QC majoritairement non-détectées. On appelle cette zone : zone du QP. Les deux figures présentent des maxima locaux dans la zone du QP. Cependant après le filtre INDRA-FAZIA (3.8b) la zone densément peuplée en événements est légèrement moins étendue.

**Zone 3 :** La zone 3 possède un dernier maximum très prononcé autour de 10% de la pseudo-impulsion initiale  $ZV_{proj}$  et décrit une importante quantité d'événements très incomplets pour lesquels les plus gros noyaux venant du QP sont produits aux angles non-couverts par le dispositif, souvent lorsque le plus gros fragment est peu dévié et se trouve à des petits angles. Ceux issus de la QC quant à eux sont soit émis aux angles non-couverts par le dispositif, soit ils ne possèdent pas suffisamment d'énergie pour passer les seuils de détection. Ces événements se retrouvent aussi après le filtre INDRA-FAZIA (3.8b).

**Zone 4 :** Enfin il est possible de définir une 4e et dernière zone uniquement peuplée dans les données de la campagne 2. Elle décrit un léger épaulement un peu en dessous de  $ZV_{par}/ZV_{proj}=0,5$  à la moitié de la charge totale du système et représente des événements pour lesquels seules les particules issues de la cible sont détectés. Cet épaulement disparaît après le filtre INDRA-FAZIA. La QC semble dans ce cas échapper à la détection.

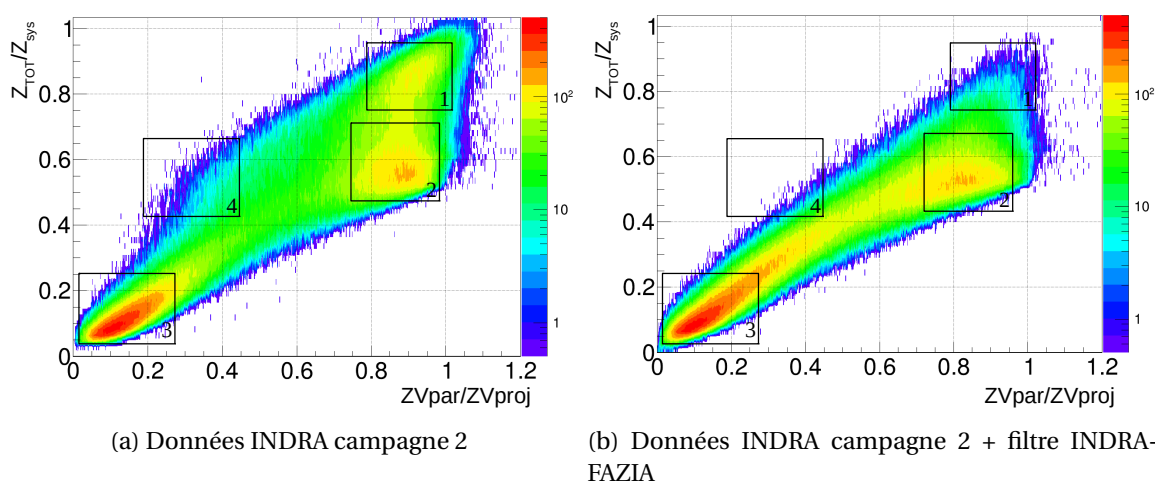


FIGURE 3.8 – Charge totale détectée normalisée à celle du système ( $Z_{sys}=56$ ) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée à celle du projectile. Zone 1 : événements *complets*, zone 2 : zone du QP, zone 3 : événements incomplets, zone 4 : zone de la QC.

### 3.3 Comparaison des dispositifs expérimentaux en utilisant des événements de HIPSE filtrés

La partie précédente a établi à l'aide des données réelles d'INDRA campagne 2 filtrées la perte engendrée par la géométrie et les seuils du dispositif INDRA-FAZIA. Un autre

moyen d'essayer de comprendre et d'estimer les effets de détection des dispositifs sur les événements produits est d'utiliser une simulation de collisions d'ions lourds comme Heavy Ion Phase-Space Exploration (HIPSE) et de la filtrer par les simulations des dispositifs de la campagne 2 d'INDRA et de l'expérience E789 INDRA-FAZIA. On parle dans la suite de *filtre INDRA* et *filtre INDRA-FAZIA*. HIPSE permet de simuler des collisions d'ions lourds entre 10 MeV/A et 150 MeV/A. Il décrit la réaction par des étapes successives allant de la phase d'approche, la formation de fragments et particules de pré-équilibre légères, à la désexcitation des noyaux chauds produits [62]. Il est décrit plus en détails dans le chapitre 5. Pour cette partie un million d'événements ont été générés à l'aide du code de simulation HIPSE. Ces événements ont ensuite été filtrés par INDRA ou INDRA-FAZIA. Ces filtres prennent en compte la géométrie, les seuils de détection et d'identification ainsi que les conditions expérimentales de déclenchement de l'acquisition des données d'un événement. Ces dernières jouent un rôle très important. Concernant la campagne 2 le déclenchement de l'acquisition était conditionné par la détection d'au moins 4 particules dans l'ensemble du multi-détecteur. Pour l'expérience INDRA-FAZIA E789 la condition de déclenchement est de 2 particules détectées par FAZIA, cela revient à exiger la présence de 2 particules dans moins de 6% de l'espace contre 4 particules dans 85% de l'espace lors de la campagne 2 d'INDRA. Cette condition de déclenchement a été imposée par le couplage entre l'électronique numérique de FAZIA et l'ancienne électronique analogique d'INDRA, l'acquisition d'INDRA n'est ainsi déclenchée que par lorsque lorsque FAZIA détecte un événement. Cette condition drastique était obligatoire pour que l'expérience puisse se faire avec ce dispositif expérimental. Ce chapitre a notamment pour but de quantifier la différence engendrée par ces effets de déclenchement. Il va de soit que de telles conditions excluent les collisions élastiques, à savoir les collisions les plus périphériques, pour lesquelles le projectile n'est pas fragmenté. Tout comme dans la partie précédente, dans un souci de clarté et de concision, seul le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A est représenté. Des observations similaires sont faites pour tous les systèmes.

**Remarques :**

- *Le filtre INDRA ne prend pas en compte la couronne 1, dysfonctionnelle lors de la campagne 2. Sa couverture angulaire en angle polaire  $\theta$  commence donc à  $3^\circ$  et non  $2^\circ$ .*
- *Le filtre INDRA-FAZIA, tel qu'il est fait, possède, sur les couronnes arrières 10 à 17 correspondant aux angles  $\theta > 45^\circ$  dans le laboratoire, des seuils de détection identiques à INDRA campagne 2 (donc avec les ChIo). Il a donc été rajouté des seuils à 0,6 MeV/A après coup sans quoi le seul étage subsistant de CsI posséderait un seuil théorique de 0 MeV/A.*

### 3.3.1 Les événements HIPSE vus par les différents dispositifs

Cette partie décrit les effets des dispositifs expérimentaux à l'échelle de l'événement à l'aide de variables dites globales. La figure 3.9 présente les distributions de multiplicité de particules chargées des événements générés par HIPSE non filtrés (équivalent à une détection parfaite) en noir puis ceux générés par HIPSE et filtrés par INDRA et INDRA-FAZIA respectivement en bleu et en rouge. Pour ce dernier dispositif, une distribution

des événements filtrés sans prise en compte du déclenchement expérimental apparaît également en vert. Les événements générés par HIPSE possèdent au minimum une multiplicité 2. Ce sont des événements de collisions élastiques pour lesquels le projectile et la cible sont non fragmentés. Ils sont hautement plus probables que les autres. A cette énergie de 32 MeV/A les noyaux générés par HIPSE peuvent se fragmenter en une trentaine de particules chargées au maximum. La gamme d'événements ayant des multiplicités de 2 à 21 particules chargées est la plus représentée avec environ 35 000 événements pour chacune des multiplicités entre 6 et 21.

Une fois filtrée par INDRA la distribution de multiplicité débute à 4, correspondant à la condition de déclenchement expérimental. Elle décrit ensuite un plateau d'environ 40 000 événements par multiplicité avant de chuter pour les hautes multiplicités à partir de 16. La valeur maximale de multiplicité est inférieure à celle des événements avant filtre, une partie des particules chargées ont échappé à la détection, décalant la nouvelle distribution vers les basses multiplicités. 66% des événements initiaux ont des particules détectées et sont conservés après filtre.

Les événements après filtre INDRA-FAZIA quant à eux (en rouge) connaissent une chute drastique de leur nombre. Seuls 27% des événements sont conservés. Cette chute est due en grande partie à la condition de déclenchement expérimentale très restrictif qui exige 2 particules dans les 6% de l'espace couvert par FAZIA. En effet, si cette condition n'est pas appliquée, alors 87% des événements sont conservés (courbe verte). Parmi eux une large proportion de collisions élastiques représentée par les événements de multiplicité 1 pour lesquels la cible, initialement fixe dans le laboratoire, n'est pas détectée après collisions car elle ne possède pas assez d'énergie pour passer les seuils de détection ou bien n'est pas suffisamment déviée pour atteindre un détecteur.

Il est intéressant à présent de déterminer les événements effectivement détectés en terme de paramètre d'impact afin de comprendre en partie les mécanismes favorisés.

Le paramètre d'impact, appelé  $b$ , est la variable qui caractérise la centralité de la collision. Il représente l'écart entre les trajectoires rectilignes initiales des centres de masse des deux noyaux dans le référentiel du CM de la collision. Expérimentalement la mesure directe de cette variable n'est pas possible pour un événement, elle ne peut être qu'estimée à l'aide d'observables qui lui sont plus ou moins corrélées (voir chapitre 4). On parle d'événements centraux ou de collisions centrales pour les faibles valeurs de  $b$  et d'événements ou de collisions périphériques pour les grandes valeurs de  $b$ . Les événements générés par HIPSE ont une distribution triangulaire en paramètre d'impact allant de 0 fm à 9,15 fm pour le  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A. On appelle paramètre d'impact réduit  $b_{red} = b/b_{max}$  avec  $b_{max}$  le paramètre d'impact maximal généré, correspondant aux collisions les plus périphériques pour un système de cette taille, dans le cadre d'un modèle géométrique de sphères dures à bord net pour décrire les collisions. La figure 3.10a représente les distributions de  $b_{red}$  des événements HIPSE non filtrés, HIPSE après filtre INDRA et après filtre INDRA-FAZIA respectivement en noir, bleu et rouge. La figure 3.10b représente la proportion d'événements conservés par  $b_{red}$  après filtre pour les deux dispositifs. Les événements les plus produits sont naturellement les plus périphériques. Ce sont également les moins bien détectés. En effet, sur la figure 3.10a, le filtrage par INDRA conserve la majeure partie des événements avec une distribution qui atteint son maximum pour un  $b_{red} = 0,75$  après quoi le nombre d'événements conservés chute jus-

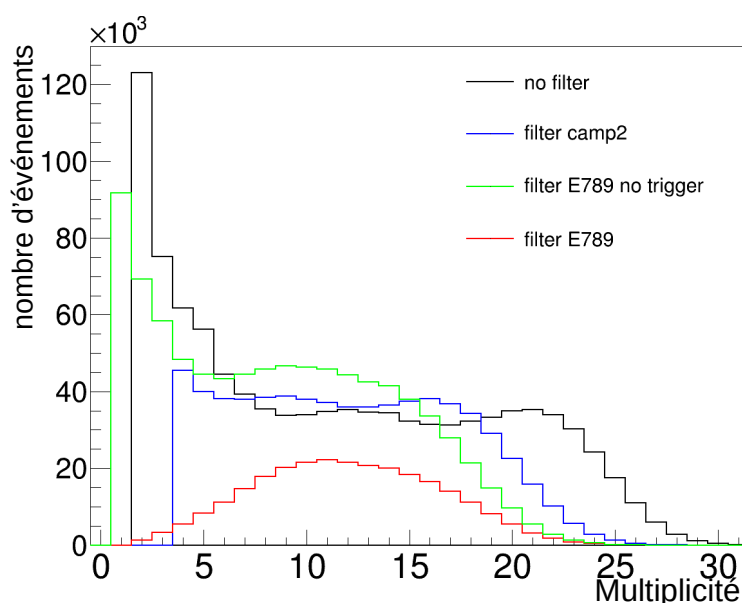


FIGURE 3.9 – Distribution de multiplicité de particules chargées des événements. En noir les événements générés par HIPSE. En bleu et rouge ces mêmes événements filtrés respectivement par INDRA et INDRA-FAZIA. En vert les événements HIPSE filtrés par le dispositif simulé INDRA-FAZIA sans prise en compte des conditions de déclenchement expérimentales.

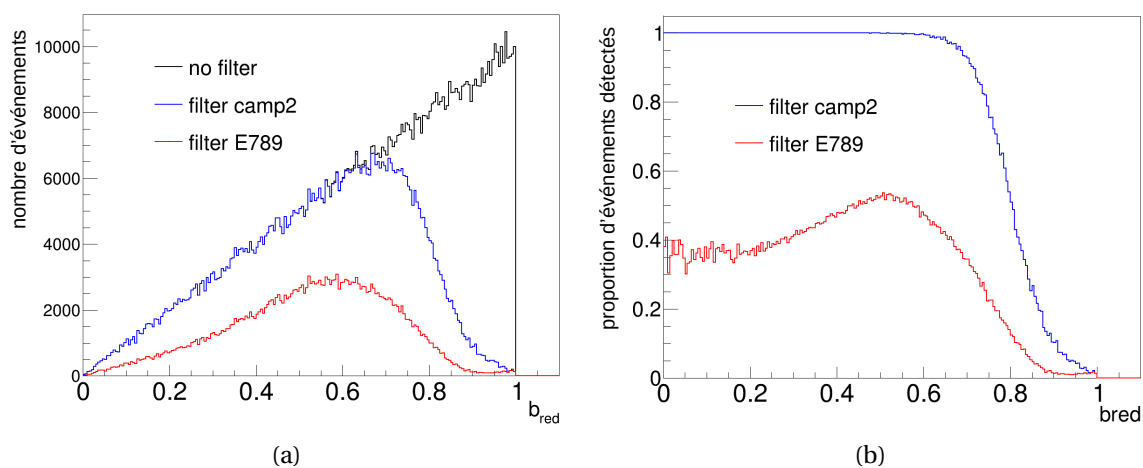


FIGURE 3.10 – Distributions du paramètre d'impact réduit des particules chargées des événements. En noir les événements générés par HIPSE. En bleu et rouge ces mêmes événements filtrés respectivement par INDRA et INDRA-FAZIA. A droite 3.10b les événements filtrés par les deux campagnes de mesure sont rapportés aux événements générés.

qu'à 0 pour les collisions les plus périphériques. Cette tendance est confirmée sur la figure 3.10b, où 100% des événements sont vus jusqu'à  $b_{red}=0,65$ . En effet, les conditions de déclenchement imposent 4 particules détectées et donc une fragmentation minimale qui élimine les collisions élastiques et rendent moins probable la détection de collisions quasi-élastiques avec un QP à très petit angle. La distribution des événements filtrés par INDRA-FAZIA a quant à elle une forme particulière. La figure 3.10b montre que le dispositif expérimental, sous la contrainte imposée par la condition de déclenchement et l'acceptance géométrique, autorise la détection de 40% des événements les plus centraux jusqu'à  $b_{red} = 0,25$  avant de voir ce taux de détection augmenter jusqu'à un maximum de 55% des événements détectés à  $b_{red} = 0,5$  puis de diminuer à nouveau jusqu'à atteindre 0% pour les collisions les plus périphériques.

La figure 3.11 tout comme la figure 3.8 présentée dans la partie précédente (3.2) représente la somme des charges détectées par événement ( $Z_{TOT}$ ) rapportée à la charge totale du système ( $Z_{sys} = 56$ ) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle  $ZV_{par}$  (cf. 3.1) normalisée à la pseudo-impulsion du projectile  $ZV_{proj}$ . Comme expliqué précédemment, ces deux observables sont un moyen d'estimer la complétude d'un événement. Pour confirmer et compléter les résultats de la partie précédente, la figure 3.11a présente les événements HIPSE filtrés par INDRA tandis que la figure 3.11b représente les événements après le filtre INDRA-FAZIA. Le nombre d'événements est représenté en logarithme sur la même échelle de couleurs pour les deux figures.

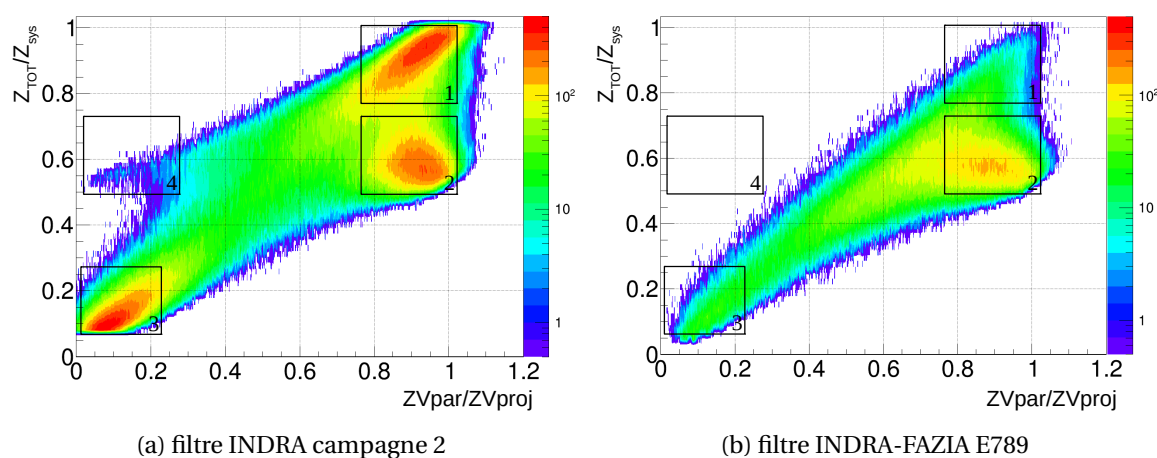


FIGURE 3.11 – Charge totale détectée normalisée à celle du système ( $Z_{sys}=56$ ) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée à celle du projectile. Zone 1 : événements *complets*, zone 2 : zone du QP, zone 3 : événements incomplets, zone 4 : zone de la QC.

Comme précédemment il est possible d'y distinguer plusieurs zones numérotées de 1 à 4. Trois zones plus denses en événements sont visibles pour les événements filtrés par INDRA (3.11a). Dans la **zone 1**, dite *d'événements complets*, la pseudo-impulsion totale est proche de celle du projectile ( $ZV_{par}/ZV_{proj} \approx 0,9$ ) et la charge totale de l'événement en grande partie conservée ( $Z_{TOT}/Z_{sys} \approx 0,9$ ), plus de 90% des particules chargées issues de la cible et du projectile sont détectées. Toujours pour une pseudo-impulsion totale proche de celle du projectile mais une charge totale à 50% de la charge du système, la **zone 2**, dite *zone du QP*, comprend les événements dont les particules chargées prove-

nant du projectile sont majoritairement détectées mais celles provenant de la cible en grande partie non-détectées. Enfin, pour les  $Z_{TOT} \leq 0,2 \times Z_{sys}$  et les  $ZV_{par} \leq 0,2 \times ZV_{proj}$  subsiste une zone d'événements qualifiables de hautement incomplets (**zone 3**) pour lesquels ni les résidus issus de la cible ni ceux issus du projectile ne sont détectés en grande quantité. Ces derniers événements ne sont pas gardés à l'analyse. Un épaulement faible en statistique (**zone 4**), *zone de la QC*, existe également pour une charge totale à demi-conservée et une quasi-impulsion très faible. Ce sont les rares événements dont seuls les résidus de la cible sont détectés par le dispositif INDRA campagne 2.

La figure 3.11b représente les mêmes événements HIPSE cette fois filtrés par INDRA-FAZIA. Par comparaison à la figure 3.11a une seule zone dense en événements subsiste, la **zone 1** du QP. Le dispositif favorise donc la détection d'événements pour lesquels les noyaux issus du projectile sont majoritairement détectés. Dans la zone des événements complets (**zone 2**), pour des charges totales plus élevées ( $Z_{TOT}/Z_{sys} \geq 0,8$ ) et une quasi-impulsion totale toujours majoritairement conservée on trouve une zone de faible statistique où une partie seulement des noyaux issus de la cible viennent s'ajouter à ceux détectés issus du projectile. Enfin subsiste une queue de distribution d'événements incomplets jusqu'à hautement incomplets (**zone 3**). Il est notable que l'épaulement à 50% de la charge totale du système et à quasi-impulsion faible (**zone 4**, de la QC) disparaît sur cette figure. En effet la condition expérimental de déclenchement étant de deux particules chargées dans FAZIA, il n'est jamais possible de détecter uniquement des résidus de la cible qui elle est présente aux angles arrières.

### 3.3.2 Les particules détectées par les dispositifs

Cette partie s'intéresse plus spécifiquement aux caractéristiques en charge et en masse, en angle et en vitesse des particules générées par HIPSE et détectées par les dispositifs simulés INDRA lors de la campagne 2 et INDRA-FAZIA pour l'expérience E789. La qualité de la mesure de la charge et de la masse est bien sûr fondamentale pour l'étude de l'isospin. L'objectif reste de comprendre les éventuels biais introduits par ces dispositifs expérimentaux mais sur les caractéristiques physiques mesurées des particules détectées, quel que soit l'événement considéré.

La figure 3.12 montre les cartes présentant la charge ( $Z$ ) en fonction du nombre de neutrons ( $N$ ) des différents noyaux produits par HIPSE respectivement dans le cas d'une détection parfaite (3.12a), détectés après le filtre INDRA (3.12b) ou le filtre INDRA-FAZIA (3.12c). Le nombre de noyaux est représenté en échelle logarithmique en couleur. La même échelle est utilisée pour les 3 figures. La carte des noyaux produits par HIPSE, donc dans le cas d'une détection parfaite, montre une grande quantité de noyaux légers, en particuliers des protons et des  $\alpha$ . Pour les fragments et noyaux plus lourds, nombre d'isotopes sont produits, jusqu'à 18 pour le potassium (K). Ceux produits en plus grande quantité le sont autour de la vallée de stabilité. HIPSE produit également en faible proportion des noyaux très exotiques ou non-liés comme le  $^8\text{Be}$  ou le  $^{28}\text{Cl}$ . Les collisions élastiques sont également présentes en quantité à travers l'existence de noyaux de  $^{58}\text{Ni}$ . Au delà de cette charge, des éléments plus lourds sont produits lorsque le projectile capture de 1 à 3 protons de la cible. Une fois filtrés par INDRA (3.12b) les masses des différents noyaux sont mesurées seulement jusqu'au Beryllium (Be,  $Z=4$ ). Au-delà de cet élément

les masses sont estimées par une formule de masse déterminée à l'aide d'un ajustement sur 4 isotopes stables de noyaux entre le Néon et l'Uranium [63]. Les légers et en particuliers les protons et les  $\alpha$  sont bien détectés en grande quantité. Les particules détectées par INDRA-FAZIA E789 simulé (3.12c) sont quant à elles bien mesurées. On obtient ainsi une identification en masse jusqu'au Chrome (Cr, Z=24). Les distributions isotopiques semblent très voisines de celles de la détection parfaite, au moins jusqu'au Titane (Ti, Z=22) avec par exemple 6 isotopes pour le Carbone et 16 isotopes pour le Chlore et le Calcium. Passé le Chrome, les masses sont estimées de la même manière que pour INDRA. Cette capacité à identifier les noyaux isotopiquement montre l'importance de la contribution du couplage multi-détecteur FAZIA à INDRA pour une étude sur la diffusion d'isospin dans les collisions d'ions lourds. Il permet d'acquérir une résolution isotopique proche de celle de VAMOS, spectromètre de masse précédemment utilisé en couplage avec INDRA par la collaboration [44], tout en ayant une meilleure couverture angulaire.

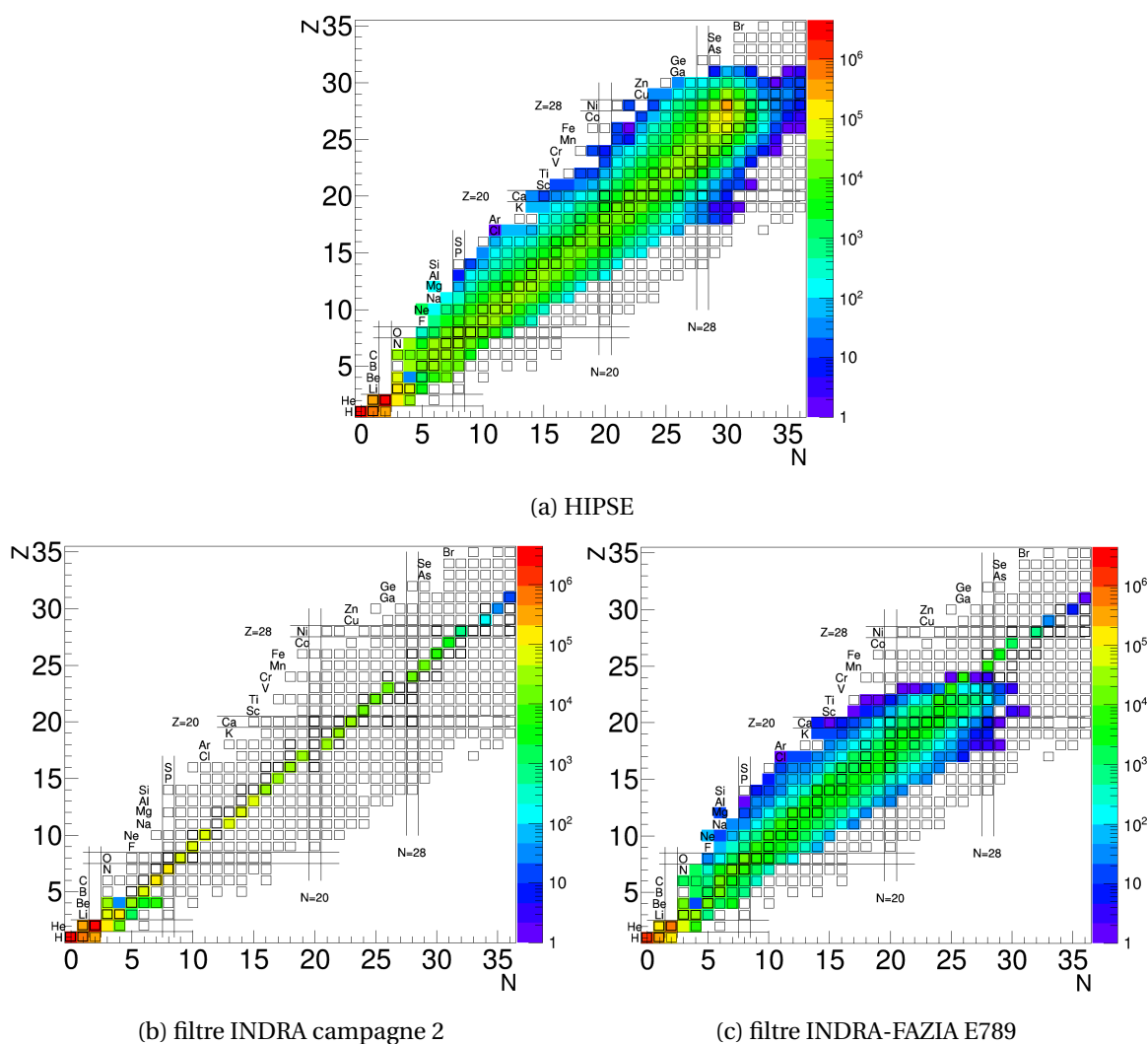


FIGURE 3.12 – Cartes Z versus N des différents isotopes produits par HIPSE et filtrés par les dispositifs simulés INDRA et INDRA-FAZIA. Le nombre de noyaux est représenté avec la même échelle logarithmique par la couleur pour les 3 figures.



Sur la figure 3.13 sont représentées les multiplicités moyennes pour chaque charge de noyaux produits par HIPSE vus par un détecteur parfait et par les différents filtres expérimentaux. En moyenne entre 5 et 6 noyaux d'Hydrogène sont produits par événement et environ 3 noyaux d'hélium pour les trois distributions. Après quoi les tendances de celles-ci sont similaires jusqu'au Soufre ( $Z=16$ ) avec une légère surestimation du nombre de fragments moyen par INDRA sur cette plage et une sous-estimation par INDRA-FAZIA. Pour INDRA cela veut dire que les événements détectés ont en moyenne un peu plus de ces noyaux. INDRA-FAZIA lui est moins efficace pour ces derniers. HIPSE génère ensuite de plus en plus de gros fragments à mesure que l'on tend vers des collisions élastiques ( $Z=28$ ). Dans cet intervalle de charge,  $Z$  compris entre 16 et 28 les dispositifs expérimentaux simulés manquent en moyenne la détection de plus en plus de fragments ou d'événements susceptibles d'en recenser. Cette perte est due à l'efficacité géométrique couplée aux conditions de déclenchement expérimentales. Tous les événements ne sont pas enregistrés et parmi les événements particuliers conservés toutes les particules ne sont pas détectées.

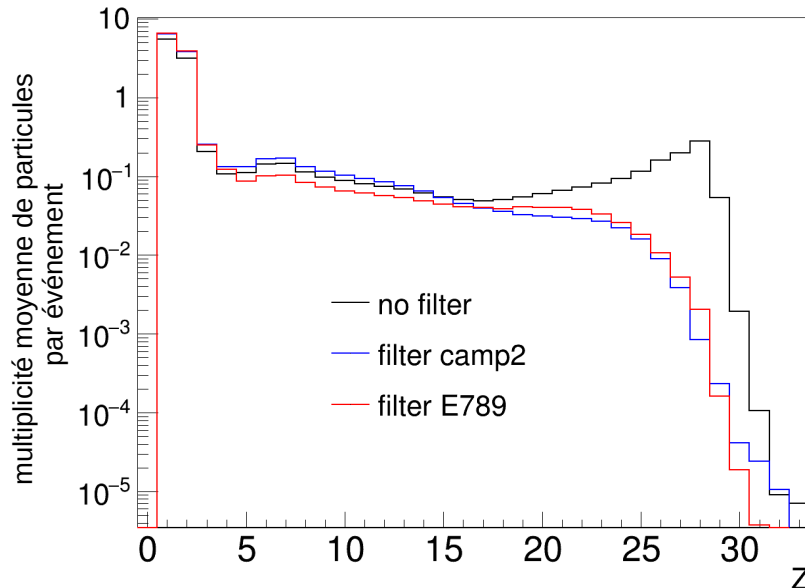


FIGURE 3.13 – Multiplicité moyenne de noyaux par charge. En noir les noyaux générés par HIPSE. En bleu et rouge les noyaux restants après filtrages respectifs par le dispositif simulé INDRA campagne 2 et INDRA-FAZIA E789.

La figure 3.14 représente la multiplicité moyenne de particules par événement en fonction de l'angle polaire  $\theta$  dans le référentiel du laboratoire. En noir est représentée la multiplicité moyenne de particules chargées issues des événements générés par HIPSE (détection parfaite). Un premier pic à faibles angles, entre 0 degré et 5 degrés, représente un grand nombre de particules faiblement déviées par rapport à l'axe du faisceau. Ce sont en grande partie les collisions élastiques qui génèrent un tel pic. Un deuxième pic, plus large, montre que les particules chargées sont majoritairement produites entre 10° et 30° pour cette réaction de  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A. Puis il est de moins en moins probable d'en produire aux grands angles. Après filtrage par INDRA ou INDRA-FAZIA, respectivement en bleu et rouge, le pic dû aux collisions élastiques disparaît. En partie à cause de

la faible couverture angulaire des dispositifs à petits angles due au trou laissant passer le faisceau, mais aussi à cause des conditions de déclenchement qui, comme vu dans la partie précédente, éliminent les collisions élastiques. La distribution après filtrage par INDRA présente une structure crénelée typique de l'architecture en couronnes du multi-détecteur déjà explicité en première partie de chapitre (figures 3.5 et 3.6). Excepté pour le pic élastique qui n'est pas reproduit, son évolution est similaire aux particules émises par HIPSE avant filtre avec un maximum autour de  $15^\circ$  puis une diminution du nombre moyen de particules à mesure que l'angle augmente. Sa couverture angulaire débute à  $3^\circ$  sans la première couronne. Après filtrage par INDRA-FAZIA on retrouve à partir de  $14^\circ$  la structure des couronnes conservées d'INDRA ainsi que l'évolution similaire à celle du détecteur parfait. En revanche, moins de particules sont détectées en moyenne pour les couronnes d'INDRA-FAZIA que d'INDRA pour  $\theta$  compris entre  $14^\circ$  et  $45^\circ$ . Deux phénomènes expliquent cela : l'absence des ChIo qui réhausse les seuils de détection sur les couronnes dotées de Si (couronnes 6-9) et la condition de déclenchement expérimentale différente de celle de la campagne 2. En effet, la couverture angulaire entre  $1,5^\circ$  et  $12,5^\circ$  est assurée par FAZIA et il est ici notable qu'INDRA-FAZIA (courbe rouge) détecte en proportion plus de particules aux faibles angles, entre  $1,5^\circ$  et  $10^\circ$ , que la moyenne réelle de particules par événement pour ces angles (courbe noire). INDRA-FAZIA E789 favorise en moyenne la détection des événements avec des particules émises à petits angles. Ceci est dû à la condition de déclenchement expérimentale qui exige au moins deux noyaux détectés par FAZIA.

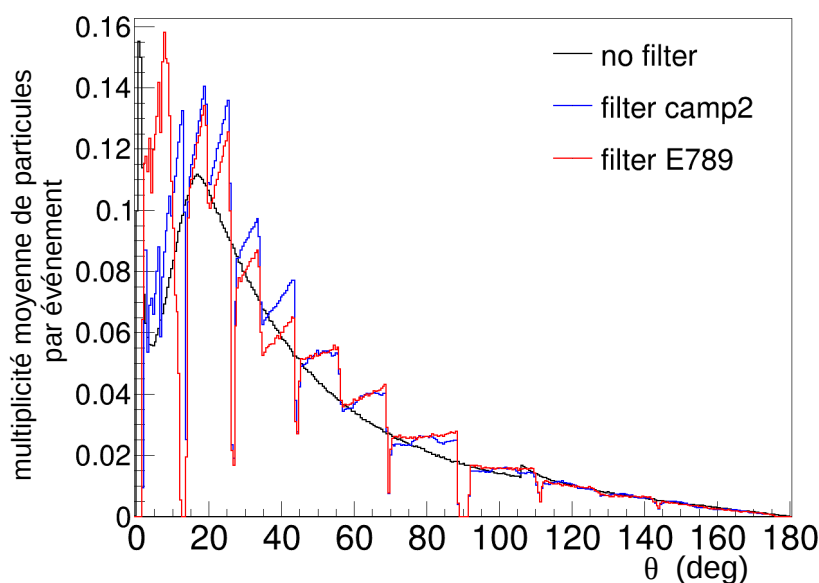


FIGURE 3.14 – Distribution en angle  $\theta$  des noyaux des événements. En noir les noyaux générés par HIPSE. En bleu et rouge les noyaux restants après filtrage respectivement par le dispositif simulé INDRA campagne 2 et INDRA-FAZIA E789.

Un autre moyen d'observer les caractéristiques des particules détectées et les effets des dispositifs respectifs est de représenter ces dernières dans l'espace des vitesses. La figure 3.15 représente la vitesse perpendiculaire à l'axe du faisceau ( $V_{per}$ ) en fonction de la vitesse parallèle à l'axe du faisceau ( $V_{par}$ ) pour les particules chargées dans le référen-

tiel du laboratoire pour l'ensemble des événements détectés. La figure 3.15a présente les deux composantes des particules chargées directement issues de HIPSE donc pour un détecteur parfait ce qui implique tous les événements générés. Les deux zones les plus densément peuplées sont autour des  $V_{per}$  nulles et des  $V_{par}$  respectivement égales à la vitesse de la cible (0 cm/ns) et du projectile ( $\approx 7,86$  cm/ns). C'est dans ces zones que se trouvent les fragments issus de collisions les plus périphériques, pouvant être élastiques et quasi-élastiques, appelés respectivement résidus de quasi-cibles (QC) et résidus de quasi-projectiles (QT). Le reste des particules émises le sont pour des  $V_{per}$  entre -7 cm/ns et 7 cm/ns et des  $V_{par}$  entre -5 cm/ns et 14 cm/ns. La figure 3.15b montre ces mêmes composantes des vitesses pour les particules détectées par le multi-détecteur simulé INDRA. Tout comme pour la distribution angulaire (3.14) la structure en couronnes apparaît distinctement avec les zones mortes géométriques dues à l'architecture mécanique. Le résidu de la QC, pour les collisions les plus périphériques avec une vitesse faible, souvent sous les seuils de détection et d'identification ou dans les angles morts ne parvient jamais à être détectée. La zone pour les petits  $V_{per}$  correspond à la zone aveugle dans la couverture angulaire d'INDRA qui débute à  $3^\circ$  sans la couronne 1. La zone des quasi-projectiles est accessible et visible pour des faibles  $V_{per}$  autour de  $V_{par}=7,86$  cm/ns.

Le dispositif INDRA-FAZIA simulé, de la même manière, ne donne pas accès à la zone de diffusion élastique de la cible ni aux faibles  $V_{per}$  correspondant aux angles  $\theta$  inférieurs à  $1,5^\circ$  non couverts par le dispositif. En revanche, les seuils de détection pour les particules émises à l'avant du dispositif, en particulier pour les couronnes 6 à 9 d'INDRA, sont plus élevés que pour le dispositif INDRA de la campagne 2. Cela se traduit par une forme atypique sur la figure 3.15c avec des zones à faible  $V_{par}$  positif sans particules détectées. L'augmentation de ces seuils en énergie par rapport à la campagne 2 est due à l'absence des ChIos. En effet, dans les couronnes 6 à 9 d'INDRA dans la configuration E789, les noyaux doivent à présent être suffisamment rapides pour traverser entièrement l'étage de silicium et être ainsi identifiés en charge. En revanche, dans les Si de FAZIA, ces seuils sont abaissés par la possibilité d'analyse en forme du signal (cf. PSA, chapitre 2.2.2). C'est par ailleurs dans FAZIA, pour des  $V_{par}$  entre 5 cm/ns et 8 cm/ns et des  $V_{per}$  entre 2 cm/ns et -2 cm/ns, que sont principalement détectées les particules issues de la zone du quasi-projectile. Ces dernières semblent être en plus grande quantité que pour le filtre INDRA car, comme précédemment, la condition de déclenchement expérimental favorise la mesure d'événements dont les particules sont préférentiellement émises dans FAZIA.

La figure 3.16 représente la charge  $Z$  des particules issues des événements générés par HIPSE (3.16a), c'est à dire pour une détection parfaite des noyaux chargés, en fonction de leur vitesse parallèle  $V_{par}$  dans le référentiel du laboratoire et ces mêmes graphes après les filtres INDRA (3.16b) et INDRA-FAZIA (3.16c). Beaucoup de particules légères sont émises et détectées sur une gamme de vitesses parallèles comprises entre -5 cm/ns et 13 cm/ns. Sur la figure 3.16a on distingue clairement deux branches avec un maximum pour  $Z=28$ . Ce sont des collisions élastiques aux vitesses respectives de la cible et du projectile. Puis pour les collisions quasi-élastiques, on observe une diminution progressive de la vitesse parallèle avec la charge pour le résidu du QP et une augmentation de celle-ci pour le résidu de la QC. Entre les deux, pour une vitesse parallèle  $\approx 3,93$  cm/ns correspondant à la vitesse du CM, HIPSE produit une contribution faible en statistique

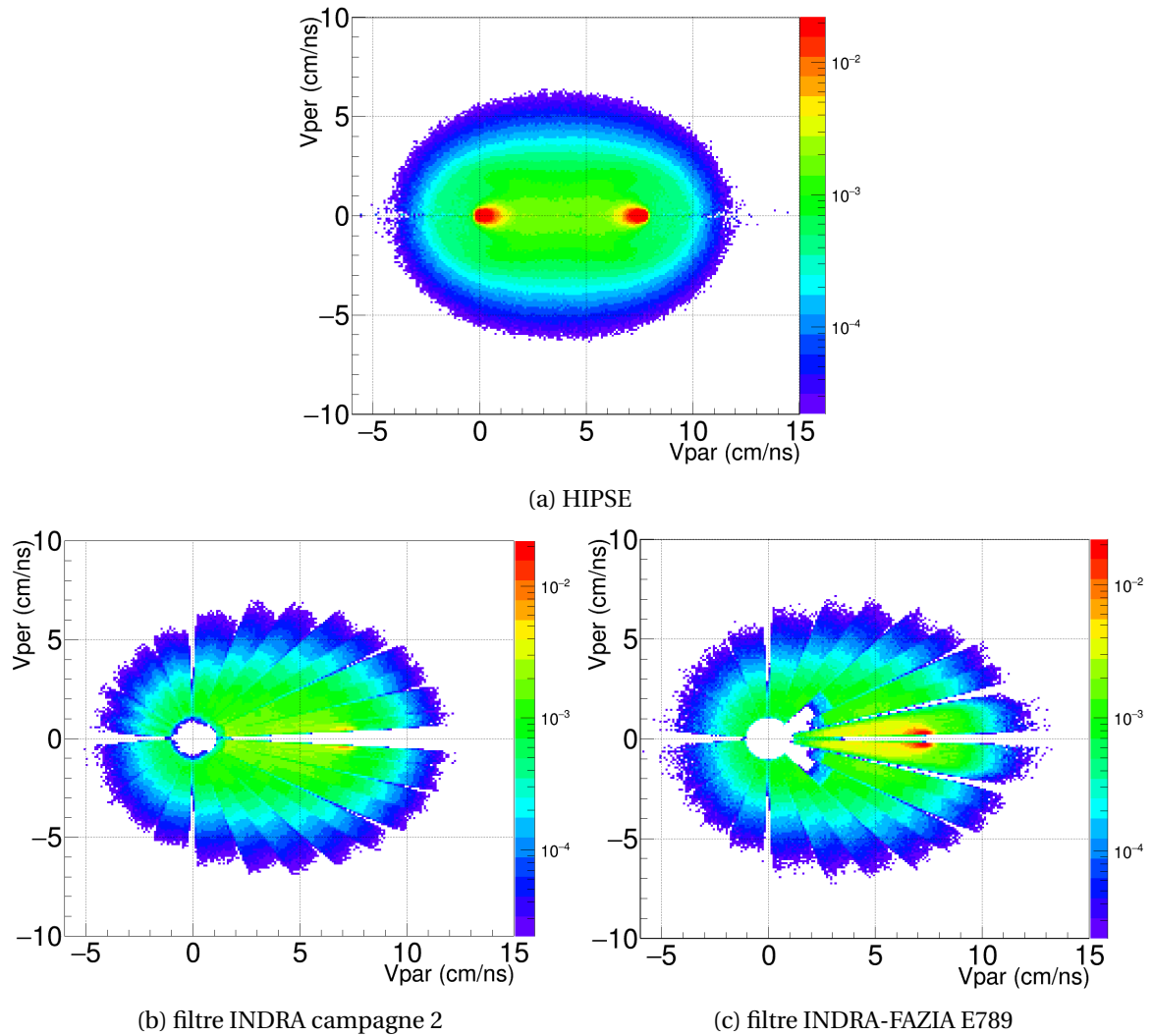
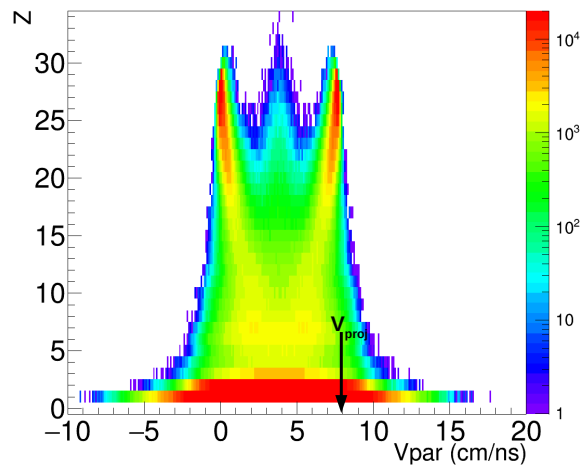
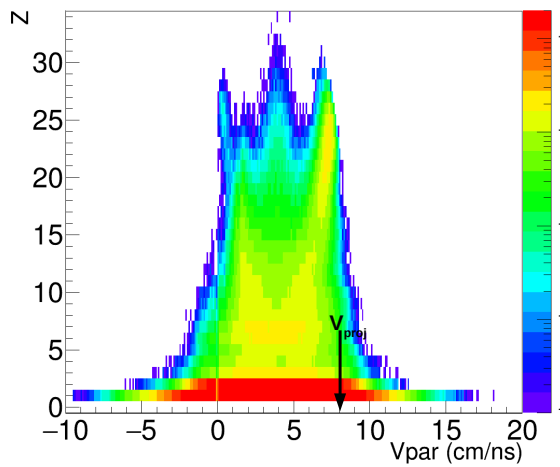


FIGURE 3.15 – Vitesse perpendiculaire ( $V_{per}$ ) des particules générées par HIPSE en fonction de leur vitesse parallèle ( $V_{par}$ ) dans le référentiel du laboratoire pour le détecteur parfait de particules chargées (a), pour INDRA (b) et pour INDRA-FAZIA (c). La même échelle de couleur est utilisée pour les trois figures et représente le nombre moyen de particules par événement, le tout en section efficace invariante.

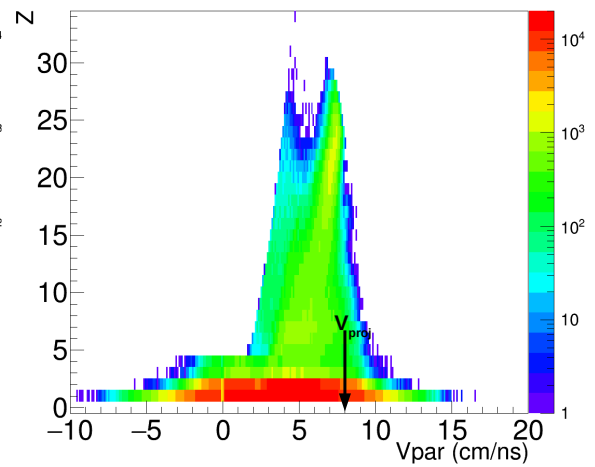
de quasi-fusion avec des noyaux plus lourds que le Nickel. Après détection par le détecteur simulé INDRA campagne 2, il n'y a plus de collisions élastiques. Une partie des résidus de QP issus de collisions élastiques est perdue. La perte pour le résidu de la QC est beaucoup plus importante. La symétrie initiale par rapport à la vitesse du centre de masse est perdue. Par ailleurs les noyaux lourds ( $Z$  compris entre 24 et 28) proches de la vitesse de la cible sont faiblement détectés. Après filtrage par INDRA-FAZIA, la distribution en  $V_{par}$  des particules légères jusqu'à  $Z=4$  est conservée mais les noyaux plus lourds pour un  $V_{par}$  inférieur à la vitesse du centre de masse ne sont pas détectés. En effet, sur les couronnes 10 à 17 d'INDRA dans la configuration de l'expérience E789 seul un étage de CsI subsiste. Ceci rend impossible l'identification en  $\Delta E-E$  et par conséquent l'identification des noyaux plus lourds que le Béryllium. Ainsi les fragments de  $Z>4$  originaires de la QC sont inaccessibles. INDRA-FAZIA conserve une bonne détection des particules dans la zone du QP, cependant moins de fragments de  $Z$  compris entre 5 et 10 autour de 5 cm/ns sont détectés. La branche du QP qui part des charges élevées proches de celle du projectile et de sa vitesse n'est pas totalement conservée pour les plus faibles charges. Ce résultat était déjà visible sur la figure 3.13.



(a) HIPSE



(b) filtre INDRA campagne 2



(c) filtre INDRA-FAZIA E789

FIGURE 3.16 – Charge  $Z$  des particules générées par HIPSE en fonction de leur  $V_{par}$  dans le référentiel du laboratoire pour le détecteur parfait de particules chargées (a), pour INDRA (b) et pour INDRA-FAZIA (c). L'échelle de couleur représente le logarithme du nombre de particules et est identique pour les trois figures.

### 3.4 Conclusions

Les couronnes 1 à 5 d'INDRA présentes lors de la seconde campagne de mesures ont été remplacées par les 12 blocs de FAZIA pour l'expérience E789. Dans la première partie de ce chapitre les conséquences de ce remplacement ont été abordées en filtrant les données INDRA campagne 2 réellement acquises par le dispositif simulé INDRA-FAZIA E789 pour tenter de comprendre l'influence sur la physique observée de ce nouveau dispositif expérimental d'une première manière. En effet, INDRA-FAZIA E789 possède une moins grande couverture angulaire notamment entre  $10^\circ$  et  $15^\circ$  et détecte en moyenne moins de noyaux par événement, en particulier pour les fragments de charge  $Z$  comprise entre 3 et 23 et de vitesse parallèle comprise entre 1 cm/ns et la vitesse du projectile. La majeure partie des noyaux issus de la QC sont perdus mais la détection permet de conserver une partie raisonnable des noyaux provenant du QP. Filtrer les données issues de la campagne 2 d'INDRA a permis de mettre en évidence certaines limites expérimentales avec des données réalistes, de fait, même si celles-ci sont soumises aux contraintes imposées par la détection par INDRA des événements et particules. Il est aussi évident que cela ne permet pas de voir les avantages de ce nouveau dispositif mais cela participe à la compréhension et la maîtrise de l'instrument de mesure qu'il est.

La seconde partie de ce chapitre aborde cette problématique d'une autre manière et permet de voir justement sa force principale. Elle se veut complémentaire, en s'intéressant aux différences absolues entre les deux dispositifs en filtrant un million d'événements générés par le code de collisions nucléaires HIPSE à l'aide de simulations des dispositifs expérimentaux reproduisant le fonctionnement de INDRA lors de la campagne 2 et INDRA-FAZIA lors de l'expérience E789. Les conditions expérimentales de déclenchement sont prises en compte, à savoir respectivement 4 particules chargées détectées pour INDRA lors de la campagne 2 et 2 particules chargées détectées par FAZIA pour l'expérience E789. Ces conditions sont très importantes dans le cas de INDRA-FAZIA, elles affectent la forme des distributions de multiplicité et de paramètre d'impact des événements effectivement détectés, réduisant à 27% l'efficacité de détection totale et favorisant des événements semi-périphériques pour des multiplicités entre 10 et 15 et des  $b_{red}$  compris entre 0,5 et 0,7. Ce sont des événements pour lesquels une grande partie des particules chargées sont émises à petits angles et dont les fragments ont pour la plupart des vitesses parallèles supérieures à la vitesse du centre de masse de la collision. A noter que ces biais présentés ici avec un générateur d'événements (HIPSE) ont été vérifiés en utilisant AMD+Gemini présentés au chapitre 5. Néanmoins comme tous les générateurs d'événements, ils apportent leurs propres biais sans parvenir à une reproductibilité parfaite des données. Le résultat principal de cette seconde partie, faite de comparaisons entre INDRA et INDRA-FAZIA, est la démonstration de la très grande différence de capacité et de qualité dans la mesure des masses des noyaux détectés à l'avant du centre de masse de la réaction entre les deux dispositifs expérimentaux, tout en gardant une sélectivité de la centralité des collisions.

Comprendre et quantifier les effets de détection est un travail indispensable. Ils seront pris en compte pour l'analyse à suivre et l'interprétation des données. En dépit de la perte d'efficacité géométrique engendrée par la couverture angulaire, de l'augmentation des seuils de détection dans les couronnes d'INDRA due à l'absence de chambres

d'ionisation lors de l'expérience E789 et de la favorisation d'événements avec une production prépondérante de particules à l'avant du CM, FAZIA apparaît comme un apport indispensable par son excellente identification isotopique des noyaux jusqu'au Chrome ( $Z=24$ ) dans le domaine angulaire correspondant aux noyaux produits par le QP ou produits à mi rapidité entre le QP et le centre de masse de la réaction. En ce sens, son couplage avec INDRA est une très grande amélioration des dispositifs expérimentaux " $4\pi$ " pour l'étude du transport d'isospin dans les collisions d'ions lourds. Il est l'instrument adéquate pour l'analyse prévue lors de cette thèse.







# Chapitre 4

## Analyse des données

*« La science, mon garçon, est faite d'erreurs, mais d'erreurs qu'il est bon de commettre, car elles mènent peu à peu à la vérité. »*

*-Jules Verne, Voyage au centre de la terre*

### Sommaire

---

<b>4.1 Introduction</b> . . . . .	<b>82</b>
<b>4.2 Distributions classiques et effets des sélections</b> . . . . .	<b>82</b>
4.2.1 Données disponibles . . . . .	82
4.2.2 Les particules détectées . . . . .	83
Les masses mesurées . . . . .	86
4.2.3 La qualité de détection de l'événement via sa complétude . . . . .	88
4.2.4 Les variables caractérisant la dissipation et leurs corrélations . . . . .	91
Les variables de dissipation . . . . .	92
Les corrélations expérimentales entre les variables de dissipation . . . . .	95
<b>4.3 Etude du transport d'Isospin</b> . . . . .	<b>100</b>
4.3.1 Caractérisation des plus gros fragments à l'avant du CM . . . . .	100
4.3.2 Loi d'échelle isotopique : l' <i>isoscaling</i> . . . . .	102
4.3.3 L'équilibration en isospin . . . . .	104
Evolution de l'isospin du plus gros fragment à l'avant du CM . . . . .	106
L'isospin du plus gros fragment à l'avant du CM en fonction de sa vitesse parallèle . . . . .	109
Les rapports de populations d'isobares . . . . .	116
<b>4.4 Conclusions</b> . . . . .	<b>117</b>

---

## 4.1 Introduction

Il a été vu en introduction de cette thèse qu'en faisant varier les isospins respectifs de la cible et du projectile il est possible d'engendrer un gradient d'isospin  $\vec{\nabla}\delta$  entre les deux noyaux en collision. D'autre part, en modifiant l'énergie incidente, on influe sur la densité de matière nucléaire pouvant être atteinte lors de ces collisions et donc provoquer ainsi l'existence d'un gradient de densité  $\vec{\nabla}\rho$ . Ces deux gradients doivent engendrer des courants de neutrons et de protons différents entre les partenaires de la collision. Le temps d'interaction entre les deux partenaires de la collision dépend aussi fortement de l'énergie incidente, favorisant plus ou moins longtemps, cet échange de nucléons entre ceux-ci. Ces courants de neutrons et de protons cessent d'exister lorsque le projectile et la cible se séparent. Les compositions isotopiques respectives du Quasi-Projectile et de la Quasi-Cible, pour les collisions binaires, sont bien évidemment influencées par ces courants. De plus, si un col de matière nucléaire s'est éventuellement formé entre ceux-ci, il peut casser en fragments de masse intermédiaire (FMI,  $Z \geq 3$ ) et en particules légères chargées (PLC,  $Z \leq 2$ ) dont l'isospin est aussi dépendant de ces courants. La détection précise de la masse  $A$  et de la charge  $Z$  des produits de réaction en fonction de leur vitesse doit donc permettre d'observer expérimentalement les effets du courant différentiel  $|\vec{j}_n - \vec{j}_p|$  existant potentiellement entre neutrons et protons. Une comparaison de ces données à des données fournies par des modèles passés au travers de filtres expérimentaux réalistes offre la possibilité de signer l'influence dans ces processus des différents termes de l'équation d'état de la matière nucléaire 5 et éventuellement de remonter à leurs valeurs. Ce chapitre s'attache en particulier à observer l'existence effective d'un transport d'isospin dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi au travers de l'étude du plus gros fragment à l'avant du centre de masse de la réaction. Celui-ci sera la plupart du temps un résidu du Quasi-Projectile conservant une certaine mémoire de l'isospin de ce dernier, malgré sa désexcitation.

## 4.2 Distributions classiques et effets des sélections

### 4.2.1 Données disponibles

Pour effectuer une telle étude, l'expérience INDRA-FAZIA E789 a été réalisée en avril-mai 2019 au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen. Le couplage des multi-détecteurs INDRA et FAZIA et ses motivations ont été abordés dans les chapitres précédents. Deux projectiles et deux cibles de nickel de masses différentes ont été utilisés à deux énergies incidentes. Les données disponibles utilisées pour cette étude sont présentées dans le tableau 4.1. Au moment de la rédaction de cette thèse les couronnes arrières d'INDRA ne sont pas encore calibrées. En effet, des problèmes techniques au niveau de l'accélérateur ont privé la campagne d'un faisceau test permettant de faire une calibration en énergie de ces couronnes. Les couronnes 10 à 17 couvrant les angles  $\theta$  de  $45^\circ$  à  $176^\circ$  ne possèdent pas d'étage de semi-conducteurs Si. Les scintillateurs CsI(Tl) n'ayant pas une réponse linéaire en énergie, ils sont difficilement calibrables avec des sources alphas uniquement. Des tentatives de calibrations à l'aide des données de la seconde campagne d'INDRA sont actuellement en cours.

Projectile	Cible	Energie	événements	déclenchement
$^{58}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}$	32 MeV/A	27 491 619	Multiplicité dans FAZIA $\geq$ 2
	$^{64}\text{Ni}$		32 486 824	
$^{64}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}$		32 516 589	
	$^{64}\text{Ni}$		32 507 131	
$^{58}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}$	52 MeV/A	32 712 696	
	$^{64}\text{Ni}$		31 409 236	
$^{64}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}$		20 615 612	
	$^{64}\text{Ni}$		29 681 819	

TABEAU 4.1 – Statistique d'événements acquise pour chaque système étudié durant l'expérience INDRA-FAZIA E789 (avril-mai 2019, GANIL, Caen).

Cette partie présente dans un premier temps les caractéristiques physiques des particules détectées en charge, en angle polaire  $\theta$  en vitesse et en masse. Dans un second temps la complétude des événements et leur caractérisation physique est étudiée en utilisant différents critères. Finalement, certaines variables globales caractérisant la dissipation de l'énergie incidente initiale et les corrélations pouvant exister entre elles sont présentées.

#### 4.2.2 Les particules détectées

La figure 4.1 représente la distribution en charge des particules détectées pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A. Avec environ deux ordres de grandeur de plus par rapport aux autres noyaux, les LCP sont produites en très grande quantité. Des particules jusqu'à

des charges  $Z=29$  sont détectées.

La figure 4.2 représente la distribution en angles polaires  $\theta$  des particules détectées dont

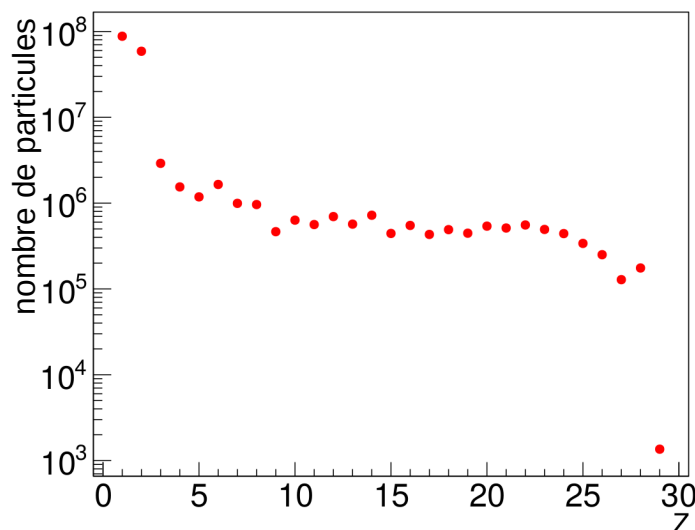


FIGURE 4.1 – Distribution en charge des particules détectées pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A.

l'énergie est effectivement mesurée. La distribution angulaire débute à  $1,5^\circ$  avec les télescopes des blocs centraux de FAZIA. Elle atteint un premier maximum à  $4^\circ$  et un second maximum autour de  $8^\circ$ . Ces deux maxima sont dans la zone de couverture angulaire en  $\phi$  présentant un maximum d'angle solide (cf. figure 3.2). Le premier maximum existe à cause du grand nombre de particules faiblement déviées par rapport à l'axe du faisceau. Le second maximum est celui qui intègre le plus grand nombre de télescopes touchés sur  $\phi$ . Entre ces deux maxima l'efficacité de FAZIA est légèrement moins bonne, quelques détecteurs sont dysfonctionnels pour ces angles. Au-delà de  $\theta=8^\circ$  la couverture angulaire en  $\phi$  de FAZIA décroît mais également le nombre de coups par télescopes, il y a de moins en moins de particules déviées aux plus grands angles. De  $14^\circ$  à  $45^\circ$  la couverture angulaire est assurée par les couronnes 6 à 9 d'INDRA. La structure en créneaux typique des couronnes est expliquée dans le chapitre précédent (cf. figure 3.6).

La figure 4.3 représente la charge des noyaux détectés en fonction de leur vitesse parallèle ( $V_{\text{par}}$ ) dans le référentiel du laboratoire en section efficace invariante. Le nombre de particules est représenté par la couleur en échelle logarithmique. De nombreuses particules légères sont émises sur une large gamme de vitesses parallèles pour  $V_{\text{par}}$  entre 1 et 20 cm/ns. Les fragments de masse intermédiaire sont produits à des vitesses parallèles entre 2 cm/ns et 10 cm/ns. Comme attendu pour des collisions inélastiques à cette énergie incidente, une branche correspondant au résidu du QP existe. Elle débute à grands  $Z$  pour une vitesse légèrement inférieure à la vitesse initiale du projectile et se prolonge avec une diminution de la charge accompagnée par une diminution de la vitesse, donc des collisions binaires de plus en plus dissipatives. En revanche, toujours comme observé dans le chapitre précédent (figure 3.16c), la zone de la QC est inaccessible.

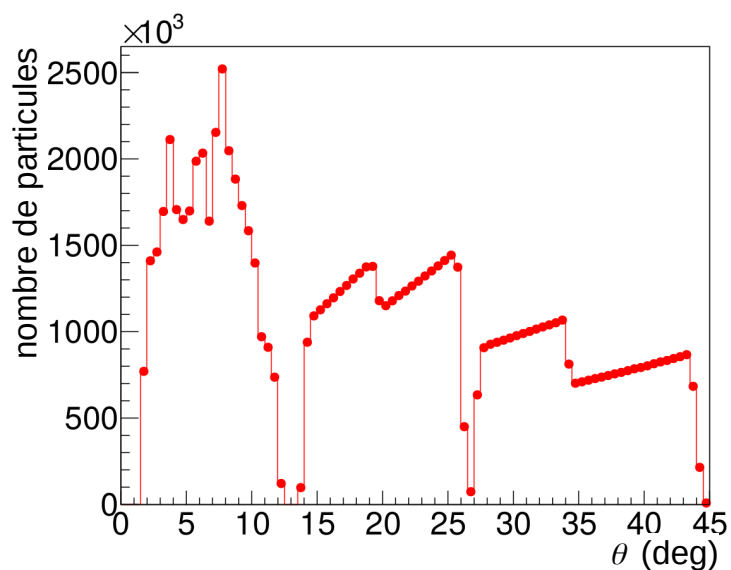


FIGURE 4.2 – Distribution des angles polaires  $\theta$  des particules détectées et dont l'énergie est mesurée pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A.

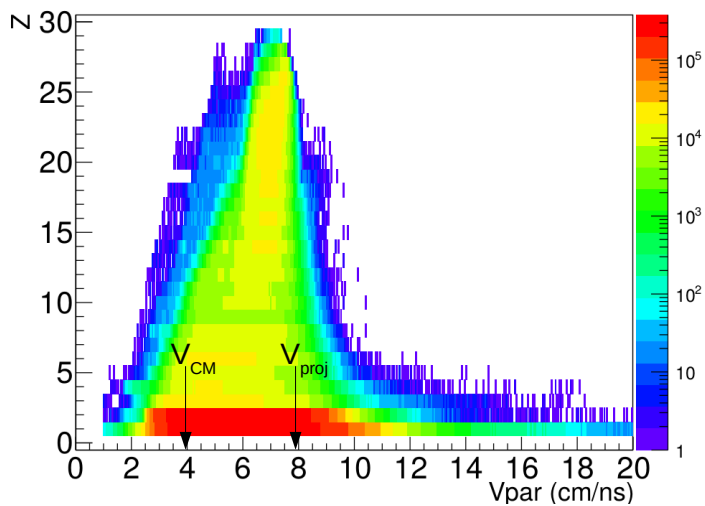


FIGURE 4.3 – Diagramme bidimensionnel représentant la charge des particules détectées en fonction de leur vitesse parallèle à l'axe du faisceau  $V_{par}$ , dans le référentiel du laboratoire. La couleur représente le nombre de particules en échelle logarithmique. Les flèches  $V_{CM}$  et  $V_{proj}$  indiquent respectivement la vitesse du CM de la réaction et la vitesse initiale du projectile de  $^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A.

La figure 4.4 montre le graphe bidimensionnel de la vitesse perpendiculaire ( $V_{per}$ ) des  $\alpha$  en fonction de leur vitesse parallèle ( $V_{par}$ ) dans le référentiel du laboratoire. Seuls les  $\alpha$  des événements dont le plus gros fragment est de charge  $Z \geq 20$  sont considérés ici, cela correspond à des collisions relativement périphériques. Seules les particules d'énergie mesurée sont visibles sur ce graphe et par conséquent celles détectées par FAZIA et les couronnes 6 à 9 d'INDRA. Cette figure permet de montrer en partie les cercles coulombiens d'émission caractéristiques de collisions profondément inélastiques. Celui du QP est visible dans la région couverte par FAZIA, il est centré en  $V_{per} = 0$  cm/ns et  $V_{par} \approx 7$  cm/ns légèrement inférieure à la vitesse initiale du projectile. Deux zones comportant des maxima d'alphas sont visibles de chaque côté, subissant le champ coulombien du QP. A l'avant du QP ils subissent une accélération coulombienne et atteignent des vitesses de l'ordre de 9,5 cm/ns pour ce système de  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A. A l'arrière du QP, ils ont des vitesses jusqu'à 4 cm/ns pour lesquelles ils peinent à franchir les seuils d'identification en  $\Delta E - E$  en Si1-Si2 (Cf. figure 2.2.1). Il est aussi intéressant de noter qu'il y a une forte contribution alphas entre la contribution évaporative du projectile et le centre de masse. Celle-ci doit correspondre à du col. Elle se trouve dans la zone de détection de FAZIA, ce qui paraît intéressant par rapport à l'objectif de l'expérience (voir introduction 4.1).

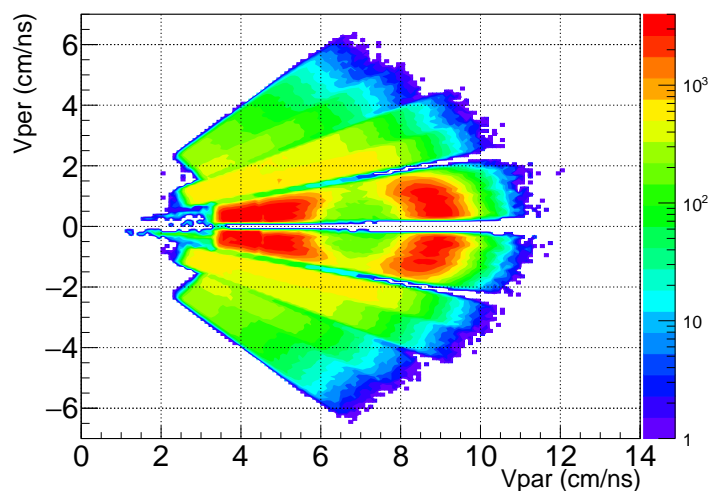


FIGURE 4.4 – Diagramme bidimensionnelle représentant la vitesse perpendiculaire ( $V_{per}$ ) des  $\alpha$  en fonction de leur vitesse parallèle ( $V_{par}$ ) dans le référentiel du laboratoire, lorsque le plus gros fragment de l'événement est de charge  $Z \geq 20$ . L'échelle de couleur représente le nombre d' $\alpha$  en échelle logarithmique, le tout en section efficace invariante.

### Les masses mesurées

Comme énoncé lors de l'introduction de ce chapitre, la mesure précise de l'isospin et donc des charges mais aussi surtout des masses est l'élément essentiel à cette étude. Cette information peut résider dans la richesse isotopique accessible pour chaque charge  $Z$ . Un moyen d'observer ces distributions isotopiques est de représenter la distribution

en masse  $A$  pour une charge  $Z$  donnée. L'écart-type  $\sigma$  de ces distributions d'isotopes permet aussi d'estimer la richesse en isotopes mesurés par élément de charge  $Z$ . C'est ce que montre la figure 4.5 pour les 4 systèmes à 32 MeV/A, celle-ci montre l'écart-type sur la grandeur  $A-2Z$  en fonction de  $Z$ . Les systèmes avec les projectiles plus riches en neutrons ( $^{64}\text{Ni}$ ), en bleu, semblent présenter le plus souvent davantage d'isotopes que ceux dont le projectile est plus riche en protons ( $^{58}\text{Ni}$ ), en rouge. Les systèmes mixtes (croix) présentent des richesses isotopiques intermédiaires. Cette hiérarchie systématique suggère une mémoire de la voie d'entrée du couple projectile/cible, avec une importance particulière du projectile liée à la détection. A partir de  $Z=22$  l'identification en masse devient difficile, un moins grand nombre d'isotopes sont identifiés et par conséquent la largeur isotopique diminue. Ces noyaux sont faiblement produits (Cf. figure 4.1), en effet là où des collisions plus périphériques produisent un gros fragment, les collisions plus centrales peuvent en produire des plus petits en plus grand nombre. Dès lors il devient délicat d'interpréter un écart-type. De l'autre côté de la figure, pour  $Z=2$ , l'écart-type atteint une valeur minimale. En effet, la distribution isotopique des héliums possède une contribution largement majoritaire d'alphas.

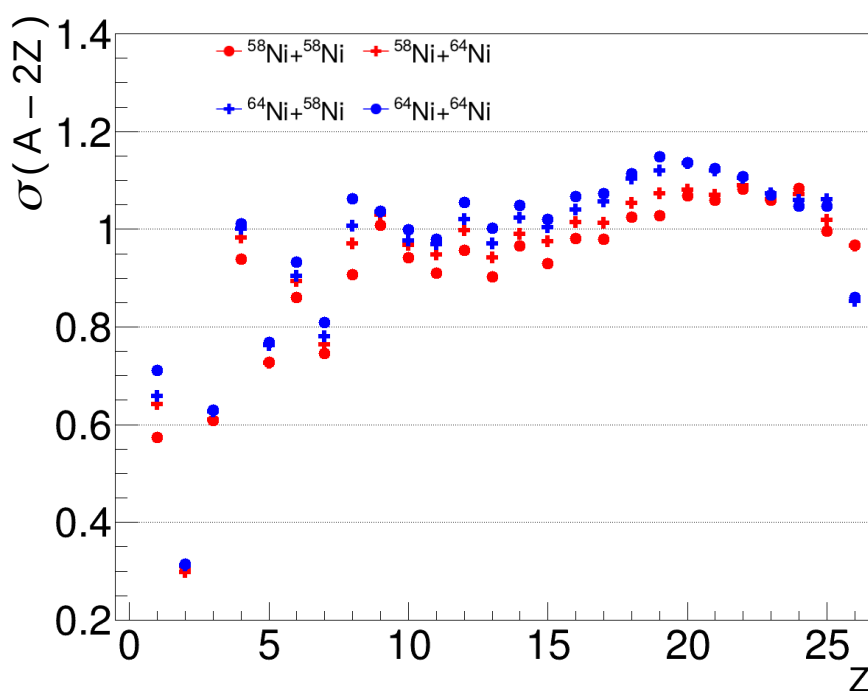


FIGURE 4.5 – Ecart-type  $\sigma$  des distributions isotopiques en fonction de la charge  $Z$  considérée. Les données des 4 systèmes à 32 MeV/A sont représentées.

Un autre moyen de représenter les différences systématiques de mesure de masse est l'écart de la masse moyenne mesurée à la formule de masse établie pour rendre compte de l'*Evaporative Attractor Line* (EAL [64]) observée expérimentalement (figure 4.6). Lors de collisions nucléaires, des fragments chauds sont formés. Lorsque l'énergie d'excitation est suffisamment élevée, indépendamment de la charge et de la masse initiales du fragment, des modèles d'évaporation statistiques comme GEMINI [65] prédisent des résidus d'évaporation en moyenne proches de cette ligne particulière sur la carte des noyaux



qu'est l'EAL. La figure 4.6 montre de nouveau une hiérarchie entre les systèmes et donc une mémoire de la voie d'entrée. Les systèmes dont les projectiles sont plus riches en neutrons (symboles bleus) possèdent, pour la plupart des  $Z$ , une masse moyenne supérieure à la masse donnée par l'EAL. A l'inverse les systèmes dont les projectiles sont plus riches en protons (symboles rouges) ont tendance à avoir une masse moyenne inférieure à la masse de l'EAL. De plus, pour les éléments plus lourds ( $Z \geq 16$ ) les deux branches bleue et rouge, formées respectivement par les systèmes de projectiles riches en neutrons et ceux riches en protons, s'éloignent l'une de l'autre de plus en plus et dans le même temps de la masse moyenne prédite par l'EAL. Plus le résidu est gros, moins le noyau initial était chaud. Donc moins il a évaporé de particules.

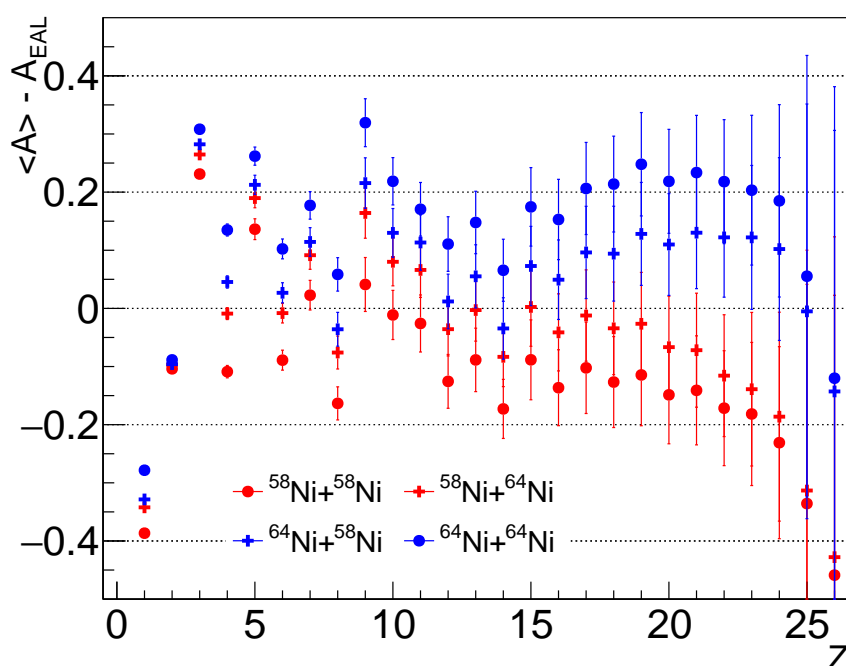


FIGURE 4.6 – Différence entre la masse moyenne  $\langle A \rangle$  mesurée et celle  $A_{EAL}$  calculée par la formule de l'EAL en fonction de la charge pour les 4 systèmes considérés à 32 MeV/A.

### 4.2.3 La qualité de détection de l'événement via sa complétude

La notion de complétude d'un événement a déjà été abordée dans le chapitre précédent 3.3.1 en particulier à l'aide de la figure 3.11. Le résidu du QP est souvent, mais pas toujours, le plus gros fragment produit à l'avant du CM. Une étude basée sur l'isospin du plus gros fragment à l'avant du centre de masse nécessite de s'assurer que le plus gros fragment détecté soit bien le plus gros fragment de la réaction à l'avant du CM. Comme établi précédemment, il est possible de mesurer la complétude d'un événement à l'aide de la charge totale détectée ( $Z_{TOT}$ ) et de sa pseudo-impulsion parallèle totale ( $ZV_{par}$ ). Contrairement au chapitre précédent avec les multi-détecteurs simulés, ici la charge totale et la pseudo-impulsion totale ne peuvent être calculées qu'avec des noyaux dont

l'énergie cinétique a été mesurée. Cela implique donc des particules détectées dans les couronnes 6 à 9 d'INDRA ou dans FAZIA. Par conséquent le ou les critères de complétude devront être moins contraignants.

La figure 4.7 représente la charge totale  $Z_{TOT}$  rapportée à la charge totale du système ( $Z_{sys}=56$ ) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale  $ZV_{Par}$  (cf. équation 3.1) normalisée à la pseudo-impulsion initiale du projectile  $ZV_{proj}$ . La couleur représente le nombre d'événements en échelle logarithmique. Certains événements atteignent une pseudo-impulsion parallèle totale supérieure à la pseudo-impulsion initiale du projectile. Il est possible que deux réactions nucléaires se produisent lors d'une même fenêtre d'acquisition. Les particules d'un deuxième événement sont alors détectées et indiscernables en temps des particules de l'événement déclencheur. On parle alors d'empilement d'événements. Ces événements empilés sont alors considérés comme un unique événement du point de vue de l'acquisition et donc des données. Néanmoins ils possèdent pour la plupart une pseudo-impulsion totale qui n'a pas de sens physique car allant jusqu'à deux fois la valeur de la pseudo-impulsion initiale du projectile. Ces événements ne sont pas gardés à l'analyse.

**Remarque :** Il peut bien sûr y avoir des empilements d'événements mal mesurés dont la

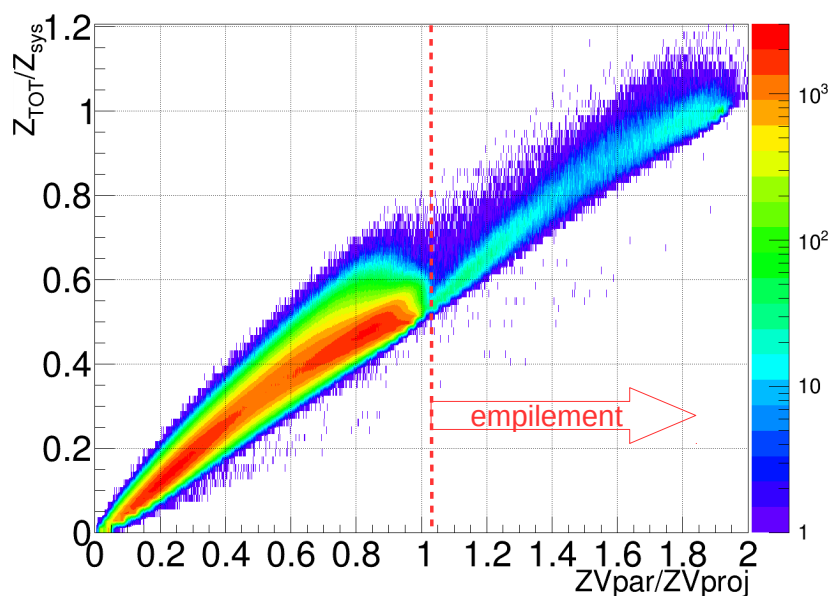


FIGURE 4.7 – Charge totale détectée normalisée à celle du système total ( $Z_{sys}=56$ ) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée à celle du projectile. La ligne rouge en pointillés désigne la limite à partir de laquelle il n'y a que des empilements d'événements. Système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A.

*pseudo-impulsion parallèle totale est inférieure à celle du projectile. Ceux-ci sont beaucoup plus difficiles voire impossibles à isoler, mais ils sont beaucoup moins probables. L'empilement se fait principalement entre un événement périphérique bien mesuré très probable et un autre.*

La figure 4.8 montre une nouvelle fois la charge totale normalisée en fonction de la pseudo-impulsion totale normalisée, après coupure en  $ZV_{par}$  afin de retirer la majeure partie des événements empilés. Deux zones se distinguent. La zone I appelée zone du QP désigne des événements possédant entre 40% et 60% de la charge totale du système et une pseudo-impulsion totale supérieure à 60% de la pseudo impulsion du projectile. Pour ces événements, les noyaux issus du QP sont détectés en majeure partie mais les résidus de la cible échappent à la détection. La zone II est définie par un second maximum constitué cette fois d'événements très incomplets pour lesquels la charge totale s'élève à moins de 30% de la charge totale du système et la pseudo-impulsion totale est inférieure à 45% de la pseudo-impulsion totale. C'est à partir de cette figure que sont définis tous les critères de complétude pour la suite de l'étude.

**Remarque :** Il est possible d'utiliser l'impulsion totale parallèle en remplaçant la charge  $Z$  par la masse  $A$  :

$$ZV_{par} = \sum_{i=1}^{mult} Z_i \times V_{par_i} \longrightarrow P_{par} = \sum_{i=1}^{mult} A_i \times V_{par_i} \quad (4.1)$$

L'impulsion présente l'avantage, contrairement à la pseudo-impulsion, d'être tout à fait conservée lors de la collision nucléaire. Par ailleurs imposer un critère de complétude sur l'impulsion fait intervenir la masse et par conséquent s'adapte au système considéré. Ce faisant il faut accepter qu'une faible proportion des noyaux détectés n'ont pas leur masse  $A$  mesurée mais calculée à partir de leur charge. Ceci introduit une faible incertitude sur l'impulsion totale qui s'ajoute à l'absence de détection des neutrons libres. L'incertitude sur la mesure de la masse prend plus d'importance pour les événements constitués majoritairement de fragments lourds correspondant aux collisions quasi-périphériques. Malgré tout, le reste de l'étude est présentée avec un critère de complétude en  $ZV_{par}$  utilisé historiquement. Elle a néanmoins été réalisée également avec un critère de complétude en  $P_{par}$  et des résultats similaires ont été obtenus.

Afin de réaliser l'étude sur le plus gros fragment à l'avant du CM (le plus souvent mais pas toujours résidu de désexcitation du QP appelé *Projectile Like Fragment* (PLF)), une condition sévère sur la conservation d'au moins 70% de la pseudo-impulsion parallèle totale est imposée. Cette condition ne garantit pas d'ailleurs que le plus gros fragment soit toujours un PLF, principalement pour les collisions très dissipatives. Un premier moyen de vérifier l'influence de cette sélection en complétude sur les caractéristiques du plus gros fragment  $Z_{max}$  de l'événement est de représenter sa charge en fonction de sa vitesse parallèle  $V_{par}$  dans le référentiel du laboratoire (figure 4.9). La figure 4.9a présente l'ensemble des  $Z_{max}$  avant sélection en complétude tandis que la figure de droite (4.9b) présente ceux restants après sélection des événements avec au moins 70% de la pseudo-impulsion parallèle totale conservée. La couleur indique le nombre de noyaux avec une échelle logarithmique identique pour les deux sous-figures.

La figure 4.9a indique qu'il existe beaucoup d'événements avec un plus gros fragment léger ( $Z=2$ ). Ce sont des particules  $\alpha$  venant d'événements hautement incomplets. Il y a également une queue de particules légères issues des collisions très dissipatives et

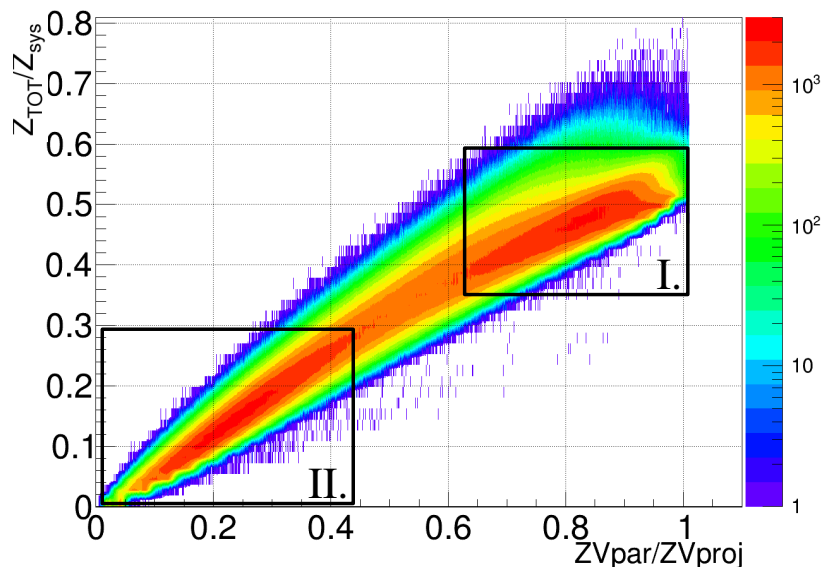


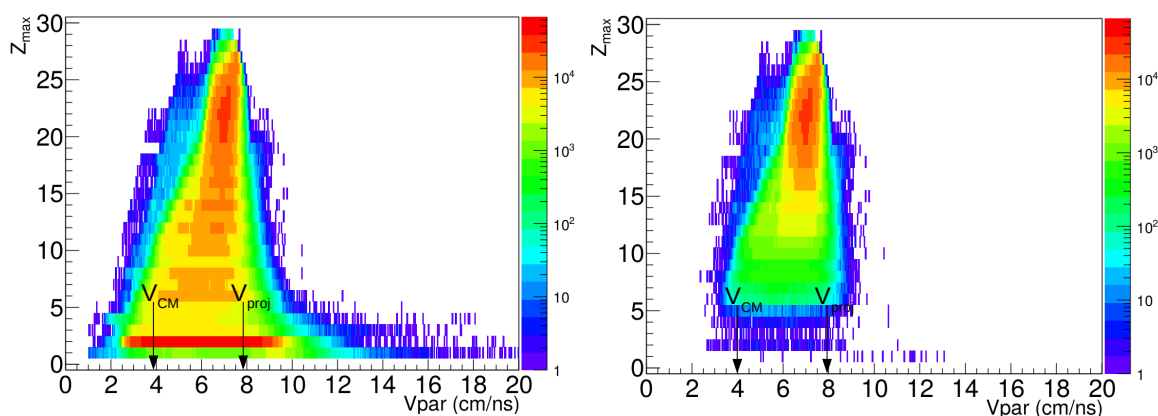
FIGURE 4.8 – Charge totale détectée normalisée à celle du système ( $Z_{\text{sys}}=56$ ) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée à celle du projectile. Zone I : zone du QP, zone II : événements très incomplets. Figure présentée pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A.

de processus de pré-équilibre. Une fois encore ces événements sont incomplets, la majeure partie de la charge totale du système est manquante. En effet, lorsque le critère de complétude est appliqué (figure 4.9b) peu de plus gros fragments plus légers que le magnésium ( $Z=12$ ) subsistent et la plupart d'entre eux sont plus lourds que le phosphore ( $Z=15$ ). Il est aussi notable que les plus gros fragments de la majeure partie des événements sont concentrés à des vitesses proches de celles du projectile ( $\approx 7,86$  cm/ns). Cet indicateur tend à valider le critère de complétude : les fragments lourds proches de la vitesse du projectile viennent le plus probablement du projectile.

*Remarque :* Une quantité infime de plus gros fragments légers subsistent après critère de complétude ce qui pourrait correspondre à une vaporisation du quasi-projectile à 52 MeV/A. Ici il s'agit vraisemblablement d'événements très fragmentés ou pour lesquels une grande proportion de la pseudo-impulsion est mesurée mais le plus gros fragment à l'avant échappe à la détection.

#### 4.2.4 Les variables caractérisant la dissipation et leurs corrélations

Les variables dites de dissipation sont les variables qui témoignent de l'énergie dissipée lors de la collision et par conséquent qui dépendent à priori de la centralité de la collision. Comme évoqué dans le chapitre précédent (figure 3.10), le paramètre d'impact  $b$  de la collision n'est pas accessible expérimentalement. Il n'existe aucune observable expérimentale parfaitement corrélée à  $b$ . Cependant nombre d'observables varient significativement avec la centralité de la collision. Parmi elles, mais pas seulement, se



(a) Tous les événements.

(b) Événements pour lesquels au moins 70% de la quasi-impulsion ( $ZV_{par}$ ) est conservée.

FIGURE 4.9 – Charge du plus gros fragment de l'événement ( $Z_{max}$ ) en fonction de sa vitesse parallèle ( $V_{par}$ ) dans le référentiel du laboratoire. Les flèches  $V_{CM}$  et  $V_{proj}$  indiquent respectivement les vitesses du CM et du projectile.

trouvent la multiplicité de particules chargées, la multiplicité de protons, l'énergie transverse totale des particules légères, l'angle de flow et la taille  $Z_{max}$  du plus gros fragment de la collision [57, 66, 67]. L'objectif ici n'est pas de redémontrer la pertinence du choix de ces observables qui ont été étudiées à de nombreuses reprises mais d'en vérifier les distributions expérimentales obtenues par l'expérience INDRA-FAZIA E789. Toutes les figures présentées ici le sont pour les événements dits complets avec une conservation d'au moins 70% de la pseudo-impulsion parallèle initiale.

### Les variables de dissipation

La figure 4.10 montre les distributions de multiplicité de particules chargées détectées pour les 4 systèmes cibles/projectiles et les deux énergies incidentes. Ces distributions sont quantitativement normalisées au système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ .

A 32 MeV/A (figure 4.10a) la multiplicité débute à 2, avec la condition de déclenchement expérimental et augmente pour atteindre un maximum à 7 puis diminue à nouveau. Au-delà d'une multiplicité de 20 très peu d'événements subsistent. Ici, comme vu dans le chapitre 3.3 à l'aide de la figure 3.9, la condition de deux particules détectées dans FAZIA et d'événements détectés suffisamment complets déforment la distribution de multiplicité. A ce stade il est important de comprendre plusieurs effets triviaux :

- Plus la multiplicité de particules produites est grande, moins la condition de deux particules détectées dans FAZIA est discriminante sur les événements.
- Moins la multiplicité de particules produites est grande, moins les particules sont réparties dans les zones non couvertes par la détection. Autrement dit, les collisions quasi-périphériques produisent des particules peu déviées et en faible quantité. Elles valident facilement le critère de complétude en pseudo-impulsion.

Le premier effet est responsable de la forme de la distribution tandis que le second décale légèrement le maximum vers les petites multiplicités. Comme peu d'événements subsistent pour les faibles multiplicités il faut garder à l'esprit que ces derniers ne sont pas obligatoirement représentatifs des collisions produites avec des faibles multiplicités.

Concernant les effets systématiques, un léger décalage du système le plus riche en protons ( $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , ronds rouges) vers les hautes multiplicités est visible. À l'inverse le système le plus riche en neutrons ( $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , ronds bleus) est décalé vers les basses multiplicités. Ce décalage s'explique par l'émission préférentielle de neutrons par les systèmes plus riches en neutrons tandis qu'un système riche en protons émet davantage de protons contribuant ainsi à la multiplicité totale de particules chargées détectées.

À 52 MeV/A (figure 4.10b) la tendance est similaire en tout point. Le maximum est toujours atteint pour une multiplicité 7 mais il est possible d'atteindre des multiplicités plus élevées, jusqu'à plus de 25 particules chargées détectées.

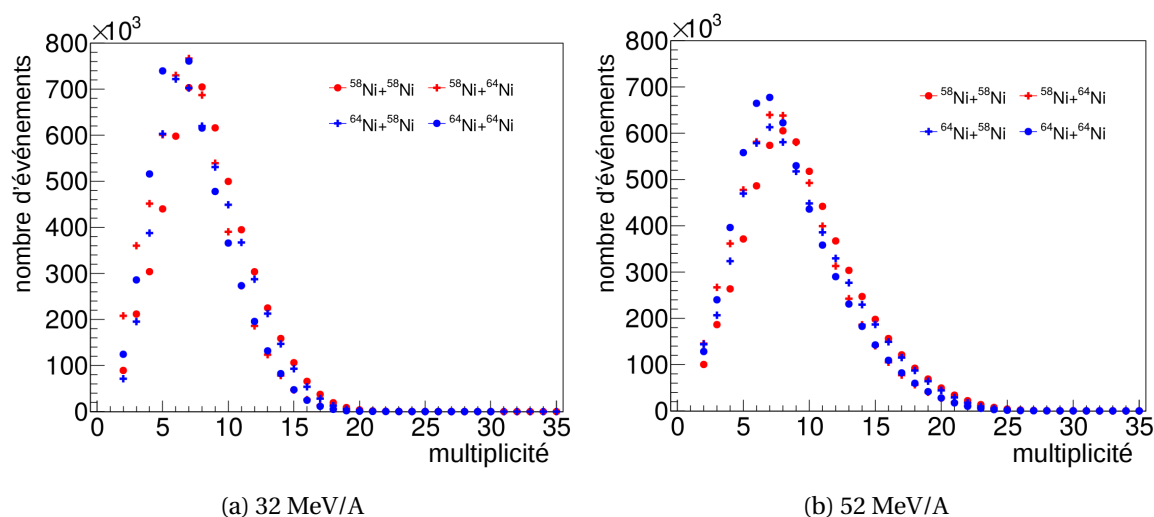


FIGURE 4.10 – Distribution de multiplicité des particules chargées détectées pour les événements complets des 4 systèmes.

La figure 4.11 présente une autre variable de dissipation, l'énergie transverse totale des particules légères ( $E_{t12}$ ). Cette énergie est construite en sommant les contributions en énergie cinétique des particules légères ( $Z=1,2$ ) suivant la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les distributions sont présentées pour les 4 systèmes cibles/projectiles aux deux énergies disponibles. Chaque distribution est normalisée en nombre d'événements au système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ .  $E_{t12}$ , grandeur mise en abscisse, est quant à elle normalisée à l'énergie cinétique du projectile par système. Les distributions à 32 MeV/A (figure 4.11a) et à 52 MeV/A (figure 4.11b) sont similaires. Elles sont maximales pour les faibles énergies transverses, semblant indiquer une majorité d'événements plus périphériques (et donc moins dissipatifs) et diminuent ensuite graduellement. Pour ces deux énergies les distributions des systèmes riches en protons ( $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , ronds rouges) sont décalées vers les plus grandes  $E_{t12}$  transverses tandis que celles de systèmes riches en neutrons ( $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , ronds bleus) le sont vers les plus faibles  $E_{t12}$ . Les distributions des systèmes mixtes (croix) sont intermédiaires et pratiquement confondues. De la même manière que pour les distributions de multiplicité, les systèmes riches en neutrons sont davantage susceptibles

d'émettre des neutrons pour une même énergie disponible. Ces derniers ne sont pas détectés et donc ne contribuent pas à l'énergie transverse totale  $Et_{12}$  des particules légères.

**Remarque :** Il est important de relever ici que cette énergie est calculée avec les particules dont l'énergie est mesurée donc pour un angle polaire  $\theta$  inférieur à  $45^\circ$ . Reste à déterminer si cette fraction de l'énergie transverse est toujours représentative de la dissipation. Cette question est abordée par la suite.

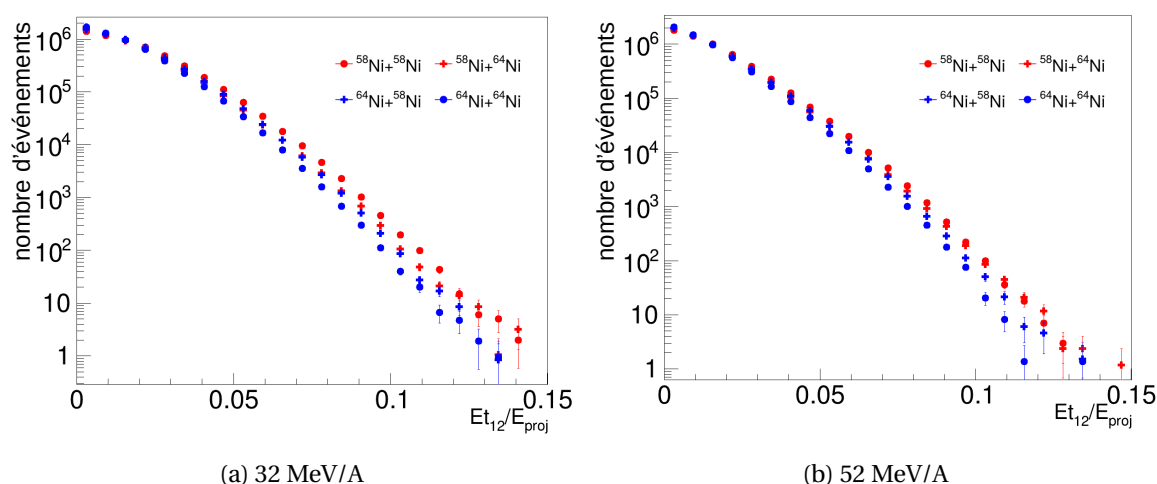


FIGURE 4.11 – Distribution d'énergie transverse totale des particules légères détectées dans les télescopes calibrés  $Et_{12}$  normalisée à l'énergie cinétique du projectile pour les événements complets des 4 systèmes.

La dernière variable de dissipation présentée ici (figure 4.12) est la charge  $Z_{max}$  du plus gros fragment de la collision. Il est raisonnable de supposer que les collisions les plus dissipatives possèdent un plus gros fragment beaucoup plus petit que les collisions quasi-élastiques. Pour tous les systèmes et à toutes les énergies on trouve un maximum pour  $Z_{max} \approx 22-23$  montrant une fois de plus une prédominance des collisions semi-périphériques parmi les événements complets. A noter que tous ces résultats concordent avec les prédictions de HIPSE filtré, le lecteur peut se référer en particulier à la figure 3.10 du chapitre précédent. Tout comme présenté dans la figure 4.9, il y a très peu de plus gros fragments pour des charges inférieures au carbone ( $Z=6$ ). Ici, la charge du plus gros fragment est en particulier influencée par la composition du projectile car souvent issu de ce dernier. Ainsi les systèmes de projectiles plus riches en neutrons (en bleu) possèdent des distributions légèrement décalées vers les plus grands  $Z_{max}$ . En effet, ces fragments peuvent dissiper plus d'énergie en émettant des neutrons que ceux des systèmes moins riches en neutrons (en rouge). Ils conservent ainsi une charge  $Z_{max}$  plus élevée pour une même énergie dissipée. D'autre part, pour les collisions peu dissipatives et une même  $Et_{12}$  le système riche en neutrons peut émettre un ou plusieurs neutrons supplémentaires. Par conservation de l'impulsion le résidu du QP peut être dévié hors des petits angles non-couverts par FAZIA ( $\theta < 1,5^\circ$ ), validant ainsi plus facilement le critère de complétude.

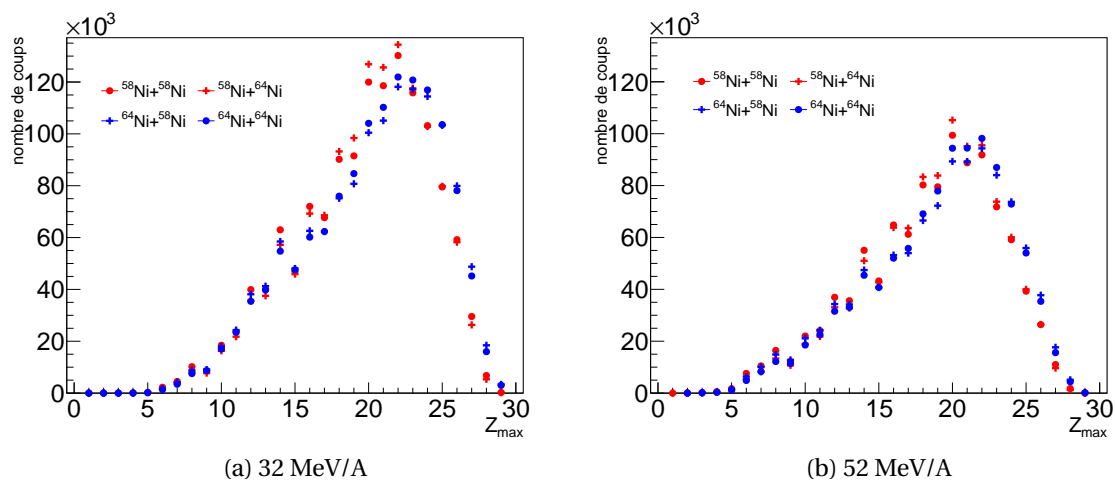


FIGURE 4.12 – Distribution en charge du plus gros fragment des événements complets pour les 4 systèmes.

En résumé, les figures 4.10, 4.11 et 4.12 s'accordent à dire que les systèmes plus riches en neutrons représentent des événements légèrement plus dissipatifs pour une même valeur en variable de dissipation (multiplicité,  $E_{t12}$  et  $Z_{max}$ ) avec une sensibilité particulière à la richesse en neutrons du projectile, susceptible d'émettre des neutrons au début de la désexcitation.

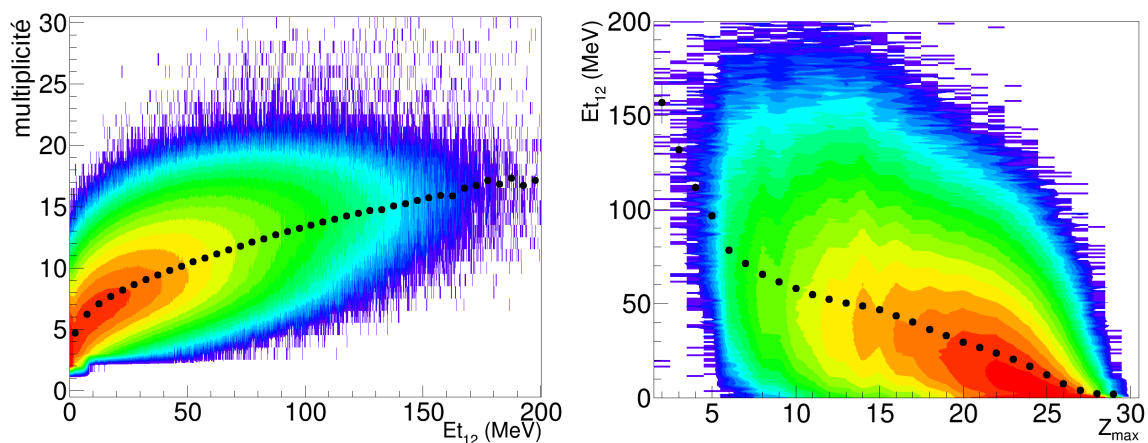
### Les corrélations expérimentales entre les variables de dissipation

Dans ce paragraphe sont vérifiées les corrélations pouvant exister entre les variables de dissipation expérimentales choisies. Dans un souci de concision seuls les résultats pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A sont présentés mais des résultats similaires ont été observés pour chaque système. Une fois de plus l'étude a été réalisée sur les événements considérés complets avec une pseudo-impulsion parallèle totale d'au moins 70% de la pseudo-impulsion initiale (cf. figure 4.2.3).

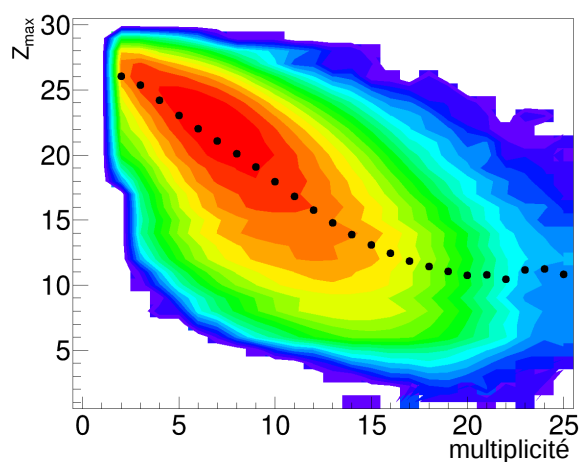
La figure 4.13 présente les diagrammes de la multiplicité en fonction de l'énergie transverse  $E_{t12}$  (figure 4.13a), l'énergie transverse  $E_{t12}$  en fonction de la charge  $Z_{max}$  du plus gros fragment de l'événement (figure 4.13b) et  $Z_{max}$  en fonction de la multiplicité (figure 4.13c). La couleur représente le nombre d'événements en échelle logarithmique. La valeur moyenne de ces histogrammes est représentée par des points noirs. Pour ces trois figures une forte corrélation est visible entre les observables concernées pour les événements les moins dissipatifs jusqu'aux collisions semi-périphériques. C'est-à-dire pour les multiplicités entre 2 et 15, les  $E_{t12}$  allant jusqu'à 90 MeV et les  $Z_{max} \geq 10$ . Au-delà de ces valeurs la corrélation existe toujours mais est moins forte, une plus large gamme de la variable en ordonnée est explorée.

La figure 4.14 représente la charge des noyaux détectés en fonction de leur vitesse parallèle pour 6 intervalles en multiplicité. Le nombre moyen de noyaux par événement est représenté en échelle logarithmique par la couleur et la même échelle a été utilisée pour les 6 figures. La figure 4.14a représente les noyaux des événements les moins dissipatifs. Une concentration de noyaux lourds proches de la vitesse initiale du projectile y est





(a) Evolution de la multiplicité de particules chargées détectées en fonction de l'énergie transverse des particules légères dans les détecteurs calibrés. (b) Evolution de l'énergie transverse des particules légères dans les détecteurs calibrés en fonction de la charge du plus gros fragment des événements.



(c) Evolution de la charge du plus gros fragment des événements en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées.

FIGURE 4.13 – Diagrammes bidimensionnels représentant les corrélations entre différentes variables de dissipation pour les événements complets du système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A. Les points noirs représentent la corrélation moyenne pour chacun des histogrammes.

visible, ils sont émis en même temps que des particules légères évaporées et de prééquilibre et il n'y a quasiment aucun fragment de charge  $Z$  entre 3 et 16. Pour des multiplicités entre 5 et 8 (figure 4.14b) et entre 8 et 11 (figure 4.14c) il y a progressivement davantage de fragments de masse intermédiaire produits à mi-rapidité donc c'est l'apparition d'un col, qui est plus important pour les sélections suivantes en multiplicité. Il y a également toujours une forte concentration de fragments lourds assimilables à des PLF. A partir d'une multiplicité de 14 noyaux détectés (figure 4.14e) il n'y a quasiment plus de noyaux lourds produits au-delà de  $Z=20$  et de nombreux fragments sont produits entre  $Z=3$  et  $Z=20$  accompagnés de nombreuses particules légères. Pour les très grandes multiplicités (figure 4.14f) quasiment que des noyaux légers sont produits, cela correspond en partie à de la vaporisation du QP mal mesurée.

Ces figures montrent bien la sélection de mécanismes de collision inhérente à une variable de dissipation comme la multiplicité. On parle de collisions quasi-élastiques pour les plus périphériques et moins dissipatives où des fragments lourds proches de la vitesse du projectile sont produits (figure 4.14a). Pour des collisions intermédiaires on parle de collisions profondément inélastiques (figures 4.14b à 4.14d). A l'inverse les événements les plus dissipatifs correspondent aux grandes multiplicités, aux collisions les plus centrales et produisent essentiellement des fragments légers (figure 4.14f). Cette évolution est continue avec la multiplicité. Il y a clairement progressivement dissipation de l'énergie cinétique initiale du projectile avec un échauffement du QP de plus en plus important. Il y a aussi clairement formation d'un col de matière entre les deux partenaires de la collision, indiquant ainsi la possibilité d'un échange de nucléons.

Des figures similaires sont obtenues pour des sélections équivalentes en  $Et_{12}$  ou en  $Z_{max}$  mais ne sont pas présentées ici dans un souci de concision. Par ailleurs la même figure à 52 MeV/A est disponible en annexe A (figure A.1).

De la même manière la figure 4.15 représente la carte des noyaux détectés où est représentée la charge de ces derniers en fonction de leur nombre de neutrons  $N$  pour les 6 mêmes intervalles en multiplicité. Le nombre moyen de noyaux par événement est représenté en échelle logarithmique par la couleur et la même échelle a été utilisée pour les 6 figures. La figure 4.15a représente les noyaux des événements les moins dissipatifs. Les noyaux les plus lourds y sont produits, essentiellement pour une charge  $Z$  entre 20 et 28 avec 4 ou 5 isotopes.

Pour les multiplicités allant de 5 à 22 (figures 4.15b à 4.15e) progressivement moins de noyaux lourds sont produits contre davantage de noyaux entre  $Z=6$  et 22 avec 4 ou 5 isotopes différents par charge. A partir d'une multiplicité de 22 noyaux détectés (figure 4.15f) il y a très peu de noyaux plus lourds que le phosphore ( $Z=15$ ) produits, à l'inverse des noyaux légers produits en grande quantité. Cela confirme les mécanismes de réaction et de production observés avec les figures précédentes.

Ces résultats s'accordent avec la figure précédente (figure 4.14) pour valider la pertinence de la multiplicité comme observable de dissipation cohérente pour les données de l'expérience INDRA-FAZIA E789. Une fois de plus, des figures similaires sont obtenues pour des intervalles en  $Et_{12}$  ou en  $Z_{max}$  mais ne sont pas présentées ici dans un souci de concision.

Cette partie a caractérisé les noyaux détectés ainsi que les événements de l'expérience INDRA-FAZIA E789. Un critère de complétude à 70% de la conservation de la pseudo-

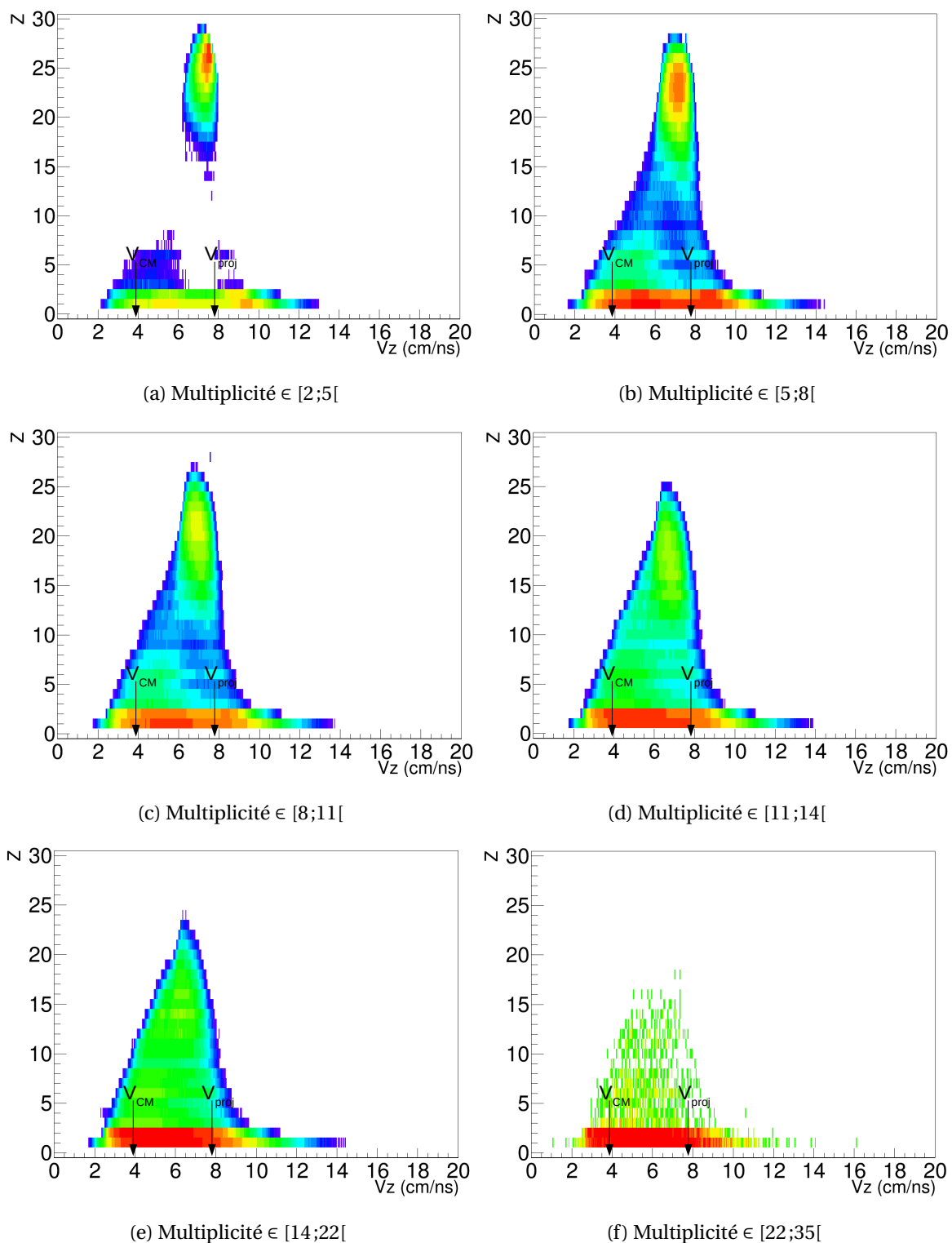
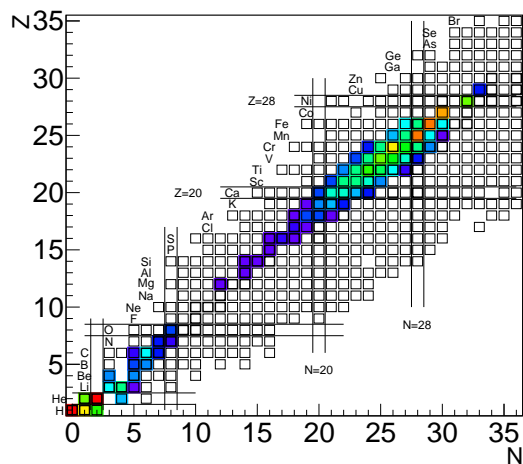
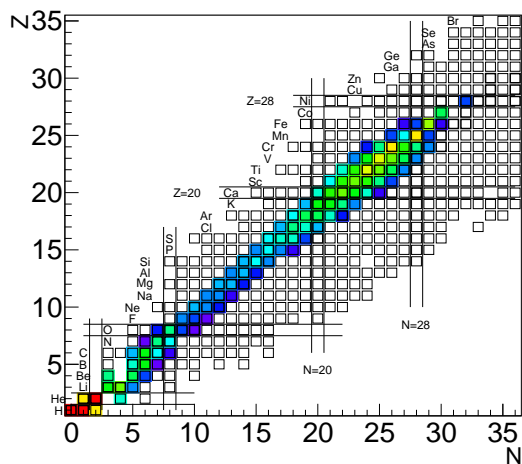


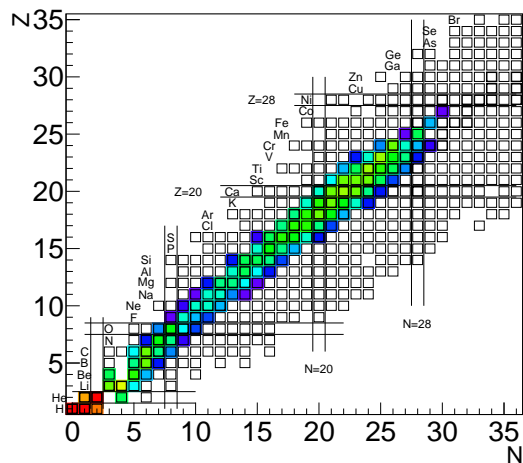
FIGURE 4.14 – Diagrammes bidimensionnels de la charge des particules en fonction de leur vitesse parallèle à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire pour les événements complets du système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A et pour différents intervalles en multiplicité de particules chargées. Les flèches noires  $V_{\text{CM}}$  et  $V_{\text{proj}}$  représentent respectivement la vitesse du CM et la vitesse initiale du projectile.



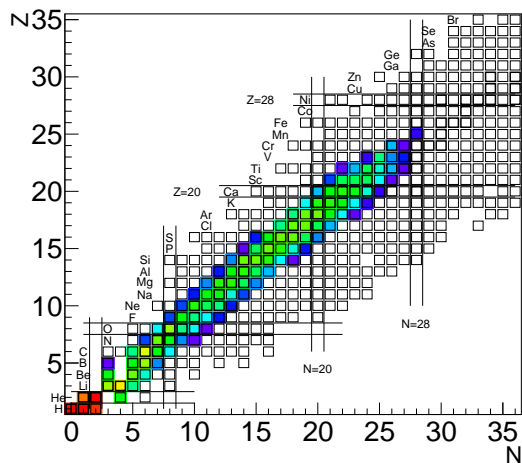
(a) Multiplicité  $\in [2;5[$



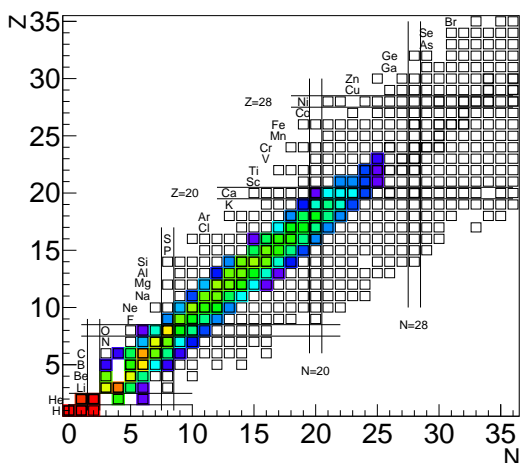
(b) Multiplicité  $\in [5;8[$



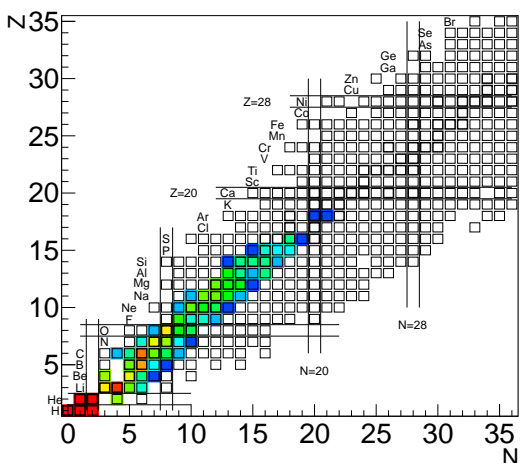
(c) Multiplicité  $\in [8;11[$



(d) Multiplicité  $\in [11;14[$



(e) Multiplicité  $\in [14;22[$



(f) Multiplicité  $\in [22;35[$

FIGURE 4.15 – Cartes Z versus N du nombre moyen par événement des différents isotopes détectés pour les événements complets du système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A. Les cartes sont représentées pour différents intervalles en multiplicité de particules chargées.

impulsion initiale du projectile a été choisi et justifié afin de sélectionner des événements pour lesquels il est pertinent de considérer les plus gros fragments comme majoritairement des PLF pour une grande partie des collisions observables avec le dispositif expérimental. Finalement plusieurs variables de dissipation ont été présentées : multiplicité,  $Et_{12}$  et  $Z_{max}$ . Leurs corrélations ont montré leurs équivalences.

## 4.3 Etude du transport d'Isospin

Après avoir présenté, caractérisé et sélectionné les événements disponibles pertinents, la troisième partie de ce chapitre présente l'analyse au coeur de cette thèse : l'étude du transport d'isospin dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi. A cette fin plusieurs signaux physiques sont présentés et utilisés.

### 4.3.1 Caractérisation des plus gros fragments à l'avant du CM

Comme décrit précédemment, le plus gros fragment de l'événement émis à l'avant du CM est hypothétiquement le résidu du quasi-projectile (QP) dans une grande partie des cas. C'est ce que tend à confirmer la figure 4.9b de la partie 4.2.3. Il est donc censé garder une plus ou moins forte mémoire de l'isospin du QP selon l'évaporation de ce dernier [21, 26, 68–70]. Son écart à l'isospin originel du projectile, au regard de la cible considérée et de l'énergie en jeu, en fonction d'une variable de dissipation, peut être indicateur d'un éventuel transport d'isospin. Les plus gros fragments de charge inférieure à 6 à l'avant du CM sont rares et jugés trop petits (moins de 18% de la charge du projectile) pour être représentatifs d'un QP. Ils ne sont pas pertinents car leur isospin est trop contraint par leur taille, ainsi les événements dont les plus gros fragments sont de charge  $Z$  inférieure à 6 ne sont pas gardés à l'analyse. Dans la suite les plus gros fragments mesurés à l'avant du CM seront appelés Z1.

Les Z1 ainsi définis sont caractérisables dans l'espace des vitesses. La figure 4.16 représente la vitesse perpendiculaire  $V_{perZ1}$  des Z1 en fonction de leur vitesse parallèle  $V_{parZ1}$  dans le référentiel du laboratoire en section efficace invariante. La couleur représente le nombre d'événements en échelle logarithmique, seuls les événements satisfaisant le critère de conservation de 70% de la pseudo-impulsion parallèle du projectile sont considérés. Seul le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A est représenté ici mais des résultats similaires ont été observés pour les 7 autres systèmes. La figure 4.16a montre tous les Z1 détectés par le dispositif INDRA-FAZIA. Ici pour le système présenté la vitesse du centre de masse est  $V_{CM} \approx 3,93$  cm/ns. La majeure partie des Z1 sont détectés par FAZIA avec une très forte concentration autour de la vitesse parallèle du projectile  $V_{proj} \approx 7,86$  cm/ns et pour des vitesses perpendiculaires n'excédant pas 1 cm/ns en valeur absolue. Une partie d'entre eux sont néanmoins détectés dans les premières couronnes d'INDRA (couronnes 6-9). il faut aussi noter l'existence d'une petite contribution de Z1 au voisinage du centre de masse. A droite, la figure 4.16b représente de la même manière les Z1 mais cette fois-ci uniquement ceux dont la masse est parfaitement mesurée, critère indispensable à cette étude. Sans surprise les événements restants sont quasiment intégralement mesurés par FAZIA dont l'apport expérimental essentiel a déjà été présenté au chapitre 3.3.

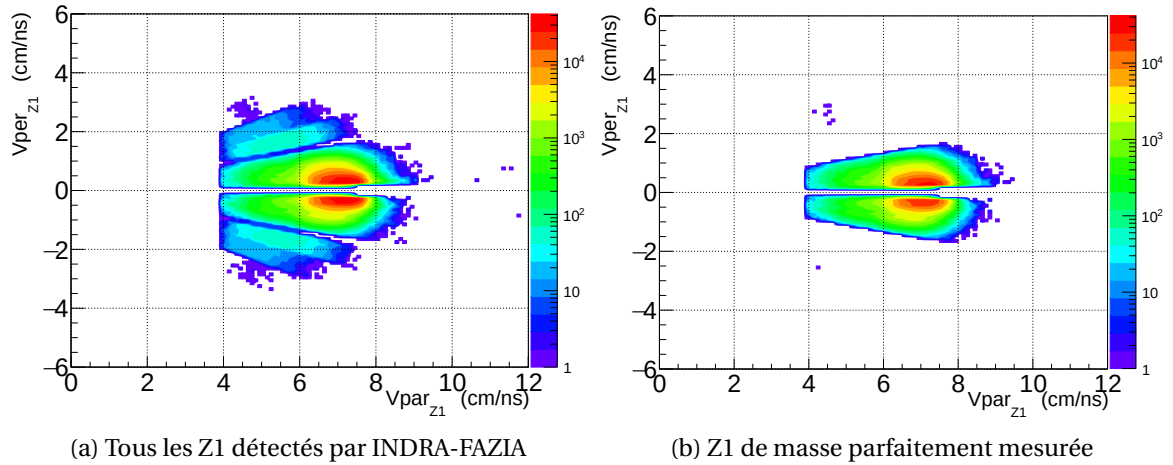


FIGURE 4.16 – Vitesse perpendiculaire des Z1 en fonction de leur vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire en section efficace invariante pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A. La couleur représente le nombre d'événements en échelle logarithmique pour des événements dits "complets".

Afin de poursuivre la caractérisation des événements pour lesquels la masse du Z1 est parfaitement mesurée, il est possible de représenter la corrélation entre la pseudo-impulsion parallèle du Z1 et la multiplicité de particules chargées détectées. C'est ce que représente la figure 4.17 pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A. Des figures similaires ont été obtenues pour les 7 autres systèmes. La couleur représente le nombre d'événements en échelle logarithmique. A gauche, la figure 4.17a représente tous les Z1 détectés. Une forte corrélation est visible jusqu'à une multiplicité de 15-16. Après quoi peu d'événements sont disponibles (voir figure 4.10). Comme attendu, à mesure que la multiplicité augmente et que l'on accède à des événements plus fragmentés donc davantage dissipatifs, la pseudo-impulsion du Z1 diminue. D'une part car sa taille diminue, par conséquent sa charge et d'autre part car le QP est en moyenne de plus en plus ralenti lors des collisions plus centrales avec la cible. Par conséquent le résidu du QP, à savoir le Z1, a aussi une vitesse fortement diminuée par rapport à la vitesse initiale du projectile. La figure 4.17b, à droite, représente de la même manière la pseudo-impulsion du Z1 en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées mais cette fois pour les événements dont le Z1 a une masse parfaitement mesurée. Il apparaît alors nettement qu'une grande proportion d'événements de multiplicités inférieures à 5 sont perdus. En effet, pour ces faibles multiplicités le Z1 est plus gros et atteint souvent des charges proches de celle du projectile ( $Z=28$ ). Or FAZIA n'est capable d'identifier convenablement en masse un noyau que jusqu'à  $Z=25-26$  pour les meilleurs télescopes et en Si1-Si2. Par conséquent les événements à faible multiplicité, pour des collisions quasi-élastiques, ne sont pas accessibles pour cette étude. Quoi qu'il en soit ce ne sont pas les événements pour lesquels un échange important de matière nucléaire est attendu entre la cible et le projectile.

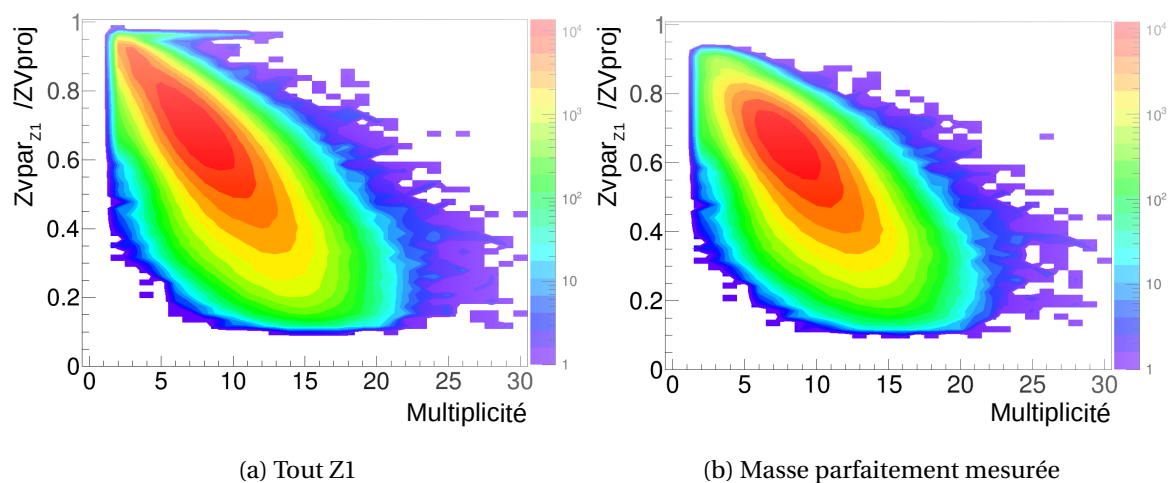


FIGURE 4.17 – Pseudo impulsion parallèle du Z1 rapportée à celle du projectile en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées. A gauche pour tous les Z1, à droite pour ceux dont la masse est parfaitement mesurée. La couleur représente le nombre d'événements en échelle logarithmique et est identique pour les deux figures.

### 4.3.2 Loi d'échelle isotopique : l'*isoscaling*

La loi d'échelle isotopique ou *isoscaling* est observée en comparant les distributions isotopiques des fragments produits dans les réactions nucléaires entre deux systèmes de même charge mais de masses différentes. La figure 4.18 représente, pour un projectile à 32 MeV/A (figures 4.18a et 4.18c) et à 52 MeV/A (figures 4.18b et 4.18d), le logarithme népérien des populations de Z1 détectés du système mixte de projectile riche en protons ( $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , en haut) ou du système mixte de projectile riche en neutrons ( $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , en bas) rapportées aux populations du système riche en protons ( $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ) :  $\log(Y2(N,Z)/Y1(N,Z))$  avec Y2 la population de Z1 de N neutrons et Z protons du système mixte considéré et Y1 la population des mêmes Z1 mais du système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  de référence. Il est tracé en fonction du nombre de neutrons N de l'isotope considéré et une ligne de couleur par différente charge Z de chaque élément est tracée à l'aide d'un ajustement linéaire.

Ce genre de figure a depuis longtemps été exploité dans l'étude de l'énergie de symétrie comme cela a été fait dans les références [35, 36, 44, 71–75]. La figure présentée ici montre en particulier sur les données INDRA-FAZIA une grande richesse isotopique pour une large gamme d'éléments. 6 isotopes différents sont visibles de l'azote ( $Z=7$ ) jusqu'au krypton ( $Z=19$ ). Un ajustement linéaire sur les isotopes par élément a été effectué. Une étude possible est d'extraire les pentes  $\alpha$  de ces droites pour les rapports de populations de différents systèmes en fonction du Z afin de sonder l'équilibration en isospin. Ces pentes évoluent exponentiellement en fonction des rapports des populations d'isotopes des systèmes mixtes ( $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ) avec un système de référence (ici  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ) (voir eq.4.2).

C'est ce qui est représenté sur la figure 4.19 en fonction de la charge du Z1 considéré. La figure 4.19a concerne les différents projectiles à 32 MeV/A, la figure 4.19b ceux à 52 MeV/A. Les points rouges représentent le système mixte de projectile riche en protons,

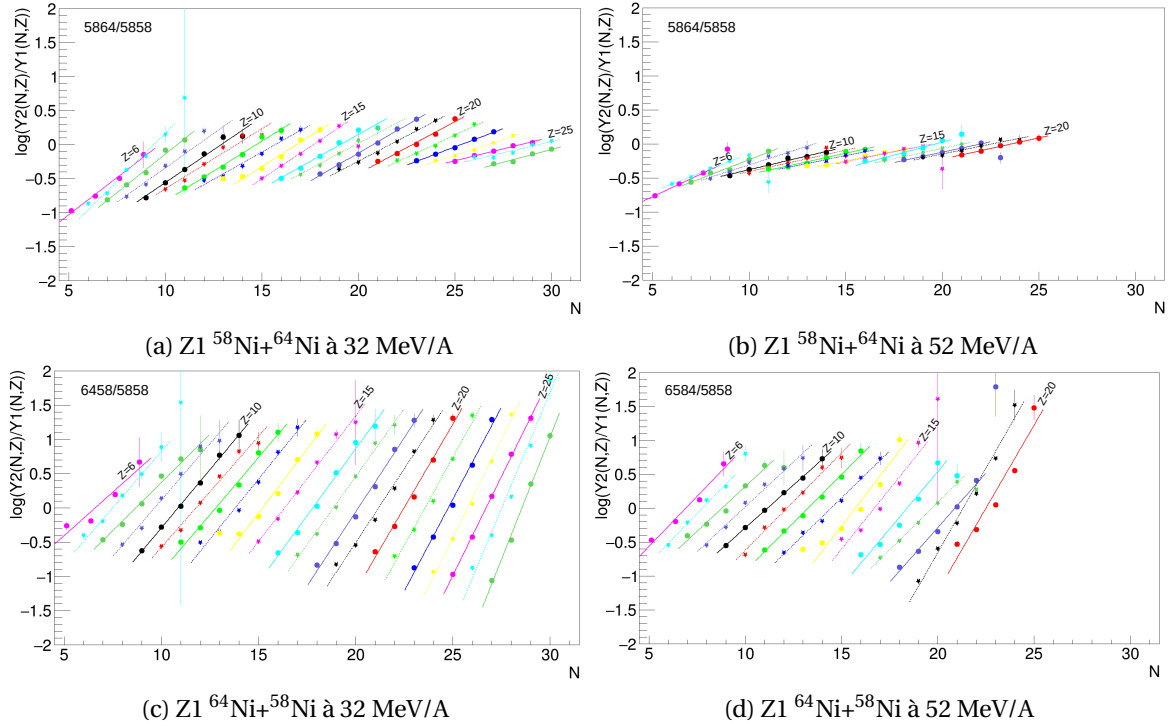


FIGURE 4.18 – Isoscaling à 32MeV/A pour les systèmes  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  rapportés au système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ . Chaque ligne représente les différents isotopes d'un même élément de charge  $Z$  pour des  $Z1$  allant du carbone jusqu'au fer.

les bleus le système mixte de projectile riche en neutrons.

Plus la pente  $\alpha$  est élevée pour un  $Z$  donné, plus le système mixte considéré produit d'isotopes riches en neutrons comparativement au système de référence. La figure 4.19a montre, pour un projectile à 32 MeV/A, que les richesses moyennes en neutrons des  $Z1$  pour les deux systèmes mixtes sont similaires pour les petits  $Z1$  mais divergent à mesure que la charge du  $Z1$  augmente, pour les collisions les plus périphériques. A 52 MeV/A en revanche les pentes évoluent très peu et ne convergent pas vers une même valeur pour les deux systèmes mixtes. La mesure de cette pente  $\alpha$  est une variable isotopique alternative à l'isospin du plus gros fragment à l'avant du CM.

A partir de ces pentes il est possible d'extraire une valeur de  $e_{iv}(\rho)$  (voir équation 4) rapporté à la température apparente du système  $T$ .  $e_{iv}(\rho)/T$  s'écrit parfois  $C_{sym}/T$ , avec  $C_{sym}=e_{iv}(\rho)$  le terme d'énergie de symétrie dépendant de la densité de matière nucléaire. Il a été montré que les rapports de populations d'isotopes sont influencés par la dépendance en densité du terme d'asymétrie de l'EoS [40] :

$$\log\left(\frac{Y_2(N, Z)}{Y_1(N, Z)}\right) \propto \alpha(Z)N + \beta(N)Z \quad (4.2)$$

Avec  $\alpha$  et  $\beta$  dépendants respectivement des potentiels chimiques des neutrons et des protons rapportés à la température  $T$  du système. En supposant les équilibres chimique et thermique atteints, on a pour chaque  $Z$  la relation suivante [44, 76] :



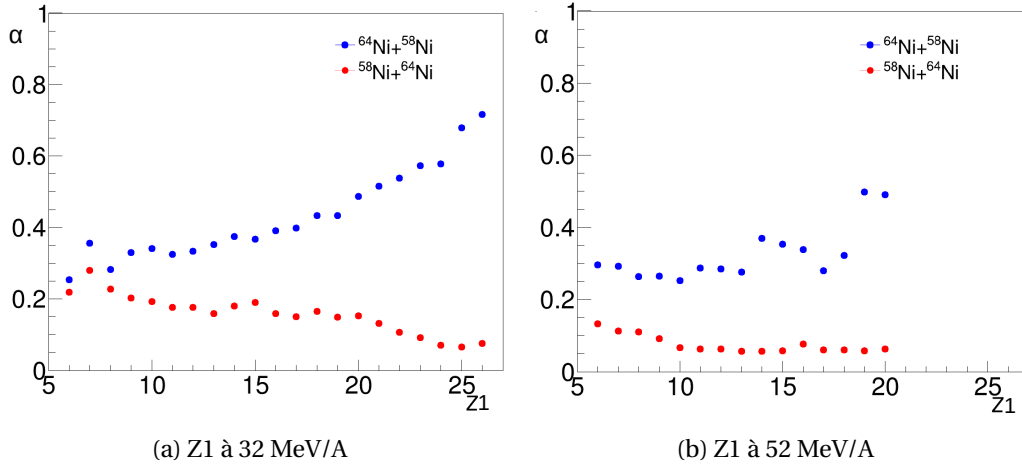


FIGURE 4.19 – Coefficients directeurs  $\alpha$  issus des ajustements linéaires par  $Z_1$  effectués sur les logarithmes népériens des rapports de populations d’isotopes pour les systèmes mixtes rapportés au système riche en protons, le tout présenté sur la figure 4.18.

$$\frac{4C_{sym}}{T} = \frac{\alpha}{\left(\frac{Z}{\langle A_1(Z) \rangle}\right)^2 - \left(\frac{Z}{\langle A_2(Z) \rangle}\right)^2} \quad (4.3)$$

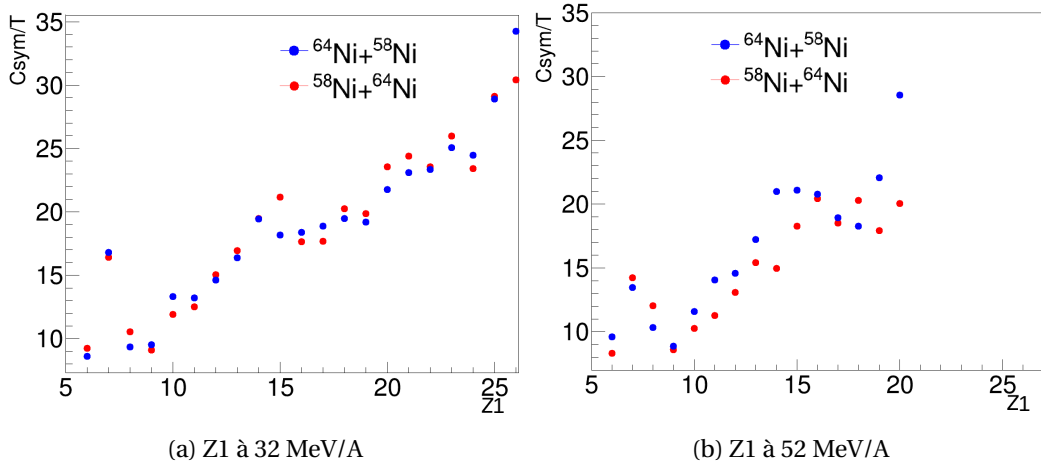
Avec  $\langle A_1 \rangle$  et  $\langle A_2 \rangle$  les masses moyennes de l’élément considéré pour les systèmes 1 et 2.

C’est ce que montre la figure 4.20 pour les systèmes mixtes avec en rouge le système de projectile riche en protons et en bleu celui de projectile riche en neutrons. A 32 MeV/A les deux systèmes ont un  $C_{sym}/T$  qui augmente avec la charge du  $Z_1$  allant de 9 à 30 pour  $Z_1$  variant de 6 à 25. De la même manière à 52 MeV/A les deux systèmes mixtes présentent un  $C_{sym}/T$  qui augmente avec la charge du  $Z_1$  allant de 9 à 23 pour  $Z_1$  variant de 6 à 19. Après quoi la mesure en masse des  $Z_1$ , identifiés majoritairement en Si2-CsI à cette énergie, est difficile.

Il devrait bientôt être possible d’aller plus loin en déterminant une température moyenne apparente du système à l’aide des spectres en énergie de protons [77] et en reconstruisant le QP. Au moment de la rédaction de ce mémoire les calibrations en énergie des couronnes arrières d’INDRA (10-17) ne sont pas faites.

### 4.3.3 L’équilibration en isospin

Comme énoncé précédemment, l’isospin  $\delta = \frac{N-Z}{A}$  représente l’asymétrie neutrons/protons de la composition d’un noyau. L’isospin du  $Z_1$  ( $\delta_{Z_1}$ ) représente cette asymétrie pour le plus gros fragment à l’avant du CM et est souvent représentatif de celui du QP quand il est effectivement son résidu. Une différence entre  $\delta_{Z_1}$  et l’isospin initial du projectile ( $\delta_{proj}$ ) peut indiquer qu’il y a eu échange de nucléons entre la cible et le projectile. Dans le cas où  $\delta_{Z_1}$  serait égal à la moyenne de l’isospin du projectile et de celui de la cible on parle d’équilibration parfaite en isospin du système nucléaire étudié. Ainsi une évolution


 FIGURE 4.20 –  $C_{sym}/T$  des Z1 des systèmes mixtes aux deux énergies incidentes du projectile.

de l'isospin du Z1 en fonction d'une variable de dissipation telle que la multiplicité permettrait d'observer ou non une tendance à l'équilibration en fonction de la centralité de la collision. Par ailleurs, reproduire cette étude à deux énergies, 32 MeV/A et 52 MeV/A, doit permettre de faire varier la densité de matière nucléaire des deux noyaux en collision et donc favoriser la mise en évidence d'une migration éventuelle de neutrons due à un gradient de densité (4.1). Une énergie incidente plus élevée diminue également le temps d'interaction elle peut défavoriser une éventuelle diffusion si le temps de cette dernière est trop long.

Un échange visible de nucléons entre le projectile et la cible, s'il existe, est attendu pour les systèmes mixtes, à savoir  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  pour lesquels l'isospin de la cible et celui du projectile diffèrent. Si un phénomène de transport d'isospin a lieu, il n'a aucune raison de ne pas se produire de manière symétrique pour les deux systèmes mixtes dans le référentiel du CM. Néanmoins les effets attendus sont extrêmement fins, en témoigne la figure 4.5 au début de ce chapitre qui montre des différences de richesse isotopique entre les systèmes de l'ordre de  $0,01 \times (A-2Z)$ . De plus, comme longuement présenté dans le chapitre 3, le dispositif expérimental INDRA-FAZIA est asymétrique dans le référentiel du CM. En particulier seul le résidu du projectile est détectable et sa masse n'est mesurée parfaitement que dans FAZIA.

Un moyen d'amplifier l'écart éventuel pouvant exister entre les différents systèmes sur la mesure d'isospin et ainsi mettre en exergue une potentielle équilibration est d'utiliser les rapports de Rami [24, 42–44]. Ils sont définis comme suit :

$$R_i = \frac{2 \times \delta_{Z1}^i - \delta_{Z1}^{pp} - \delta_{Z1}^{nn}}{\delta_{Z1}^{pp} - \delta_{Z1}^{nn}}; i = pn, np \quad (4.4)$$

Avec  $i$  le système considéré,  $pp$  le système riche en protons  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ,  $nn$  le système riche en neutrons  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ,  $pn$  et  $np$  les systèmes mixtes respectivement  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ .

Un tel rapport à l'autre avantage de s'affranchir en partie de l'asymétrie expérimentale en rapportant les systèmes mixtes aux systèmes riches en neutrons et en protons qui servent de référence. Ainsi, pour  $R=-1$  l'isospin du Z1 est égal à celui du système riche

en protons. A l'inverse, pour  $R=1$  l'isospin du Z1 vaut celui du système riche en neutrons. La valeur médiane  $R=0$  signifie un Z1 d'isospin parfaitement intermédiaire : on parle d'équilibration en isospin entre la cible et le projectile. Les quatre combinaisons projectile-cible sont ainsi traitées sous des conditions expérimentales similaires car les rapports sont normalement peu sensibles aux incertitudes systématiques dues au dispositif. Les incertitudes restantes sont principalement d'origine statistique.

### Evolution de l'isospin du plus gros fragment à l'avant du CM

Comme évoqué précédemment, l'isospin du Z1 est l'observable privilégiée pour tenter de mettre en évidence un phénomène d'équilibration entre le QP et la QC car le Z1 tel que nous l'avons défini expérimentalement est souvent le résidu du QP et donc devrait conserver en grande partie son isospin. L'évolution de l'isospin moyen du Z1,  $\delta_{Z1}$ , est montrée sur la figure 4.21 en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées. A 32 MeV/A les systèmes mixtes (les croix) sont proches des systèmes de même projectile (même couleur). A haute multiplicité ils tendent à se rejoindre. Une tendance aussi prononcée n'est pas visible à 52 MeV/A. C'est à partir de ces figures que sont construits les rapports de Rami qui permettent d'amplifier les tendances en rapportant les systèmes mixtes (croix) aux systèmes extrêmes (ronds).

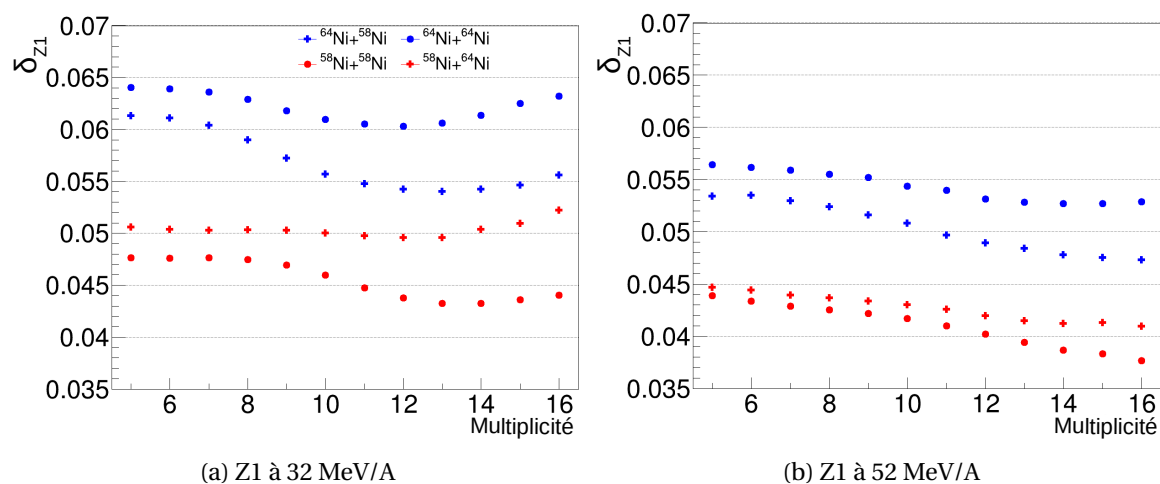


FIGURE 4.21 – Isospin moyen du Z1  $\delta_{Z1} = \langle \frac{N-Z}{A} \rangle_{Z1}$  en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées. Les ronds bleus et rouges représentent respectivement les systèmes riches en neutrons et riches en protons. Les croix représentent les systèmes mixtes, en bleu le système avec un projectile riche en neutrons, en rouge celui avec un projectile riche en protons. A gauche sont représentés les systèmes dont le projectile est à 32 MeV/A, à droite ceux dont le projectile est à 52 MeV/A.

La figure 4.22 montre les rapports de Rami de l'isospin moyen du plus gros fragment à l'avant du CM pour les deux systèmes mixtes en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les points rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche la figure A.5a présente les rapports de Rami  $R$  du Z1 pour un projectile à 32

MeV/A. A droite la figure A.5b présente les rapports de Rami R du Z1 pour un projectile à 52 MeV/A.

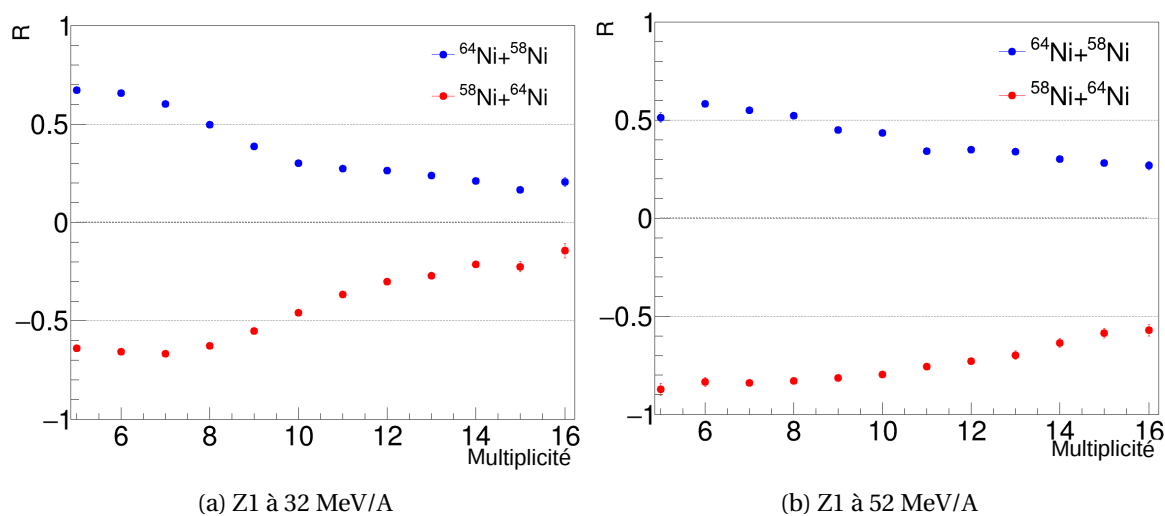


FIGURE 4.22 – Rapports de Rami des isospins moyens du plus gros fragment Z1 à l’avant du CM pour les deux systèmes mixtes en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les ronds rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche sont représentés les systèmes dont le projectile est à 32 MeV/A, à droite ceux dont le projectile est à 52 MeV/A.

**A 32 MeV/A** (figure A.5a) les rapports de Rami de l’isospin moyen du plus gros fragment Z1 à l’avant du CM débutent respectivement, pour la multiplicité de 5, à  $R=0,67$  et  $R=-0,64$  pour les systèmes mixtes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent progressivement de  $R=0$  jusqu’à atteindre  $R=0,2$  et  $R=-0,15$  pour une multiplicité de 16. Cette figure semble indiquer qu’il y a eu échange de nucléons entre la QC et le QP et que cet échange est plus important pour les collisions plus centrales et tend vers l’équilibration en isospin. Il est possible de parler de transport d’isospin.

**A 52 MeV/A** à présent, sur la figure A.5b, les rapports de Rami du Z1 débutent respectivement à  $R=0,52$  et  $R=-0,87$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent très légèrement de  $R=0$  et atteignent respectivement  $R=0,26$  et  $R=-0,59$  pour une multiplicité de 16. Il ne semble pas y avoir de tendance marquée à l’équilibration en isospin du Z1 à 52 MeV/A.

A noter qu’un QP excité peut évaporer des particules, ce phénomène le rapproche de la vallée de stabilité et par conséquent l’isospin du Z1 tend naturellement vers celui de la vallée de stabilité pour les collisions plus dissipatives et les QP plus chauds. Les noyaux étant plus chauds à 52 MeV/A qu’à 32 MeV/A, il paraît clair que l’isospin initial du QP est plus difficile à conserver pour le Z1 à cette énergie incidente.

A partir de ces figures il est donc possible de dire que les comportements aux deux énergies de l’isospin moyen du plus gros fragment à l’avant du CM sont dissemblables. S’il est possible de parler d’équilibration à 32 MeV/A, en revanche à 52 MeV/A aucun phénomène suffisamment marqué n’est visible. Une interprétation possible est la diminution du temps d’interaction à l’énergie la plus haute laissant moins de temps à un processus de transport d’isospin comme la diffusion ou la migration pour intervenir. Une

désexcitation plus importante du QP à 52 MeV/A intervient également. Par ailleurs il a été prédit [78] par le modèle BUU une tendance à l'équilibration en isospin à 52 MeV/A en analysant l'évolution de l'isospin moyen du QP (donc avant désexcitation secondaire). Dans cet article un phénomène de transport plus important est mis en évidence à 52 MeV/A. Il est probable que les effets du dispositif couplés à la désexcitation secondaire du QP soient à l'origine de la perte d'une partie des informations sur l'isospin initial du QP. Également la capacité du modèle en question, couplé à un "after-burner", à reproduire les données après le filtre expérimental sont à étudier.

Afin de confirmer ou d'infirmar les résultats obtenus et d'avoir une idée du rôle éventuel joué par la variable de dissipation, il est possible de réitérer l'étude avec une autre variable de dissipation comme l'énergie transverse des particules légères  $Et_{12}$  supposée également corrélée au paramètre d'impact. La figure 4.23 montre les rapports de Rami de l'isospin moyen du gros fragment Z1 à l'avant du CM pour les deux systèmes mixtes en fonction de l' $Et_{12}$  normalisée à l'énergie du projectile. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les ronds rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche la figure A.6a présente les rapports de Rami R du Z1 pour un projectile à 32 MeV/A. A droite la figure A.6b présente ces mêmes rapports de Rami pour un projectile à 52 MeV/A.

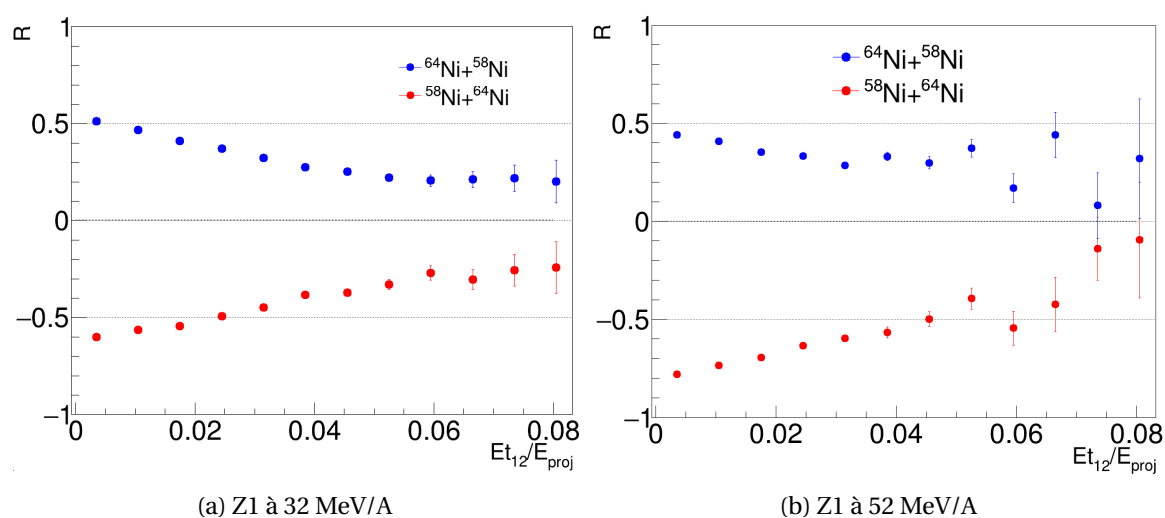


FIGURE 4.23 – Rapports de Rami de l'isospin moyen du plus gros fragment à l'avant du CM pour les deux systèmes mixtes en fonction de l' $Et_{12}$  normalisée à l'énergie du projectile. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les points rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche sont représentés les systèmes dont le projectile est à 32 MeV/A, à droite ceux dont le projectile est à 52 MeV/A.

A 32 MeV/A (figure A.6a) les rapports de Rami débutent respectivement à  $R=0,51$  et  $R=-0,6$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent progressivement de  $R=0$  jusqu'à atteindre  $R=0,2$  et  $R=-0,25$  pour une  $Et_{12}/E_{proj}$  de 0,08. Cette figure semble indiquer qu'il y a eu échange entre la QC et le QP et que cet échange est plus important pour les collisions plus centrales et tend vers l'équilibration en isospin. Il est possible de parler de l'existence claire d'un transport d'isospin.

A 52 MeV/A à présent (figure A.6b), les rapports de Rami du PLF débutent respectivement à  $R=0,44$  et  $R=-0,78$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent très légèrement de  $R=0$  et atteignent respectivement  $R=0,39$  et  $R=-0,4$  pour une  $E_{t12}/E_{proj}$  de 0,053. Il n'y a pas d'équilibration aussi claire en isospin du Z1 visible à 52 MeV/A.

Les rapports de Rami en isospin des plus gros fragments à l'avant du CM montrent pour ces deux figures une tendance similaire aux figures A.5a et A.5b pour lesquelles ils sont tracés en fonction de la multiplicité.

La conclusion générale des figures 4.22 et 4.23 est qu'une tendance à l'équilibration en isospin des Z1 est clairement visible en fonction des deux variables de dissipation choisies à une énergie de 32 MeV/A. Le Z1 étant préférentiellement le résidu du QP, il est probable qu'il y ait eu échange de nucléons entre la QC et le QP ce qui semble indiquer un transport d'isospin entre ces deux partenaires. Les deux figures montrent également qu'à 52 MeV/A il n'y a pas ou peu d'équilibration en isospin des Z1, peut-être dû au temps d'interaction plus court entre la QC et le QP à cette énergie [79]. Il y a aussi potentiellement un rôle négatif de l'évaporation, plus importante à cette énergie incidente, pour la conservation de la mémoire de l'isospin du QP au niveau du PLF quand le plus lourd à l'avant du CM est le PLF.

### L'isospin du plus gros fragment à l'avant du CM en fonction de sa vitesse parallèle

Une caractéristique intéressante du Z1 en tant que potentiel résidu du QP est sa vitesse parallèle à l'axe du faisceau  $V_{parZ1}$ . Il est raisonnable de penser qu'un quasi-projectile ralenti par la collision avec la cible produira un Z1 avec une vitesse parallèle plus faible à son tour, voisine de celle du QP s'il provient de ce dernier. C'est ce que tend à montrer la figure 4.24 qui représente la corrélation entre la vitesse parallèle du Z1 et la multiplicité des particules chargées détectées. Ce ralentissement étant un indice de dissipation de l'énergie cinétique initiale, il paraît normal d'observer ce type de corrélation moyenne entre ces deux grandeurs. Il faut aussi remarquer une dispersion de plus en plus grande avec la centralité de la collision. Cela semble indiquer des processus plus complexes qu'une simple collision binaire pour ces collisions les plus violentes. La dispersion est d'ailleurs plus grande à 52 MeV/A qu'à 32 MeV/A, confirmant ainsi un échauffement plus important.

**Remarque :** La multiplicité utilisée comme une échelle identique dans l'ensemble du chapitre pour les deux énergies n'est néanmoins pas représentative des mêmes types de collisions. En effet, pour un paramètre d'impact identique à 52 MeV/A plus d'énergie est en jeu et tout porte à croire que la dissipation de cette énergie passe en partie par une plus grande fragmentation donc une plus grande multiplicité de particules produites. Également, ces multiplicités peuvent être influencées par la taille du système cible/projectile considéré. Il est théoriquement possible de normaliser ces multiplicités à une échelle comparable mais des difficultés subsistent à 52 MeV/A due à la déformation des événements par la condition de déclenchement expérimentale. En effet, l'impact de cette condition varie selon la centralité de l'événement considéré.

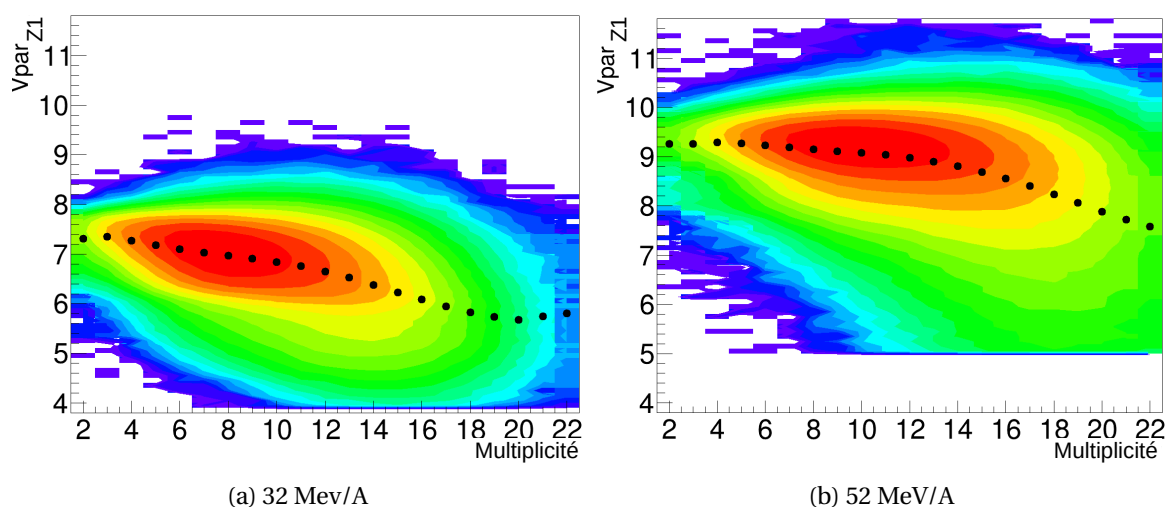


FIGURE 4.24 – Histogramme bidimensionnel représentant la vitesse parallèle du plus gros fragment à l’avant du CM en fonction de la multiplicité de particules détectées. Le nombre d’événements est représenté en échelle logarithmique de couleur. Les points noirs représentent la vitesse parallèle moyenne du Z1. Le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  a été utilisé, à gauche pour une énergie du projectile de 32 MeV/A et à droite de 52 MeV/A.

La vitesse parallèle du Z1 peut aussi être utilisée comme variable de dissipation, témoignant de la centralité de la collision. Les  $V_{\text{par}_{\text{Z1}}}$  plus faibles peuvent caractériser ainsi les collisions plus centrales avec des projectiles davantage ralentis. La figure 4.25 montre les rapports de Rami des isospins du Z1 des deux systèmes mixtes en fonction de leur vitesse parallèle. Les ronds bleus représentent le système mixte avec un projectile riche en neutrons, les ronds rouges représentent le système mixte avec un projectile riche en protons. A 32 MeV/A (figure 4.25a) tout comme à 52 MeV/A (figure 4.25b) une apparente tendance à l’équilibration en isospin des Z1 est visible à mesure que l’on s’approche de la vitesse du CM (de l’ordre 3,9 cm/ns pour les systèmes à 32 MeV/A et de l’ordre de 5 cm/ns pour les systèmes à 52 MeV/A).

Il n’est pas établi que le premier plus gros fragment à l’avant du centre de masse soit toujours le véritable résidu du QP. Du col est attendu pour les collisions semi-centrales et peut-être de la fusion incomplète pour les collisions plus centrales [80]. Il paraît donc intéressant d’affiner la sélection des événements.

Il est possible, comme abordé en début de chapitre (figure 4.2.4) de séparer les événements en gammes de multiplicité afin d’opérer une sélection en centralité de collision (voir figures 4.14 et 4.15). L’objectif de la figure 4.26 est d’utiliser ces intervalles de multiplicité préalablement définis pour sonder les équilibrations en isospin des Z1 pour différentes catégories d’événements en fonction de leur vitesse parallèle. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les ronds rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche les figures 4.26a, 4.26c, 4.26e et 4.26g représentent respectivement les rapports de Rami R du Z1 pour les intervalles de multiplicité allant de 5 à 8, de 8 à 11, de 11 à 14 et de 14 à 22 pour un projectile à 32 MeV/A. A droite les figures 4.26b, 4.26d, 4.26f et 4.26h représentent les rapports de Rami

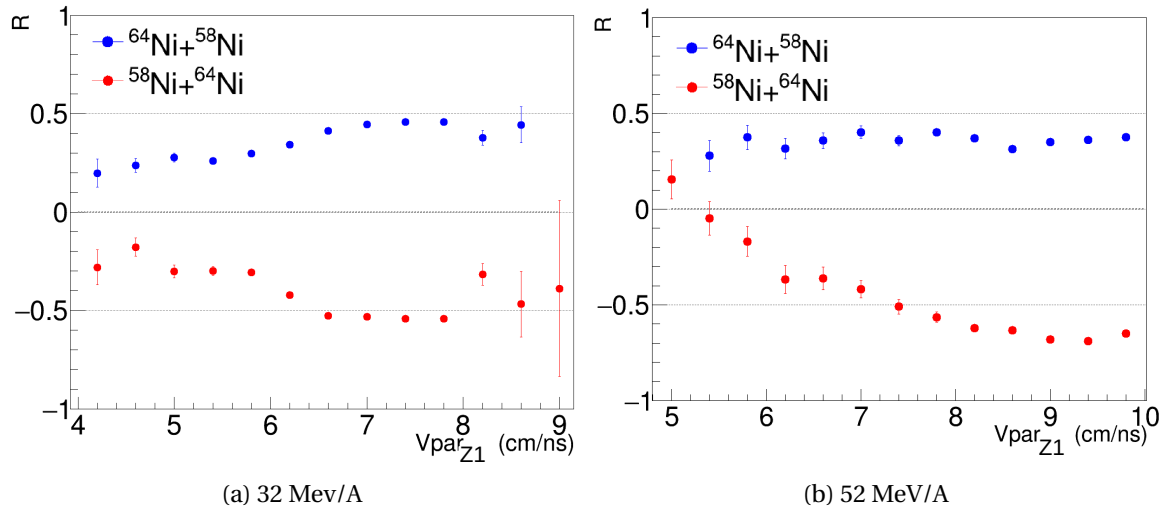


FIGURE 4.25 – Rapports de Rami de l’isospin moyen du plus gros fragment à l’avant du CM pour les deux systèmes mixtes en fonction de leur vitesse parallèle. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les ronds rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche les systèmes dont le projectile est à 32 MeV/A sont représentés, à droite ceux dont le projectile est à 52 MeV/A.

R du Z1 à ces mêmes intervalles respectifs pour un projectile à 52 MeV/A. Les bandes jaunes représentent la vitesse moyenne des Z1 et l’écart-type associé pour les intervalles de multiplicité présentés.

**Multiplicité** $\in$ [5;8] : Pour des collisions quasi-élastiques (figures 4.26a et 4.26b) très peu de QP sont ralentis, les événements avec des Z1 lents (proches de la vitesse du CM) sont statistiquement très faibles. Il n’est pas possible de parler d’équilibration à 32 MeV/A et encore moins à 52 MeV/A. Pour cette dernière énergie le système de projectile riche en protons présente une asymétrie avec celui riche en neutrons par rapport à  $R=0$ . Le QP chaud de ce dernier émet probablement plus facilement des neutrons, diminuant ainsi la valeur de son isospin moyen.

**Multiplicité** $\in$ [8;11] : Pour les collisions inélastiques (figures 4.26c et 4.26d) un début d’équilibration est visible pour les Z1 ralentis à 32 MeV/A, de plus les deux systèmes mixtes sont légèrement plus proches de  $R=0$  que pour l’intervalle de multiplicité précédent. En revanche à 52 MeV/A des collisions plus périphériques pour le même intervalle de multiplicité sont probablement sondées et aucune tendance à l’équilibration n’est notable.

**Multiplicité** $\in$ [11;14] : Pour les collisions profondément inélastiques (figures 4.26e et 4.26f), à 32 MeV/A les rapports de Rami tendent ostensiblement vers l’équilibration pour les faibles  $V_{par}$  avec respectivement  $R=0,11$  et  $R=-0,13$  autour de  $V_{par_{Z1}}=4,2$  cm/ns pour les systèmes de projectile riche en neutrons et riche en protons. A 52 MeV/A la tendance à l’équilibration est beaucoup moins prononcée. Pour les deux énergies les systèmes mixtes sont plus proches de  $R=0$  que pour les collisions inélastiques, en particulier à 32 MeV/A où leurs rapports de Rami évoluent entre -0,5 et 0,5. A 52 MeV/A une asymétrie entre le système de projectile riche en protons et celui de projectile riche en neutrons est toujours visible.



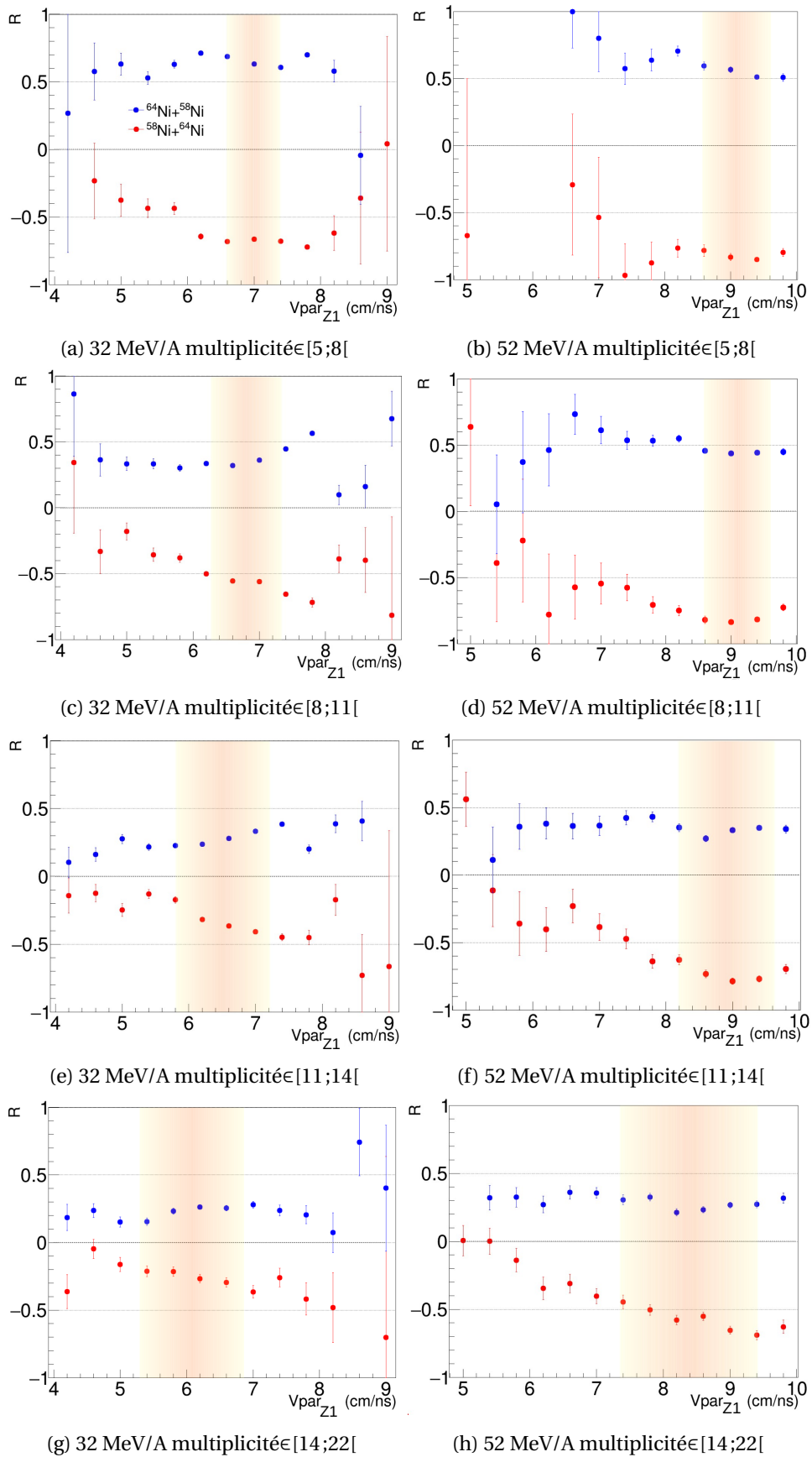


FIGURE 4.26 – Rapports de Rami de l'isospin moyen du plus gros fragment à l'avant du CM en fonction de sa vitesse parallèle pour différents intervalles de multiplicité. Les bandes jaunes représentent la vitesse moyenne des Z1 et leur écart-type pour les intervalles de multiplicité présentés.

**Multiplicité [14;22] :** Pour les collisions centrales (figures 4.26g et 4.26h) une nette tendance à l'équilibration est visible aux deux énergies pour la zone du col de manière claire mais aussi pour le reste. Pour toute la gamme de  $V_{par}$  les rapports de Rami sont plus proches de  $R=0$  que pour les intervalles précédents et c'est le cas pour les deux énergies, à 32 MeV/A en particulier les rapports de Rami évoluent entre 0,3 et -0,4. Une légère asymétrie est visible pour les deux figures : le système de projectile riche en neutrons semble toujours plus proche de l'équilibration en isospin.

Comme attendue la tendance à l'équilibration évolue favorablement avec la centralité supposée de la collision. A 52 MeV/A cette tendance est moins prononcée et débute pour l'intervalle de multiplicité entre 8 et 11 tandis qu'elle est déjà visible pour l'intervalle précédent à 32 MeV/A. Il faut rappeler ici qu'une plus haute énergie disponible dans le référentiel du CM favorise à priori l'évaporation, la multi-fragmentation et donc la multiplicité de particules chargées détectées pour un même paramètre d'impact. Par conséquent, à priori les classes d'événements sondés sont légèrement plus périphériques à 52 MeV/A. Quoi qu'il en soit, il a été montré précédemment dans ce chapitre (figures A.5a et A.5b) que les Z1 à 52 MeV/A sont moins propices à l'équilibration en isospin qu'à 32 MeV/A. Il est visible ici que les isospins moyens des Z1 sont plus proches de l'équilibration pour les intervalles en multiplicité plus dissipatifs, en particulier dans le cadre de collisions profondément inélastiques et centrales (de multiplicité supérieure à 11). Par ailleurs, pour une même centralité de collision les Z1 à faible vitesse parallèle, donc potentiellement issus d'un col de matière nucléaire, sont plus proches de l'équilibration que les Z1 moins ralentis.

Une autre manière d'étudier un éventuel transport d'isospin et d'aller plus loin dans la compréhension du rôle des mécanismes de réaction est de représenter l'isospin moyen des plus gros fragments à l'avant du CM dans l'espace des vitesses par intervalles de multiplicité. C'est ce qui est proposé sur les figures 4.27 et 4.28 respectivement à 32 MeV/A et à 52 MeV/A. Sur ces histogrammes bidimensionnels le rapport de Rami de l'isospin des Z1 est représenté en couleur en fonction de leur vitesse perpendiculaire et de leur vitesse parallèle. A gauche figure le système de projectile riche en neutrons,  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , à droite celui de projectile riche en protons,  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ . Tout comme pour la figure 4.26, une tendance à l'équilibration en isospin des Z1 de chaque système étudié est visible pour les 2 systèmes mixtes aux deux énergies pour les Z1 proches de la vitesse du projectile  $V_{proj}$ . Cette équilibration intervient surtout pour les collisions profondément inélastiques, pour une multiplicité comprise entre 11 et 14, et est bien plus prononcée à 32 MeV/A qu'à 52 MeV/A. En effet, il y a un changement de couleur progressif de la zone du QP indiquant une diffusion en fonction de la multiplicité considérée. De plus, à 32 MeV/A pour les collisions inélastiques et profondément inélastiques (multiplicité comprise entre 8 et 14) une tendance à l'équilibration est visible pour des vitesses parallèles autour de 5,5 cm/ns. Dans cette zone l'apparition de couleur verte semble indiquer l'existence d'un col équilibrée en isospin à l'arrière du QP.

Il existe encore de nombreux moyens de représenter l'équilibration en isospin du Z1 afin de tenter d'en saisir les processus impliqués et les tendances visibles. Certaines figures complémentaires sont disponibles à cette fin en annexes A (figures A.2, A.3 et A.4).

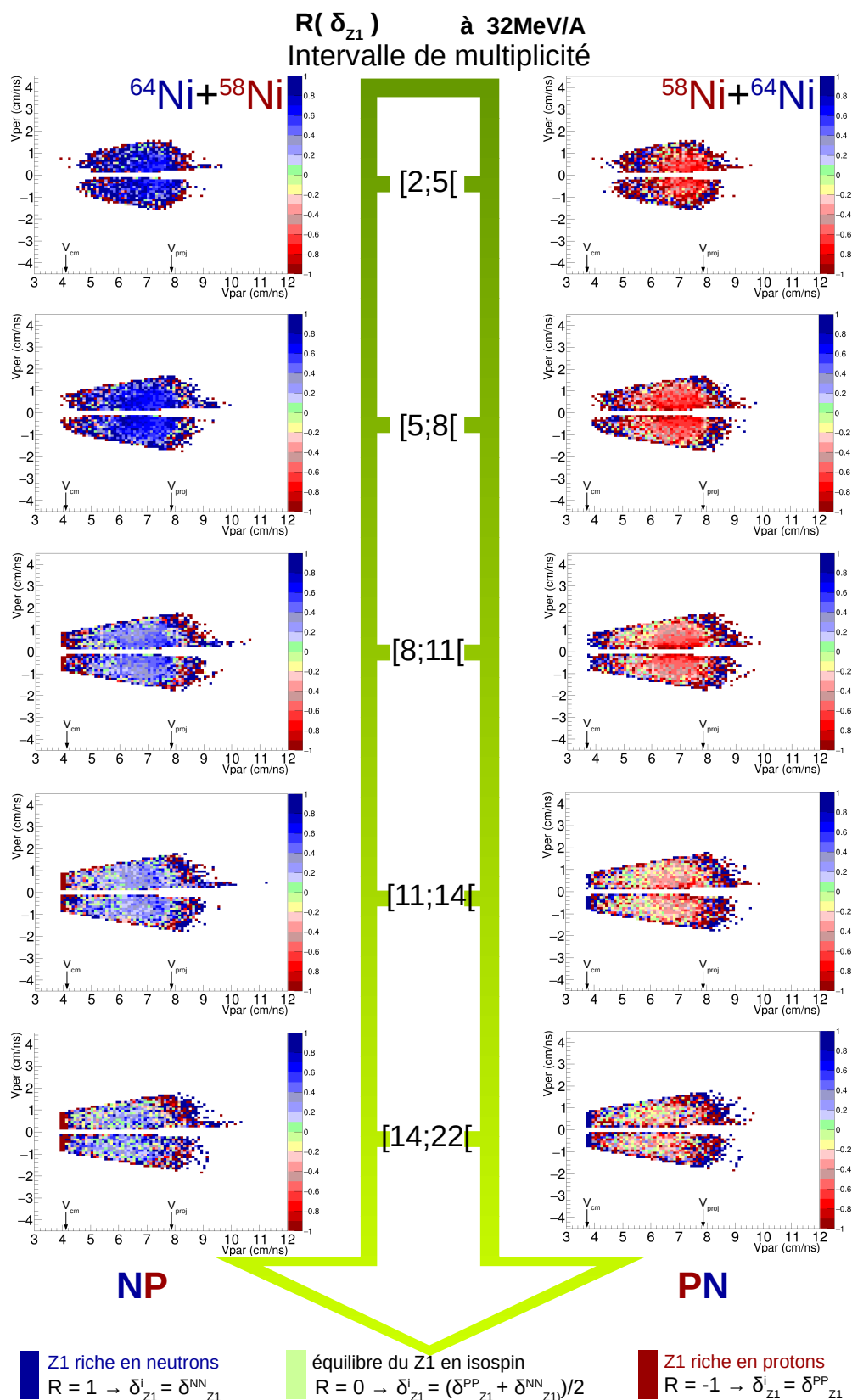


FIGURE 4.27 – Rapports de Rami de l'isospin moyen du plus gros fragment à l'avant du CM représentés en couleur en fonction de la vitesse perpendiculaire du Z1 et de sa vitesse parallèle, le tout pour différents intervalles en multiplicité à 32 MeV/A. A gauche pour le système  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , à droite pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ .

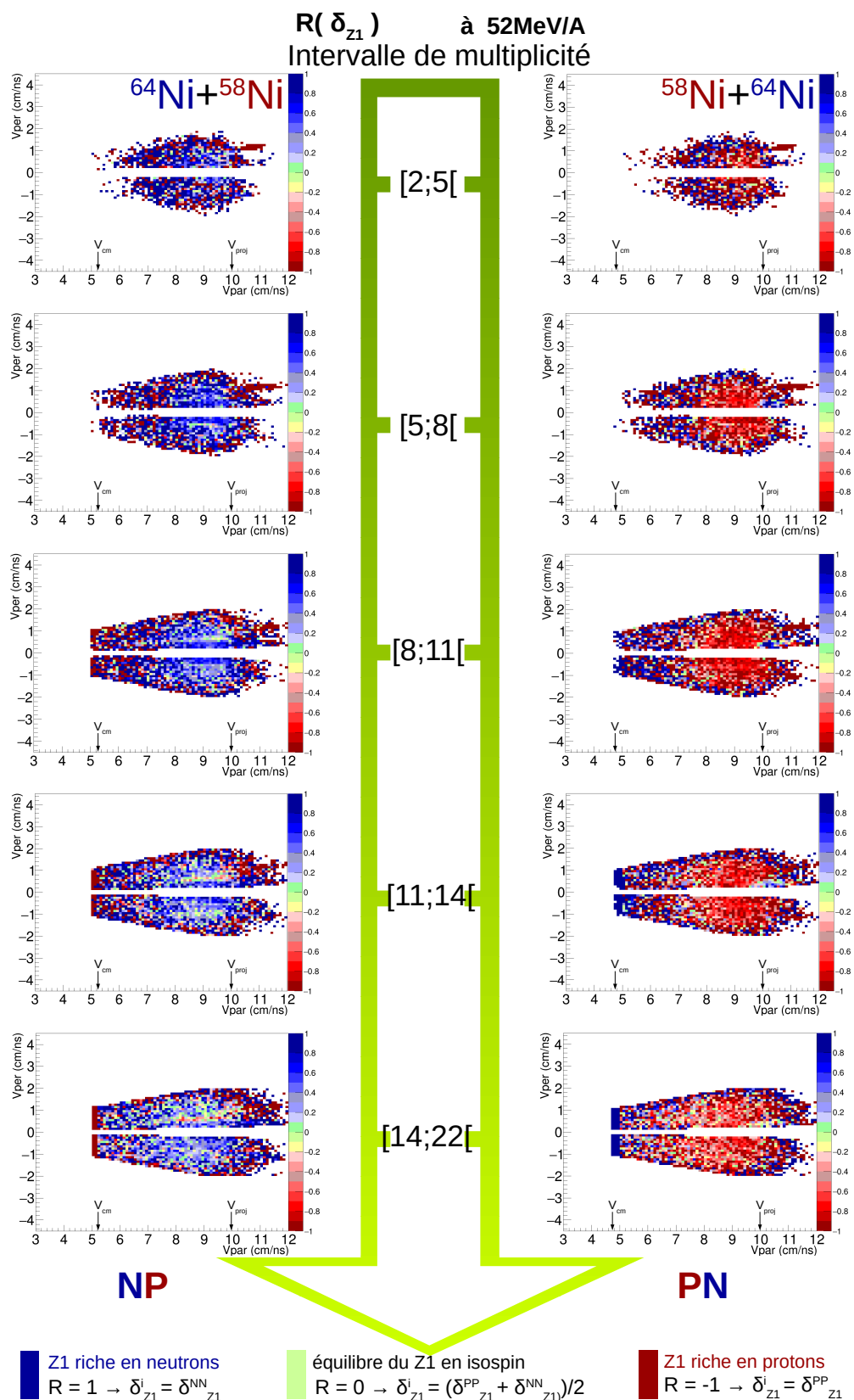


FIGURE 4.28 – Rapports de Rami de l'isospin moyen du plus gros fragment à l'avant du CM représenté en couleur en fonction de la vitesse perpendiculaire du Z1 et de sa vitesse parallèle, le tout pour différents intervalles en multiplicité à 52 MeV/A. A gauche pour le système  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , à droite pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ .

### Les rapports de populations d'isobares

L'intégralité de ce chapitre a été dédiée à l'étude de l'isospin du plus gros fragment émis à l'avant du CM. Cette étude a été possible grâce à l'excellente capacité de discrimination isotopique des noyaux jusqu'à  $Z=25-26$  de FAZIA. D'autres observables ont été utilisées pour tenter de sonder un éventuel transport d'isospin par le passé : les populations d'isobares. C'est le sujet du dernier point de ce chapitre.

Un moyen d'utiliser les différentes populations de noyaux produits est simplement d'en faire les rapports à l'avant du centre de masse de la réaction. En effet, la majeure partie des fragments produits à l'avant du CM proviennent du QP, les rapports de populations d'isobares sont nécessairement influencés par l'isospin du QP. Cette proportion change bien évidemment en fonction de la centralité de la collision. Il suffit de remplacer l'isospin  $\delta$  de l'équation 4.4 par le rapport de populations d'isobares considérés  $Y1/Y2$ . En effet, la production de ces noyaux de même masse mais de  $Z$  différent, donc d'isospin différent, est susceptible d'évoluer selon l'échange de nucléons entre la QC et le QP. La figure 4.29 représente l'évolution des rapports de populations d'isobares des systèmes mixtes en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées pour 6 couples d'isobares choisis. Un symbole par couple a été choisi, en bleu sont représentés les rapports de Rami pour le système mixte dont le projectile est riche en neutrons et en rouge celui dont le projectile est riche en protons.

A 32 MeV/A, à gauche, la figure 4.29a montre une équilibration des rapports d'isobares en fonction de la multiplicité pour les 6 couples choisis avec des tendances très similaires. Les rapports de Rami des populations du système de projectile riche en neutrons avoisinent  $R=0$  en moyenne pour les hautes multiplicités. Ceux du système riche en protons se situent entre  $R=-0,2$  et  $R=-0,3$ .

A 52 MeV/A, à droite, la figure 4.29b ne montre pas distinctement une tendance à l'équilibration pour les couples  ${}^7\text{Li}/{}^7\text{Be}$  et  ${}^{10}\text{Be}/{}^{10}\text{B}$ . L'écart avec les rapports de Rami des populations de noyaux plus lourds apparaît pour des multiplicités supérieures à 10. Il est sensé de supposer que pour ces collisions plus centrales les noyaux lourds (l'azote représente 25% de la charge initiale du projectile) sont par construction le plus souvent le résidu du QP tandis que les légers sont d'origines diverses et peuvent être issus d'évaporation ou produits à mi-rapidité. C'est pourquoi l'équilibration est plus visible, bien que moins marquée qu'à 32 MeV/A, pour les rapports d'éléments plus lourds, à partir de  ${}^{11}\text{B}/{}^{11}\text{C}$ .

Pour les deux énergies et tous les rapports d'isobares considérés une asymétrie entre le système de projectile riche en neutrons et celui riche en protons est visible. Ces derniers sont toujours situés plus proches de l'équilibration à  $R=0$ . Une des explications possible est la différence d'interprétation de l'échelle en multiplicité pour ces systèmes. Un quasi-projectile chaud plus riche en neutrons est plus propice à émettre des neutrons avant les particules chargées, ces derniers ne sont pas comptabilisés dans la multiplicité de particules chargées détectées mais participent à dissiper l'énergie de la réaction.

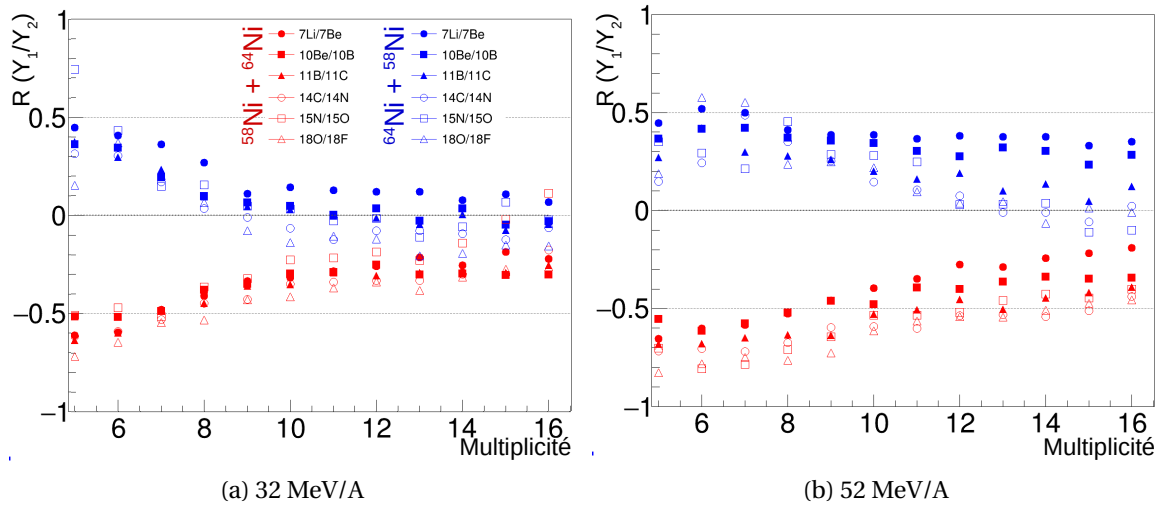


FIGURE 4.29 – Rappports de Rami de populations d'isobares en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées.

## 4.4 Conclusions

Les enjeux de la mesure de l'équilibration en isospin dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi afin de contraindre l'EoS ont été introduits dans l'introduction de cette thèse.

Dans une première partie, ce chapitre a présenté les données expérimentales collectées lors de la première campagne de mesure INDRA-FAZIA réalisée au GANIL en avril-mai 2019 et disponibles telles qu'elles sont à ce jour après le travail de vérification et d'identification réalisé présenté au chapitre 2. Le choix d'événements complets pour l'analyse a été présenté et justifié, un critère de complétude à 70% de la pseudo-impulsion parallèle du projectile a été retenu. Plusieurs variables de dissipation, comme la multiplicité de particules chargées détectées, ont ensuite été présentées à leur tour ainsi que leurs corrélations. Ces variables sont supposées représentatives de la centralité de la collision et permettent ainsi une sélection des collisions. Il est possible de les séparer en différents intervalles allant des collisions quasi-élastiques aux collisions centrales en passant par les collisions profondément inélastiques.

Dans la deuxième partie, le transport d'isospin, au cœur de l'étude de cette thèse, a été abordé à travers plusieurs observables susceptibles d'indiquer un éventuel transport d'isospin entre la QC et le QP. Pour cela l'isospin moyen du plus gros fragment émis à l'avant du CM a été utilisé. Il est considéré comme étant souvent, mais pas toujours, le résidu du QP. Le rapport de Rami de son isospin a semblé indiquer une tendance à l'équilibration en fonction des variables de dissipation, donc un transport d'isospin entre la QC et le QP à 32 MeV/A en fonction de la centralité de la collision.

Une sélection par intervalles en multiplicité a permis de constater la mesure d'isospins moyens plus proches de l'équilibration ( $R=0$ ) en particulier pour les collisions profondément inélastiques. La représentation de l'isospin moyen à l'aide des rapports de Rami en fonction de la vitesse parallèle des Z1 montre qu'en moyenne ceux plus ralentis, potentiellement issus d'un col de matière nucléaire, tendent davantage à l'équilibration.

Plusieurs figures complémentaires sont disponibles en annexe A.

Une dernière étude a présenté l'évolution des rapports de Rami de populations d'isobares à l'avant du CM, témoins potentiels de l'isospin du QP, en fonction de la multiplicité. Ces derniers ont montré de fortes tendances à l'équilibration à 32 MeV/A tandis que 2 comportements se sont distingués à 52 MeV/A. Pour cette dernière énergie incidente les populations d'isobares les plus légers ( $Z \leq 4$ ) ne tendent pas vers l'équilibration et leur comportement diverge de celui des éléments plus lourds pour les collisions plus centrales. En effet, pour ces collisions les éléments plus lourds sont le plus souvent des PLF tandis que les éléments plus légers sont potentiellement issus d'évaporation ou émis à mi-rapidité.

Enfin, de nombreuses autres observables sont envisageables et ont parfois été utilisées dans la littérature. Notamment la répartition isotopique des fragments de masses intermédiaires dans l'espace des vitesses ou des rapports de particules alpha et d' $^3\text{He}$  ou de deutons et tritons. Cependant il faut préalablement prendre en compte l'inhomogénéité des seuils d'identification de ces particules dans l'espace. Au moment de la rédaction de cette thèse, cette analyse a été tentée sans succès et n'est pas présentée ici.



## Chapitre 5

# Comparaison des données à des modèles

*« En science, la phrase la plus excitante que l'on peut entendre, celle qui annonce des nouvelles découvertes, ce n'est pas "Eureka" mais "c'est drôle". »*

-Isaac Asimov

### Sommaire

---

<b>5.1 Introduction : Les modèles de simulation utilisés</b>	<b>120</b>
5.1.1 <i>Heavy Ions Phase Space Exploration</i> : HIPSE	120
5.1.2 <i>Antisymmetrized Molecular Dynamics</i> : AMD	123
5.1.3 Bilan des données simulées disponibles	125
<b>5.2 Comparaison des données simulées</b>	<b>126</b>
5.2.1 Corrélation des variables de dissipation et du paramètre d'impact	126
5.2.2 Comparaison des données expérimentales et simulées pour quelques distributions classiques	131
Le plus gros fragment à l'avant du centre de masse	135
<b>5.3 Le transport d'isospin : analyse comparative</b>	<b>140</b>
5.3.1 Rapports de Rami du plus gros fragment à l'avant du CM	140
<b>5.4 Conclusions</b>	<b>146</b>

---



## 5.1 Introduction : Les modèles de simulation utilisés

Suite aux résultats expérimentaux présentés dans le chapitre précédent une tendance à l'équilibration en isospin entre la cible et le projectile a été observée à 32 MeV/A. L'objectif du chapitre présent est de comparer ces résultats à des simulations numériques. Une étude de la diffusion d'isospin et sa comparaison à AMD a déjà été faite mais avec seulement quatre blocs de FAZIA [21–23]. La comparaison aux simulations est indispensable pour plusieurs raisons :

- Elle doit apporter des contraintes sur les paramètres d'entrée des modèles utilisés dans les codes de calcul tant par les accords que les désaccords avec les données observées. Elle devrait ainsi permettre de remonter aux paramètres de l'équation d'état concernant le degré de liberté d'isospin de cette dernière.
- Elle doit aussi permettre et aider, selon les hypothèses et les paramètres de la simulation considérée, à mieux comprendre et interpréter les différents processus physiques observés lors de collisions nucléaires.

Dans cette étude il est fait en particulier le choix d'utiliser deux modèles de collisions nucléaires, HIPSE et AMD, présentés sommairement en première partie de ce chapitre. Ces simulations diffèrent sur des points importants. HIPSE permet de modéliser les collisions d'ions lourds dans le domaine des énergies de Fermi à partir d'un certain nombre d'hypothèses fortes et simples. Il n'utilise pas directement de potentiels d'interaction nucléon-nucléon. De ce fait HIPSE ne tient pas compte d'un éventuel transport d'isospin entre la cible et le projectile, que ce soit par un phénomène de migration ou de diffusion tel qu'on l'entend habituellement. Si le transport d'isospin mesuré expérimentalement coïncide avec celui prévu par HIPSE, cela signifie que des facteurs purement géométriques suffisent à expliquer le phénomène de transport. Si ce n'est pas le cas, cela indiquerait la possibilité d'obtenir des informations sur la partie isovecteur de la fonctionnelle nucléaire avec ces observations. A l'inverse un code de dynamique moléculaire comme AMD, basé sur l'utilisation de potentiels d'interaction nucléonique, est sensible aux paramètres d'une équation d'état découlant de ces potentiels. Ce chapitre compare aux données E789 deux paramétrisations d'AMD pour lesquelles l'énergie de symétrie de l'EoS varie de manière effective.

### 5.1.1 *Heavy Ions Phase Space Exploration* : HIPSE

HIPSE ou *Heavy Ions Phase Space Exploration* est un générateur qui permet d'obtenir de grandes quantités d'événements sur des temps de calcul beaucoup plus courts que les modèles de dynamique moléculaire. Comme son nom l'indique, il est conçu pour étudier l'espace des phases exploré lors de collisions d'ions lourds, en particulier aux alentours des énergies de Fermi, entre 10 MeV/A et 150 MeV/A. HIPSE est un simulateur hybride qui traite à la fois la dynamique et la désexcitation des noyaux chauds formés, c'est un modèle phénoménologique qui, par certains aspects, traite la collision d'un point de vue microscopique et par d'autres d'un point de vue macroscopique proche des modèles statistiques de désexcitation. Il a été décrit en détails à de nombreuses reprises [43, 57, 62, 81], sa description ici se veut donc succincte.

HIPSE a été développé en considérant quatre phases majeures lors d'une collision nucléaire.

### La phase d'approche

Deux noyaux, un projectile et une cible, sont préalablement générés dans leur état fondamental dont les nucléons occupent un espace des phases décrit par une distribution de Thomas-Fermi utilisant une interaction nucléon-nucléon de type Seyler-Blanchard. En fonction de l'énergie incidente choisie, ces noyaux se voient attribuer une énergie cinétique et une vitesse initiale. Pour chaque événement, un paramètre d'impact est aléatoirement tiré sur une distribution triangulaire. La phase d'approche est calculée classiquement, en résolvant l'équation du mouvement à deux corps dans leur potentiel d'interaction mutuelle coulombienne et nucléaire. Cette phase d'approche prend fin lorsque la distance entre les centres des deux noyaux est minimale. On dit alors que leur recouvrement est maximal. Les deux noyaux sont alors décrits comme une somme de nucléons dont l'impulsion et la distribution spatiale correspondent à l'état fondamental auquel sont ajoutées l'impulsion relative et la distance associées au recouvrement maximal des deux partenaires. Cette phase d'approche jusqu'au recouvrement maximal, se passe de la manière suivante. Lorsque les noyaux sont séparés, un potentiel de proximité [82] est utilisé. En revanche lorsque la distance relative entre les noyaux est très inférieure à la somme de leurs rayons, il est nécessaire d'utiliser un autre potentiel. Dans ce cas, à haute énergie relative, on se place dans le cadre de l'approximation soudaine selon laquelle les degrés de liberté internes se réorganisent moins vite que les degrés de liberté macroscopiques. Le système n'a ainsi pas le temps de se réorganiser et conserve une forte mémoire de la voie d'entrée. A l'inverse, à basse énergie relative on se place dans le cadre de la limite adiabatique selon laquelle les degrés de liberté macroscopiques se réorganisent moins vite que les degrés de liberté internes.

C'est pour cela que le premier paramètre ajustable de HIPSE est défini. Il s'agit de la dureté du potentiel  $\alpha_a$ . Pour  $\alpha_a=1$  on se place dans le cadre de l'approximation soudaine, il n'y a pas de réorganisation des degrés de liberté internes tandis qu'une valeur de  $\alpha_a$  inférieure à 0 correspond à la formation d'un noyau composé pour lequel les degrés de liberté internes se réorganisent instantanément.

Une valeur optimale de ce paramètre est conseillée dans la documentation de HIPSE [62] pour différents systèmes et différentes énergies incidentes. Elle a été déterminée à l'aide de comparaisons systématiques de certaines grandeurs physiques avec des données de précédentes campagnes de mesure INDRA. Dans le cadre de cette thèse, la valeur de ce paramètre a été interpolée à partir de celles tabulées. Sont choisis, pour les systèmes de nickel étudiés ici,  $\alpha_a=0,128$  à 32 MeV/A et  $\alpha_a=0,2033$  à 52 MeV/A .

### La formation des fragments

Pour cette phase suivante d'une collision nucléaire générée par HIPSE, l'hypothèse dite *participant-spectateur* est utilisée. Dans ce cadre le QP et la QC gardent une forte mémoire de la voie d'entrée. Une région appelée *Zone Participante* (ZP) est définie, tout comme le QP et la QC de manière géométrique. En considérant deux sphères à bords durs la ZP correspond à la zone de recouvrement, définie par l'intersection de ces sphères à

la fin de la phase d'approche. Le QP et la QC sont respectivement la partie restante du projectile et de la cible une fois considérée la ZP.

Un second paramètre intervient ici, le pourcentage de transfert de nucléons  $x_{tr}$  entre le QP et la QC à travers la ZP. Ce paramètre assouplit l'hypothèse participant-spectateur en autorisant un transfert de nucléons entre les deux partenaires de la collision engendrant une diminution de leur vitesse relative. De la même manière que pour la dureté  $\alpha_a$  du potentiel, une valeur de  $x_{tr}$  conseillée et documentée est accessible pour différents systèmes et différentes énergies incidentes. En les interpolant pour les systèmes et les énergies de cette étude on obtient  $x_{tr}=40,8\%$  à 32 MeV/A et  $x_{tr}=29,67\%$  à 52 MeV/A.

Un nombre de nucléons  $A_{ZP}$  est obtenu. Il faut alors définir un troisième et dernier paramètre pour HIPSE : le pourcentage de collisions nucléon-nucléon  $x_{coll}$  au sein de la ZP. Comme pour les deux précédents, il a été interpolé pour cette étude à  $x_{coll}=2,84\%$  à 32 MeV/A et  $x_{coll}=5,33\%$  à 52 MeV/A.

Dans un second temps le reste des nucléons de  $A_{ZP}$  est traité comme un réservoir de nucléons pour la formation d'agrégats nucléaires à mi-rapidité. Des agrégats sont construits en considérant aléatoirement des combinaisons de nucléons de la ZP. On parle d'étape de coalescence. Ils doivent pour cela exister dans la table de masse utilisée c'est à dire que l'énergie de liaison du noyau composite est connue. Également ils doivent être compatibles dans l'espace des phases (voir dans la référence [81]). La masse, la position et l'impulsion des fragments créés sont calculés à partir de la position et de l'impulsion des nucléons agrégés. Dans le cas de nucléons ayant subi une collision la position du fragment est tirée aléatoirement, en respectant le principe d'exclusion de Pauli, dans une sphère dont le rayon est contraint par  $A_{ZP}$ .

A la fin de cette phase plusieurs fragments ont été définis, avec un fort taux de recouvrement dans l'espace des phases, ainsi que le QP et la QT.

### Interactions dans l'état final

Un temps de référence  $t = 0$  fm/c est défini au début de cette phase. Les fragments précédemment créés sont propagés jusqu'à  $t = 50$  fm/c en traitant classiquement leurs interactions deux à deux. Un test de réagrégation est ensuite effectué, les fragments dont l'énergie relative deux à deux est plus basse que la barrière de fusion sont fusionnés puis la configuration est gelée. Plus aucune modification des fragments n'est possible, on parle de *freeze-out* ou d'équilibre chimique.

### Désexcitation et *after-burner*

Une énergie d'excitation est attribuée aux noyaux de charge inférieure à 6 proportionnellement à leur masse. Pour les noyaux plus lourds, l'énergie d'excitation est attribuée à chaque fragment en fonction de l'énergie cinétique des nucléons qui le composent à  $t = 0$  fm/c (à la formation des fragments). Les fragments sont ensuite propagés et désexcités en considérant l'ensemble des interactions coulombiennes à l'aide du code de désexcitation SIMON [83] à partir du *freeze-out* à 50 fm/c jusqu'à plusieurs milliers de fm/c. Pour chaque fragment les largeurs des niveaux d'énergie de chaque voie de désexcitation accessible sont prises en compte afin d'attribuer un poids lors du tirage statistique de la voie à sélectionner par fragment. Dans SIMON, les degrés de liberté associés aux nucléons

sont combinés aux états accessibles à l'échelle du noyau. Cette manière de procéder diffère des modèles de dynamique moléculaire classique qui ne considèrent que les degrés de liberté des nucléons, qu'ils soient ou non au sein de noyaux. Bien que les propriétés des nucléons soient calculées aux étapes précédentes, ils sont traités ici à l'échelle des agrégats formés. Ce traitement est effectué à l'aide de l'approximation du champ moyen, par un potentiel de proximité dans le cas d'interactions entre noyaux et par un potentiel de Wood-Saxon dans le cas d'interactions noyaux-nucléons. Les nucléons sont toujours localisés à chaque étape.

*Remarque : SIMON avec son "after-burner" standard est un modèle de désexcitation avec certains défauts, il peut notamment produire trop de fragments. La table de masse utilisée dans cette version peut aussi apparaître insuffisante pour les noyaux présentant une exotécité importante. Il est envisageable dans une étude ultérieure de le remplacer par un autre "after-burner" comme GEMINI, évoqué plus loin, qui est un modèle de désexcitation plus élaboré.*

### 5.1.2 *Antisymmetrized Molecular Dynamics* : AMD

#### AMD

Tout comme pour HIPSE, AMD ou *Antisymmetrized Molecular Dynamics* permet de générer des événements de collisions nucléaires. Il a également été décrit à de nombreuses reprises [44, 84–86]. La description de la dynamique de la collision entre deux systèmes nucléaires formant un système excité à N-corps est un problème de mécanique quantique compliqué. L'objectif de ce mémoire n'est pas de l'exposer exhaustivement ni même d'en survoler la complexité, le lecteur peut se référer aux sources citées ci-dessus. Son principe de fonctionnement n'est que rapidement évoqué ici.

Les générateurs d'événements dynamiques simulent la collision d'un système initial de N particules en tenant compte des interactions entre ces particules. AMD est l'une des simulations de transport de nucléons les plus élaborées disponibles. AMD décrit les systèmes nucléaires à l'aide de produits de paquets d'ondes gaussiens antisymétrisés représentant les nucléons pour tenir compte du principe d'exclusion de Pauli. Un terme de collisions à 2 corps similaire au terme de collisions phénoménologique de Uehling et Ulhenbeck [87] est ajouté pour modéliser la dissipation à deux corps avec la difficulté que celui-ci est à la base classique. Il est donc complexe à appliquer dans le formalisme quantique utilisé.

A chaque nucléon du système est attribuée une fonction d'onde individuelle composée du produit d'une fonction d'onde dans l'espace des phases, d'une fonction d'onde de l'état de spin et d'une de l'état d'isospin. Après la propagation des nucléons un critère de proximité spatiale des centres des différents paquets d'onde gaussiens est appliqué afin de déterminer l'agrégation éventuelle des nucléons en noyaux.

L'hamiltonien du système de A nucléons en interaction, quant à lui, comporte un terme d'énergie cinétique, un terme d'énergie coulombienne et un terme d'interaction nucléaire à deux corps décrit dans notre cas par un potentiel de Skyrme [88] et plus précisément celui appelé SLy4 [89]. Ce dernier est conçu pour améliorer le calcul des propriétés en isospin des noyaux au-delà de la vallée de stabilité et ajusté pour reproduire

les propriétés des noyaux connus.

Il est possible de paramétrer ce potentiel de Skyrme de manière à correspondre à différentes valeurs de  $L_{sym}$  (cf. équation 4). Des jeux de données pour les 4 systèmes de Ni+Ni aux deux énergies incidentes (32 MeV/A et 52MeV/A) pour deux paramétrisations de Skyrme et donc d'AMD ont été générés par les collaborations INDRA et FAZIA. Ces deux paramétrisations sont dites *soft* et *stiff* et correspondent respectivement à  $L_{sym}=46$  MeV et  $L_{sym}=108$  MeV (les détails de ces paramétrisations peuvent être retrouvés respectivement dans les articles suivants [89, 90] et références associées). Il faut rappeler ici, comme mentionné dans l'introduction de cette thèse, que tous les paramètres de l'équation d'état sont corrélés par nature (car issus d'un développement limité).

Des fragments chauds primaires ont été produits en sortie d'AMD au *freeze-out* après 500 fm/c de propagation. Ils sont ensuite désexcités à l'aide du code de calcul GEMINI++ présenté dans le paragraphe suivant. Pour l'étude de ce chapitre ces données sont ensuite filtrées à l'aide du dispositif expérimental INDRA-FAZIA simulé dans sa configuration E789.

## GEMINI++

GEMINI++ [65] est un code de désexcitation statistique de noyaux chauds aussi appelé *after-burner*. Il intervient après le freeze-out, ici celui d'AMD. C'est un code Monte Carlo qui traite la désexcitation de noyaux chauds comme une série de décroissances binaires séquentielles. Les largeurs des décroissances des états intermédiaires sont calculées à l'aide du formalisme de Hauser-Feshbach pour l'évaporation de particules légères et de celui généralisé des transitions d'états de Moretto pour l'émission de fragments de masse intermédiaire. Pour finir la densité de niveaux des noyaux est calculée d'après un modèle du gaz de Fermi. Dans le cadre de cette étude 100 décroissances GEMINI++ sont lancées par événement primaire AMD.

Le couplage entre un modèle de transport comme AMD et un modèle de désexcitation statistique comme GEMINI est complexe et présente plusieurs aspects sensibles. L'objectif de cette thèse n'est pas l'étude et l'amélioration de ces modèles, néanmoins il faut comprendre qu'AMD, comme évoqué précédemment, contient les éléments d'une équation d'état de la matière nucléaire afin de traiter dynamiquement un phénomène de transport. GEMINI quant à lui, du simple fait de l'existence ou non de noyaux et de leurs états contient intrinsèquement une équation d'état de la matière nucléaire. Ces deux versions de l'équation d'état diffèrent et les effets de cette discontinuité sont mal cernés. Par ailleurs, toujours dû au couplage entre un modèle de transport et un modèle statistique, plusieurs problèmes subsistent : l'évaluation de l'énergie d'excitation et de la température du système au freeze-out, la détermination du temps de couplage nécessaire à GEMINI, la cohérence entre le champ moyen calculé par AMD et les densités d'états des noyaux calculés par GEMINI, la détermination de leurs moments angulaires et le traitement de la déformation des noyaux.

Du point de vue expérimental il a été évoqué précédemment que la mesure exacte de l'échange entre la cible et le projectile est impossible directement, dû au fait que seuls des noyaux issus d'une ou plusieurs désexcitations parviennent aux détecteurs. Par conséquent des observables qui permettent de montrer un transport éventuel d'isospin entre

le projectile et la cible doivent être définies. Néanmoins une partie de l'information est perdue. Il en va de même dans les modèles. Après désexcitation et donc intervention de l'after-burner (ici GEMINI++) le QP initialement formé est désexcité en différents fragments qui à leur tour peuvent décroître. Ils sont répartis dans l'espace, préférentiellement vers l'avant du CM mais peuvent être pour certains confondus avec des fragments venant du col ou de la QC. Par ailleurs les neutrons libres ne sont pas mesurés. Dans les modèles, la discontinuité du traitement de la collision entre le modèle de transport (AMD) et le modèle de désexcitation statistique (GEMINI) peut contribuer aussi en partie à une perte partielle d'information sur le transport d'isospin se produisant initialement entre la cible et le projectile.

Une étude des événements primaires des modèles, avant désexcitation, serait à envisager pour tenter de quantifier ces effets.

### 5.1.3 Bilan des données simulées disponibles

Une fois les données générées par les différents codes de simulation, la détection des particules chargées par le dispositif INDRA-FAZIA E789 est simulée : c'est le passage par le filtre expérimental comme présenté lors du chapitre 3. La couverture angulaire des multi-détecteurs, les seuils en énergie des détecteurs et la condition de déclenchement expérimentale de deux particules détectées par FAZIA sont pris en compte.

Après quoi, le même critère de complétude que pour les données est appliqué, 70% de la pseudo-impulsion parallèle du projectile (cf. figure 4.2.3) est exigée. Les jeux de données générées, filtrées et pour des événements considérés complets sont référencés dans le tableau suivant 5.1 :

***Remarque :** Au moment de cette étude le filtre expérimental utilisé ne tient pas encore compte des détecteurs défectueux lors de la campagne de mesures. Une légère erreur sur les observables comme la multiplicité de particules chargées détectées et leur distribution angulaire est à prendre en compte.*

jeu	Energie (MeV/A)	evts/système disponibles	evts/système post filtre et déclenchement	evts/système post filtre, déclenchement et complétude	$b_{max}$ (fm)
data E789	32	≈30M	/	≈5M	/
	52	≈30M	/	≈5M	/
HIPSE	32	1M	≈220k	≈120k 55%	9,3
	52	1M	≈400k	≈165k 41%	9,3
AMD soft et Gemini++	32	≈2M (≈20k×100)	≈500k	≈250k 50%	11,5
	52	≈2M (≈20k×100)	≈780k	≈380k 49%	11,5
AMD stiff et Gemini++	32	≈2M (≈20k×100)	≈550k	≈270k 49%	11,5
	52	≈2M (≈20k×100)	≈770k	≈380k 49%	11,5

TABEAU 5.1 – Récapitulatif des jeux de données expérimentales ou simulées disponibles pour l'étude.

## 5.2 Comparaison des données simulées

Dans cette partie sont présentées, comparées et discutées quelques caractéristiques physiques des événements simulés détectés. Ces observations, tout comme l'analyse qui suit, méritent d'être approfondies dans les thèses à venir et ne sont que les prémices d'une étude comparative à des modèles.

### 5.2.1 Corrélation des variables de dissipation et du paramètre d'impact

Les événements simulés présentent l'avantage de posséder chacun un paramètre d'impact  $b$  associé. Comme évoqué précédemment aux chapitres 4 (figure 4.2.4) et 3 (figure

3.10) le paramètre d'impact des événements expérimentaux n'est pas mesurable. Des variables de dissipation sont utilisées pour estimer la centralité des événements et sélectionner les réactions (figure 4.15). L'utilisation d'événements issus des générateurs et filtrés par une modélisation informatique du dispositif expérimental permet de vérifier la corrélation des variables de dissipation utilisées avec le paramètre d'impact et d'en comparer le comportement pour les différents codes de calcul. Cette partie présente les résultats pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  dans un souci de concision mais des résultats similaires ont été obtenus pour les 3 autres couples projectile/cible.

La figure 5.1 montre les différentes distributions en paramètre d'impact en fermis issues des modèles présentés après filtre pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ . A 32 MeV/A à gauche (5.1a) comme à 52 MeV/A à droite (5.1b) les distributions pour un même modèle sont très similaires. Comme attendu les distributions sont triangulaires et les événements centraux sont les moins probables. HIPSE atteint un maximum d'événements à  $b=5,5$  fm tandis que les deux paramétrisations d'AMD atteignent le leur à  $b=7$  fm quelle que soit l'énergie incidente. Pour HIPSE le plus grand paramètre d'impact  $b_{max}=9,3$  fm est choisi selon un critère géométrique (il est de l'ordre de deux fois le rayon de sphères à bords durs  $R=r_0 \times \sqrt[3]{A}$  avec  $r_0$  le rayon moyen d'un nucléon). Pour AMD le paramètre d'impact maximal  $b_{max}=11,5$  fm choisi est plus grand, les nucléons étant définis comme un paquet d'ondes gaussien les rayons des noyaux estimés sont plus grands pour un même système. Un paramètre d'impact plus grand dans AMD que dans HIPSE ne signifie donc pas nécessairement un plus faible taux de recouvrement des noyaux en collision.

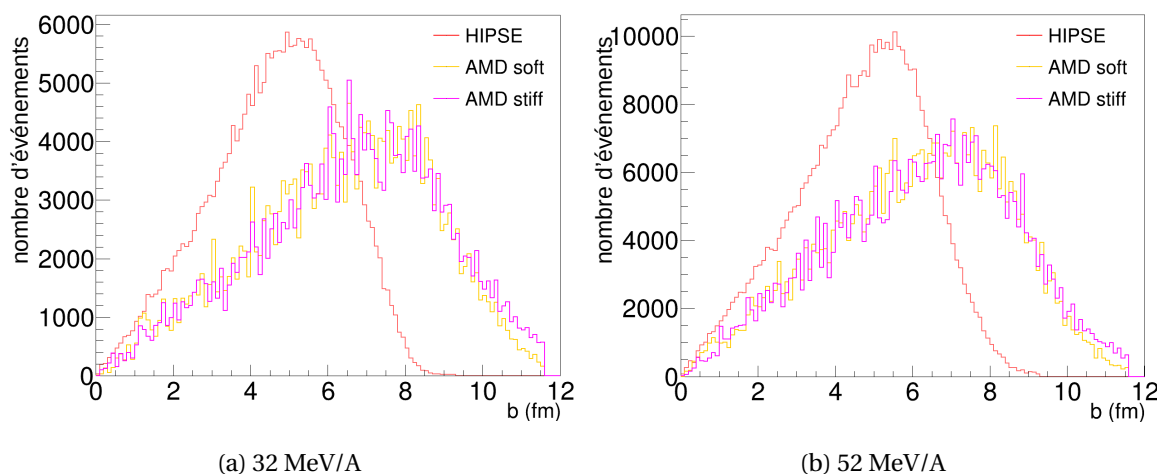


FIGURE 5.1 – Distributions en paramètre d'impact  $b$  des événements générés par HIPSE (ligne rouge), générés par AMD soft et stiff (lignes jaunes et magenta) et filtrés pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ . Les distributions sont normalisées à celles de HIPSE. A gauche les événements pour un projectile à 32 MeV/A et à droite à 52 MeV/A.

La figure 5.2 représente la multiplicité des particules chargées simulées et détectées après filtre expérimental en fonction du paramètre d'impact réduit  $b_{red}$ , qui est défini comme le rapport  $b/b_{max}$ . De gauche à droite sont représentées les figures pour les différents codes utilisés, respectivement HIPSE, AMD soft et AMD stiff. En haut les événements pour l'énergie incidente du projectile à 32 MeV/A et en bas à 52 MeV/A. La couleur



représente le nombre d'événements en échelle logarithmique, la même échelle a été utilisée pour toutes les figures. Seul le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  a été représenté mais des résultats similaires ont été observés pour les 3 autres couples cible/projectile.

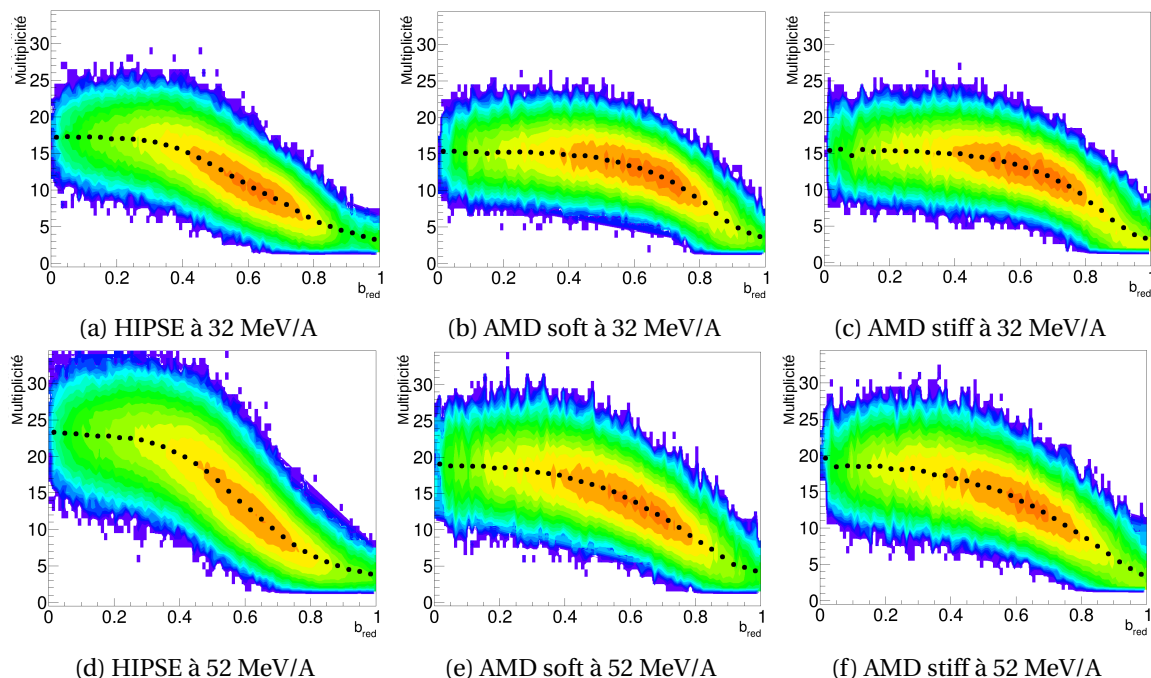


FIGURE 5.2 – Multiplicité de particules chargées pour les différents codes de calcul utilisés en fonction de  $b_{red}$ . Les événements pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  sont représentés en couleur en échelle logarithmique identique pour les 6 figures. Les figures 5.2a(5.2d), 5.2b(5.2e) et 5.2c(5.2f) représentent respectivement les événements générés par HIPSE, AMD soft et AMD stiff après filtre expérimental à 32(52) MeV/A. Les points noirs représentent la multiplicité moyenne par  $b_{red}$ .

Comme attendu, quel que soit le code utilisé et l'énergie considérée une corrélation est visible entre la multiplicité et le  $b_{red}$ . Cette corrélation est moins marquée pour les événements plus centraux ( $b_{red} < 0,2$ ) pour lesquels peu d'événements sont disponibles.

Concernant HIPSE, en moyenne, de plus grandes multiplicités sont atteintes que dans AMD pour les deux énergies, respectivement une multiplicité de 17(24) particules est atteinte par HIPSE contre 15(19) avec AMD à 32(52) MeV/A. De plus à 52 MeV/A pour HIPSE (figure 5.2d) l'allure de la corrélation est différente des autres. Entre  $b_{red}=0,8$  et  $b_{red}=0,4$  la multiplicité moyenne par événement augmente de 7 particules à 21. Dans le même intervalle de  $b_{red}$  les deux paramétrisations d'AMD (figures 5.2e et 5.2f) vont d'une multiplicité moyenne de 8 particules à 17.

Les deux paramétrisations d'AMD quant à elles sont similaires. A 52 MeV/A (figures 5.2e et 5.2f) des multiplicités moyennes de 19 particules chargées sont atteintes. A 32 MeV/A (figures 5.2b et 5.2c) 15 particules chargées sont détectées en moyenne pour les événements les plus centraux par le filtre simulé.

De la même manière que pour la multiplicité il est possible d'évaluer la corrélation entre l'énergie transverse des particules légères  $E_{t12}$  et le paramètre d'impact réduit  $b_{red}$ . Il est important de rappeler ici que l' $E_{t12}$ , utilisée comme variable de dissipation sur cette

première étude E789, est construite uniquement à l'aide des particules légères chargées détectées à des angles  $\theta$  inférieurs à  $45^\circ$ , où sont situés les détecteurs calibrés en énergie.

La figure 5.3 représente l' $Et_{12}$  rapportée à l'énergie incidente du projectile en fonction du paramètre d'impact réduit  $b_{red}$ . De gauche à droite sont représentées les figures pour les différents codes utilisés, respectivement HIPSE, AMD soft et AMD stiff, en haut les événements pour l'énergie incidente du projectile à 32 MeV/A et en bas à 52 MeV/A. La couleur représente le nombre d'événements en échelle logarithmique, la même échelle a été utilisée pour toutes les figures. Seul le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  a été représenté mais des résultats similaires ont été observés pour les 3 autres couples cible/projectile.

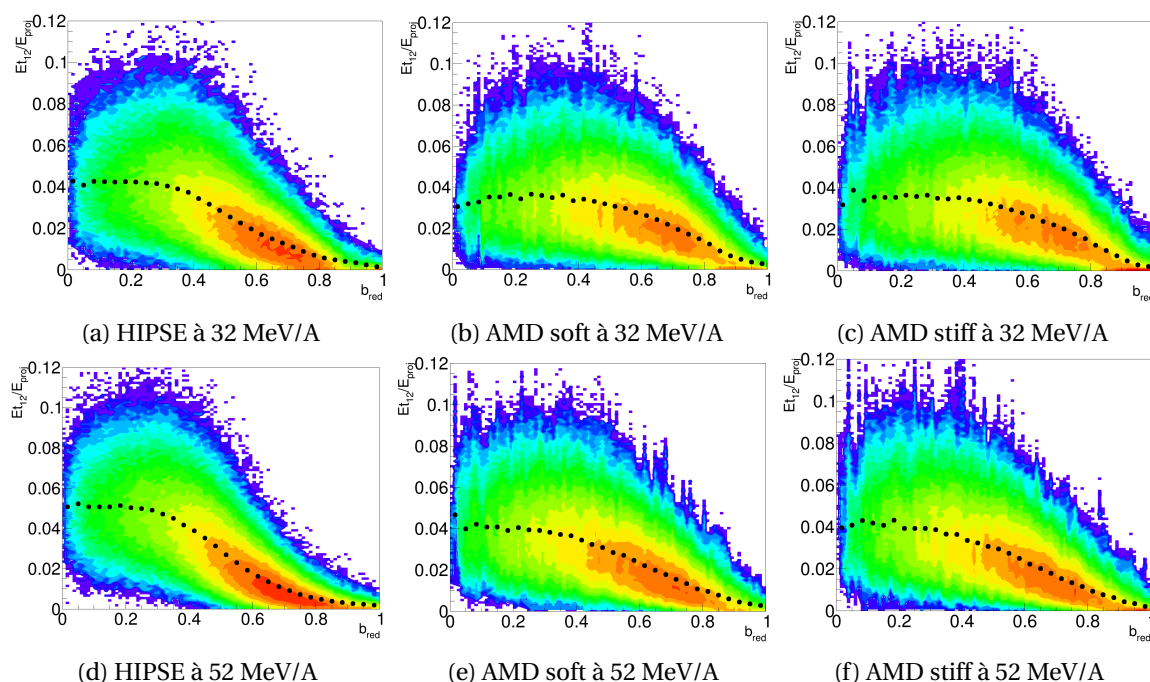


FIGURE 5.3 –  $Et_{12}$  normalisée à l'énergie incidente du projectile pour les différents codes de calcul utilisés en fonction de  $b_{red}$ . Les événements pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  sont représentés en couleur en échelle logarithmique identique pour les 6 figures. Les figures 5.3a(5.3d), 5.3b(5.3e) et 5.3c(5.3f) représentent respectivement les événements générés par HIPSE, AMD soft et AMD stiff après filtre expérimental à 32(52) MeV/A. Les points noirs représentent l'  $Et_{12}/E_{proj}$  moyenne par  $b_{red}$ .

Une corrélation est une nouvelle fois observée clairement pour tous les codes de calcul aux deux énergies incidentes. Ce qui conforte l'hypothèse selon laquelle l' $Et_{12}$  construite en sommant les énergies transverses des particules légères détectées aux angles avant ( $\theta < 45^\circ$ ) est une variable de dissipation acceptable pour rendre compte de la centralité de la collision. Néanmoins la corrélation semble moins prononcée pour  $b_{red} < 0,3$  correspondant aux événements plus centraux.

De plus les générateurs d'événements se comportent de la même manière que pour la multiplicité pour cette variable et les mêmes remarques sont applicables.

HIPSE atteint en moyenne de plus grandes valeurs de  $Et_{12}/E_{proj}$  qu'AMD pour les deux énergies avec respectivement une valeur moyenne maximale de 0,04(0,05) pour HIPSE contre 0,03(0,04) pour les deux paramétrisations d'AMD à 32(52) MeV/A. Cela

semble indiquer une dissipation plus grande pour HIPSE que pour AMD. Une nouvelle fois l'allure de la corrélation de HIPSE à 52 MeV/A (figure 5.3d) diffère des autres,  $E_{t12}/E_{proj}$  augmente plus rapidement avec la centralité de la collision.

Les deux paramétrisations d'AMD restent similaires aux deux énergies (figures 5.3b, 5.3c, 5.3e et 5.3f). La corrélation avec le paramètre d'impact est plus prononcée pour  $b_{red}$  entre 0,4 et 1 et suit la même pente pour les 4 figures. Les événements plus centraux en revanche sont largement dispersés à 32 MeV/A et l' $E_{t12}/E_{proj}$  diminue même légèrement. Une explication possible est que les événements sont moins focalisés vers les petits angles ( $\theta < 45^\circ$ ) pour l'énergie incidente de 32 MeV/A dans le cas des collisions les plus centrales, une partie des particules légères détectées à 52 MeV/A dans les télescopes calibrés en énergie ne l'est pas à 32 MeV/A.

Pour achever l'étude de la corrélation de variables de dissipation observées dans les modèles et du paramètre d'impact après filtrage par le dispositif expérimental simulé, la dernière variable utilisée dans cette thèse est présentée sur la figure 5.4. Cette dernière présente la charge  $Z_{max}$  du plus gros fragment détecté de l'événement en fonction du paramètre d'impact réduit  $b_{red}$  pour les événements complets. De gauche à droite sont représentées les figures pour les différents codes utilisés, respectivement HIPSE, AMD soft et AMD stiff, en haut les événements à 32 MeV/A et en bas à 52 MeV/A. La couleur représente le nombre d'événements en échelle logarithmique, la même échelle a été utilisée pour toutes les figures. Une forte corrélation est visible pour toutes les figures pour

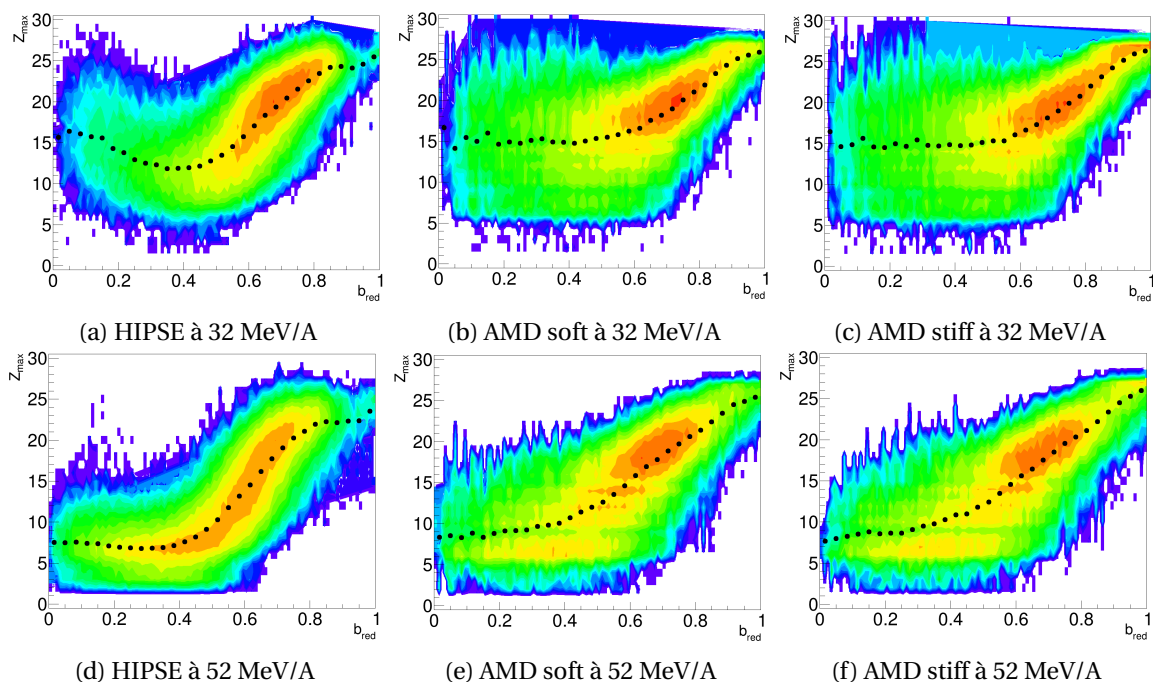


FIGURE 5.4 –  $Z_{max}$  des événements complets pour les différents codes de calcul utilisés en fonction de  $b_{red}$ . Les événements pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  sont représentés en couleur en échelle logarithmique identique pour les 6 figures. Les figures 5.4a(5.4d), 5.4b(5.4e) et 5.4c(5.4f) représentent respectivement les événements générés par HIPSE, AMD soft et AMD stiff après filtre expérimental à 32(52) MeV/A. Les points noirs représentent le  $Z_{max}$  moyen par  $b_{red}$ .

les valeurs de  $b_{red}$  supérieures à 0,4. Pour les collisions plus centrales en revanche le comportement diffère selon les modèles et les énergies.

HIPSE à 32 MeV/A (figure 5.4a) montre une tendance moyenne qui s'inverse pour  $b_{red}$  inférieur à 0,4 et un  $Z_{max}$  moyen qui augmente avec la centralité, passant de 12 à 16 entre  $b_{red}=0,4$  et  $b_{red}=0,01$ . Ces événements sont en faible quantité et peuvent être dus à une faible proportion de fusion partielle pour les collisions les plus centrales. A 52 MeV/A (figure 5.4d) cette inversion de tendance n'existe pas mais la charge moyenne du plus gros fragment reste comprise entre 8 et 7 pour  $b_{red}$  allant de 0,4 à 0,01. La production des plus gros fragments de ces collisions peut être due à un autre phénomène, ils peuvent venir de la zone de recouvrement de la cible et du projectile.

Le comportement des données issues d'AMD ne varie pas selon la paramétrisation soft ou stiff choisie. A 32 MeV/A (figures 5.4b et 5.4c) pour  $b_{red}$  allant de 0,4 à 0,01 la charge moyenne du plus gros fragment ne varie pas en fonction de la centralité et reste proche de 15. En revanche les événements sont plus dispersés et il n'est pas possible de parler de corrélation. Comme la tendance générale de la moyenne ne présente pas de forte discontinuité, tout porte à croire que l'énergie en jeu ne permet pas en moyenne de fragmenter ou faire décroître les fragments chauds de manière à obtenir une charge du plus gros fragment inférieure à 15. A 52 MeV/A en revanche (figures 5.4e et 5.4f), les plus gros fragments sont, comme attendu, produits avec une charge  $Z_{max}$  en moyenne plus petite qu'à 32 MeV/A. Tout comme à 32 MeV/A les événements sont également davantage dispersés autour du  $Z_{max}$  moyen pour les collisions plus centrales à  $b_{red}<0,4$  mais la corrélation, bien que moins prononcée, semble conservée. Il y a assez d'énergie pour produire des plus gros fragments de charges allant de 10 à 8 pour  $b_{red}$  allant de 0,4 à 0,01.

## 5.2.2 Comparaison des données expérimentales et simulées pour quelques distributions classiques

Dans cette partie les événements générés par HIPSE et AMD+GEMINI++ après le filtre expérimental sont comparés aux données. Toutes les figures sont présentées pour le couple projectile/cible  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  dans un souci de concision mais des observations similaires ont été faites pour les trois autres couples.

La figure 5.5 représente les distributions de multiplicité de particules chargées effectivement mesurées par les multi-détecteurs INDRA-FAZIA lors de l'expérience E789 (points rouges) ainsi que celles simulées par HIPSE (ligne rose) et les paramétrisations soft (ligne jaune) et stiff (ligne magenta) d'AMD après filtre expérimental. A gauche (figure 5.5a) figurent les événements pour une énergie incidente du projectile à 32 MeV/A et à droite (figure 5.5b) ceux à 52 MeV/A. Les distributions des événements simulés sont normalisées au nombre d'événements des données.

A 32 MeV/A (figure 5.5a), le nombre d'événements mesurés dans les données augmente jusqu'à atteindre un maximum pour 11 particules chargées détectées. Le nombre d'événements diminue ensuite à nouveau, très peu d'événements subsistent pour les multiplicités supérieures à 22. La distribution d'événements générés par HIPSE atteint également son maximum pour une multiplicité de 11 mais possède une multiplicité maximale à 24, un peu plus élevée. Les distributions des événements générés par les deux paramétrisations d'AMD sont tout à fait similaires entre elles. Elles atteignent en revanche

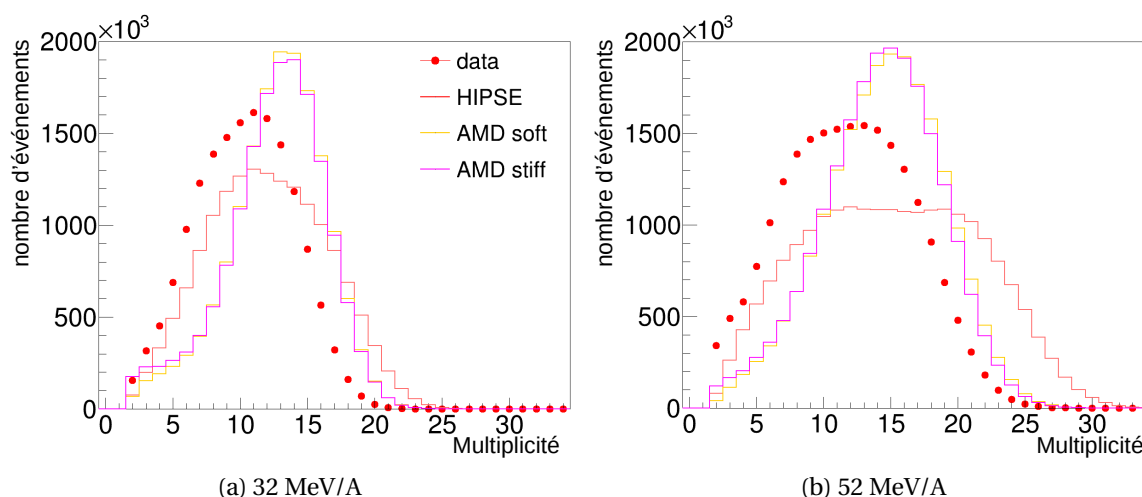


FIGURE 5.5 – Distributions en multiplicité des événements acquis par INDRA-FAZIA (points rouges), générés par HIPSE (ligne rose) générés par AMD soft et stiff (lignes jaunes et magenta) et filtrés pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ . Les distributions sont normalisées aux données. A gauche les événements pour un projectile à 32 MeV/A et à droite à 52 MeV/A.

leur maximum pour une multiplicité de 13-14. Avant celle-ci moins d'événements sont produits relativement à HIPSE et aux données. Le maximum de multiplicité se situe aux alentours de 23. Il est possible d'expliquer la présence d'événements à plus hautes multiplicités (entre 22 et 24) pour les codes de calcul car le multi-détecteur simulé ne tient pas compte des détecteurs dysfonctionnels. Du reste HIPSE est le code qui reproduit le mieux la distribution expérimentale à cette énergie alors qu'AMD a tendance à produire des événements moins dispersés en multiplicité.

**A 52 MeV/A** (figure 5.5b), la gamme de multiplicités obtenues pour les événements des codes comme des données est plus large qu'à 32 MeV/A. Le nombre d'événements est maximal pour les multiplicités entre 9 et 14 dans les données. HIPSE, quant à lui, génère deux maxima dans sa distribution de multiplicité, l'un autour de 11 et l'autre autour de 19. Il génère des événements à des multiplicités bien supérieures (5 particules en plus) aux distributions observées pour les données ou AMD. L'origine du deuxième maxima a été investiguée. La contribution majoritaire à celui-ci est due à des fragments de la zone de recouvrement issus du processus de coalescence lors de la phase de *formation des fragments* (cf. 5.1.1). Les noyaux ainsi formés n'ont pas été conservés après décroissance par SIMON à cause de leur excès d'énergie. Ils se sont fragmentés peuplant ainsi un second maximum d'événements à haute multiplicité.

Le premier maximum de HIPSE est proche de celui de la distribution expérimentale, autour de 11. En revanche celui d'AMD soft et stiff est atteint pour une multiplicité de 15. Tout comme à 32 MeV/A AMD ne reproduit pas correctement la forme de la distribution en multiplicité des données cependant le maximum de multiplicité atteinte est à 28 tout comme pour les données.

En résumé AMD ne reproduit pas la distribution expérimentale en multiplicité même si la multiplicité maximale atteinte est semblable à celle des données. HIPSE quant à lui possède une distribution proche de celle expérimentale à 32 MeV/A, en revanche, à 52 MeV/A, un second maximum d'événements constitué de particules produites à mi-

rapidité n'est présent ni dans AMD ni dans les données.

La figure 5.6 représente les distributions de l'énergie transverse de particules chargées légères rapportée à l'énergie incidente du projectile  $E_{proj}$  effectivement mesurée par les multi-détecteurs INDRA-FAZIA lors de l'expérience E789 (points rouges) ainsi que celles simulées par HIPSE (ligne rose) et les paramétrisations soft (ligne jaune) et stiff (ligne magenta) d'AMD après filtre expérimental. A gauche (figure 5.6a) figurent les événements pour une énergie incidente du projectile à 32 MeV/A et à droite (figure 5.6b) ceux à 52 MeV/A. Les distributions des événements simulés sont normalisées au nombre d'événements des données.

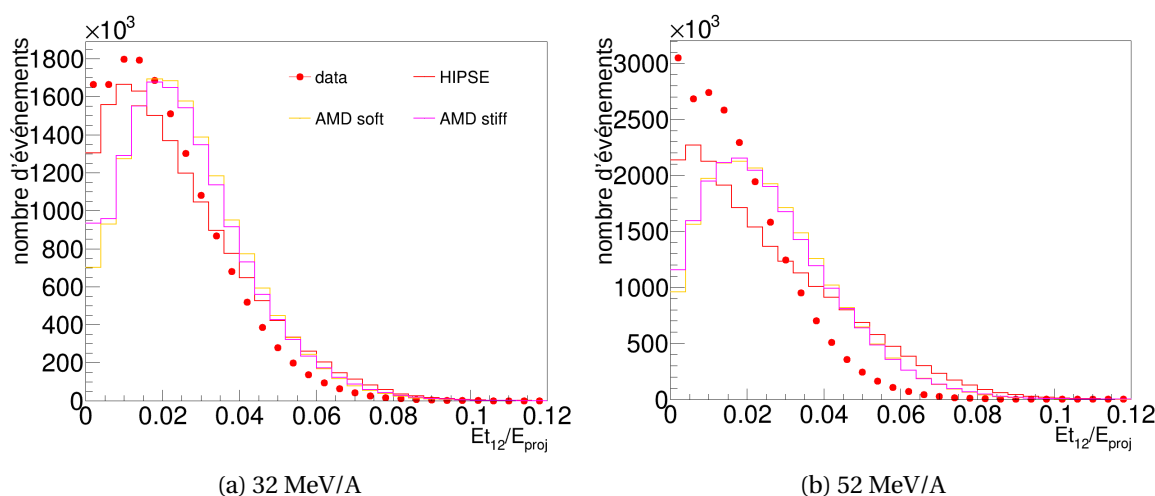


FIGURE 5.6 – Distributions en  $Et_{12}$  rapportée à l'énergie incidente du projectile des événements acquis par INDRA-FAZIA (pointst rouges), générés par HIPSE (ligne rose) générés par AMD soft et stiff (lignes jaunes et magenta) et filtrés pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ . Les distributions sont normalisées aux données. A gauche les événements pour un projectile incident à 32 MeV/A et à droite à 52 MeV/A.

**A 32 MeV/A** les distributions produites par les simulations sont plus proches des données qu'à 52 MeV/A. C'est HIPSE en particulier qui est le plus proche avec un maximum d'événements atteint à  $Et_{12}/E_{proj}=0,015$  comme dans les données alors que les deux paramétrisations d'AMD atteignent un maximum d'événements à 0,02. Une partie des événements périphériques, à basse  $Et_{12}/E_{proj}$  sont hautement incomplets. Au-delà de  $Et_{12}/E_{proj}=0,04$  les modèles s'accordent et présentent davantage d'événements dissipatifs que dans les données. Il faut rappeler ici que le filtre du détecteur simulé possède tous ses détecteurs pleinement fonctionnels, il est ainsi possible de mesurer des  $Et_{12}$  en moyenne légèrement plus élevées que dans les données.

**A 52 MeV/A** les distributions d'événements générés par les modèles sont bien plus éloignées des données qu'à 32 MeV/A. Les modèles semblent tous plus dissipatifs.

La figure 5.7 représente, pour les événements complets, les distributions de charges du plus gros fragment effectivement mesuré par les multi-détecteurs INDRA-FAZIA lors de l'expérience E789 (points rouges) ainsi que celles simulées par HIPSE (ligne rose) et

les paramétrisations soft (ligne jaune) et stiff (ligne magenta) d'AMD après filtre expérimental. A gauche (figure 5.7a) figurent les événements pour une énergie incidente du projectile à 32 MeV/A et à droite (figure 5.7b) ceux à 52 MeV/A. Les distributions des événements simulés sont normalisées au nombre d'événements des données. Pour les deux

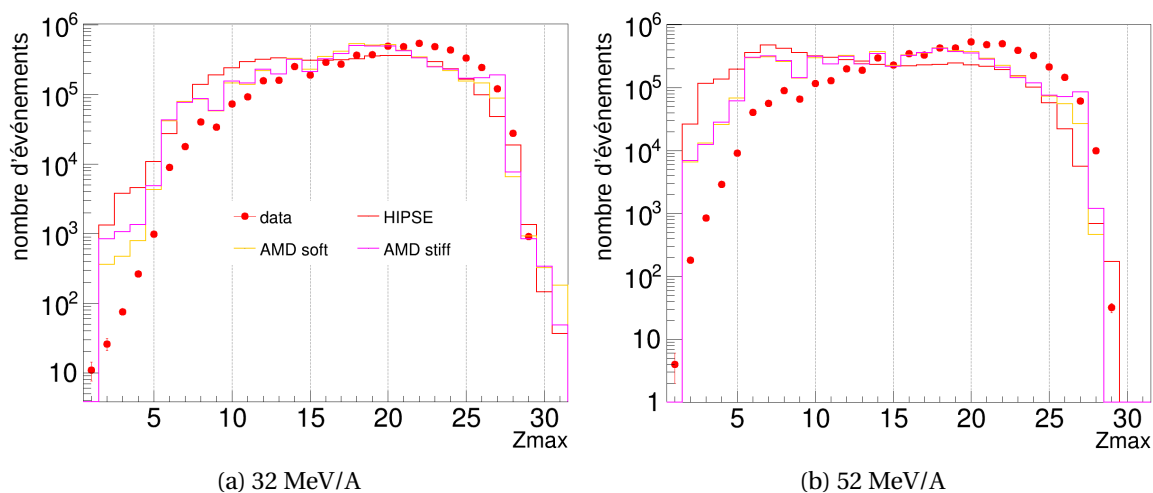


FIGURE 5.7 – Distributions de la charge du plus gros fragment détecté pour les événements complets acquis par INDRA-FAZIA (pointst rouges), générés par HIPSE (ligne rose) générés par AMD soft et stiff (lignes jaunes et magenta) et filtrés pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ . Les distributions sont normalisées aux données. A gauche les événements pour un projectile incident à 32 MeV/A et à droite à 52 MeV/A.

énergies incidentes cette figure montre que les modèles produisent davantage d'événements dont la charge du plus gros fragment est inférieure à 10 que dans les données. Ces observations s'accordent avec les figures précédentes pour dire que des événements en moyenne plus dissipatifs sont produits par les modèles. A l'inverse, pour des valeurs de  $Z_{max}$  élevées, entre 20 et 28 plus d'événements quasi-élastiques ou moins dissipatifs sont produits dans les données quelle que soit l'énergie.

**A 32 MeV/A** c'est pour les collisions semi-périphériques, à  $Z_{max}$  entre 10 et 20, que les données sont le mieux reproduites, surtout par AMD.

**A 52 MeV/A** les distributions de charges du plus gros fragment des événements ne concordent avec les données que pour  $Z_{max}$  entre 13 et 19 seulement.

La figure 5.8 présente la distribution des charges des noyaux détectés lors de l'expérience E789 au GANIL (points rouges), celles générées par HIPSE, AMD soft et stiff et filtrées par le multi-détecteur simulé (respectivement lignes rose, jaune et magenta). A gauche (figure 5.8a) la distribution de charges pour les événements dont l'énergie initiale du projectile est à 32 MeV/A et à droite à 52 MeV/A (figure 5.8b).

**A 32 MeV/A** (figure 5.8a) la distribution expérimentale est mieux reproduite par AMD, en particulier pour les fragments de masse intermédiaire, entre  $Z=7$  et  $Z=16$ , et les effets pairs-impairs. La distribution des noyaux plus lourds (à partir de  $Z=16$ ) est mieux reproduite par HIPSE. Pour  $Z=27$  AMD dans sa paramétrisation stiff génère légèrement plus de noyaux. Ils sont issus des collisions quasi-élastiques pour lesquelles le projectile de Ni émet un proton.

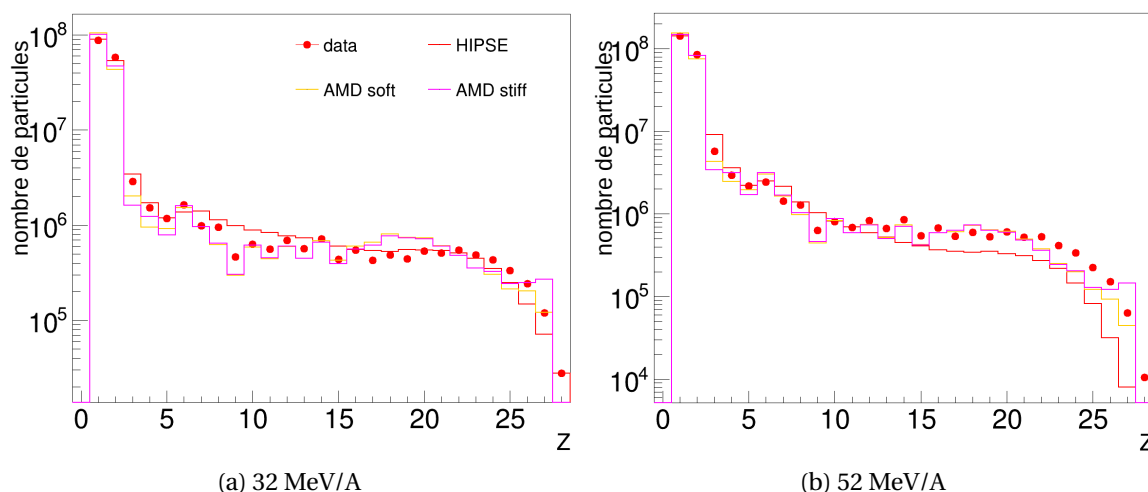


FIGURE 5.8 – Distributions des charges  $Z$  des particules détectées par INDRA-FAZIA (points rouges), générées par HIPSE (ligne rose) générées par AMD soft et stiff (lignes jaunes et magenta) pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ . Les distributions sont normalisées aux données. A gauche les événements pour un projectile à 32 MeV/A et à droite à 52 MeV/A.

A 52 MeV/A (figure 5.8b) les différents générateurs d'événements reproduisent correctement le début de la distribution expérimentale jusqu'à  $Z=15$ . Puis HIPSE sous-estime la production de noyaux lourds entre  $Z=15$  et 27. Cette distribution est cohérente avec l'interprétation de la distribution en multiplicité (figure 5.5b) : HIPSE à 52 MeV/A, pour les paramètres choisis, génère des noyaux de fusion incomplète trop chauds pour certains et les fait donc plus décroître statistiquement.

AMD stiff, comme à 32 MeV/A, produit d'avantage d'événements quasi-élastiques à  $Z=27$ . En revanche entre  $Z=22$  et 24 les deux paramétrisations d'AMD sous-estiment le nombre de noyaux lourds produits.

### Le plus gros fragment à l'avant du centre de masse

Dans ce paragraphe sont présentées les propriétés des plus gros fragments à l'avant du CM,  $Z_1$ , pour les différents codes de calcul. Pour ce faire, comme évoqué au chapitre précédent, seuls les événements satisfaisant un critère de complétude à 70% de la pseudo-impulsion parallèle du projectile détectée sont conservés. Cette sélection a pour but d'essayer de conserver des événements où le  $Z_1$  est effectivement mesuré. La mesure de l'isospin de ce dernier étant un des objectifs de l'étude, seuls les événements possédant un  $Z_1$  bien identifié en masse sont gardés. Une nouvelle fois dans un souci de brièveté seuls les résultats concernant le couple cible/projectile  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  ont été présentés mais des résultats similaires ont été observés pour les 3 autres couples.

Pour commencer la figure 5.9 présente la distribution des angles polaires  $\theta$  des  $Z_1$  détectés lors de l'expérience E789 au GANIL (points rouges) et de ceux issus d'événements générées par HIPSE, AMD soft et stiff et filtrées par le multi-détecteur simulé (respectivement lignes rose, jaune et magenta). A gauche (figure 5.9a) la distribution de charges pour les événements dont l'énergie initiale du projectile est à 32 MeV/A et à droite à 52



MeV/A (figure 5.9b).

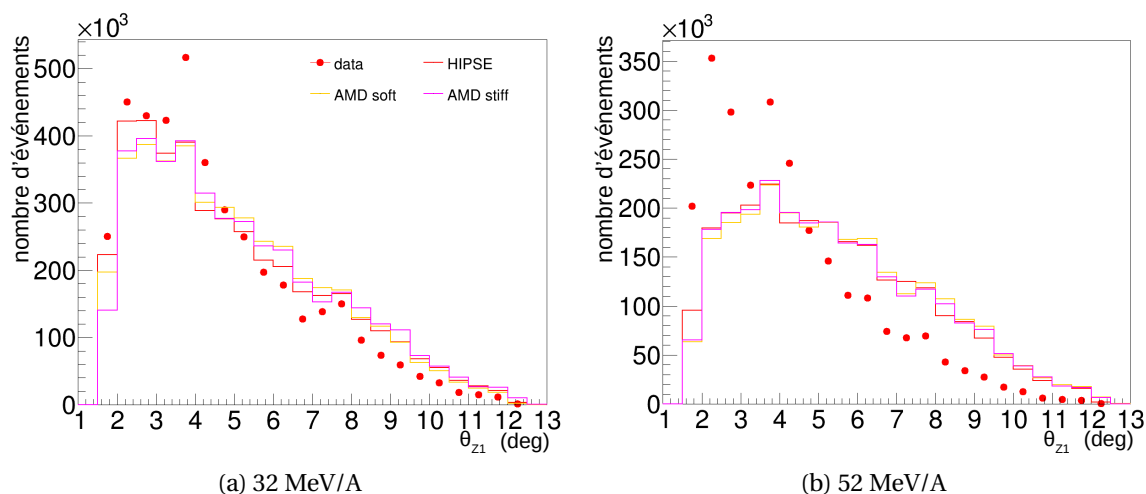


FIGURE 5.9 – Distributions en angle polaire  $\theta$  du plus gros fragment à l'avant du CM des événements acquis par INDRA-FAZIA (points rouges), générés par HIPSE (ligne rose) générés par AMD soft et stiff (lignes jaunes et magenta) et filtrés pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ . Les distributions sont normalisées aux données. A gauche les événements pour un projectile à 32 MeV/A et à droite à 52 MeV/A.

A 32 MeV/A (figure 5.9a) les différents modèles reproduisent de manière similaire et très satisfaisante les données. Une majorité d'événements comprenant des Z1 peu déviés sont produits et le nombre d'événements diminue à mesure que l'angle  $\theta_{Z1}$  augmente. Les Z1 ne sont pas identifiés en masse et donc rejetés au-delà des angles couverts par les télescopes de FAZIA ( $\theta > 12,5^\circ$  cf. 4.16). Les données semblent avoir des Z1 très légèrement plus focalisés aux petits angles et présentent moins d'événements que les modèles au-delà de  $5^\circ$ . Les discontinuités expérimentales non présentes dans les modèles peuvent être attribuées au filtre qui simule les multi-détecteurs sans aucun détecteur défectueux.

A 52 MeV/A (figure 5.9b) les données possèdent des Z1 en moyenne bien plus focalisés aux petits angles. Pour des Z1 aux angles inférieurs à  $5^\circ$  les modèles produisent entre 20% et 49% moins d'événements pour un même angle. En revanche HIPSE et AMD produisent tous deux des Z1 plus déviés, possiblement issus de collisions plus dissipatives.

La figure 5.10 représente la charge des plus gros fragments à l'avant du CM en fonction de leur vitesse parallèle  $V_{\text{par}Z1}$  dans le référentiel du laboratoire, à gauche les événements pour un projectile d'énergie incidente à 32 MeV/A et à droite ceux à 52 MeV/A. De haut en bas sont présentés les événements correspondants aux données collectées, à celles générées par HIPSE, par AMD soft et stiff. Le nombre d'événements est représenté en couleur en échelle logarithmique et la même échelle a été utilisée pour les 8 figures. La vitesse initiale du projectile est indiquée par une flèche.

A 32 MeV/A la majorité des événements (figure 5.10a) possèdent un Z1 lourd, de charge supérieure à 10 et possédant une vitesse parallèle  $V_{\text{par}Z1}$  comprise entre 6 cm/ns et la vitesse du projectile ( $V_{\text{proj}} \approx 7,86$  cm/ns). Pour des noyaux de charge inférieure à 10 le Z1 peut plus souvent avoir une autre origine que le quasi-projectile. Ces propriétés sont globalement bien reproduites par les codes de simulation (figures 5.10c, 5.10e

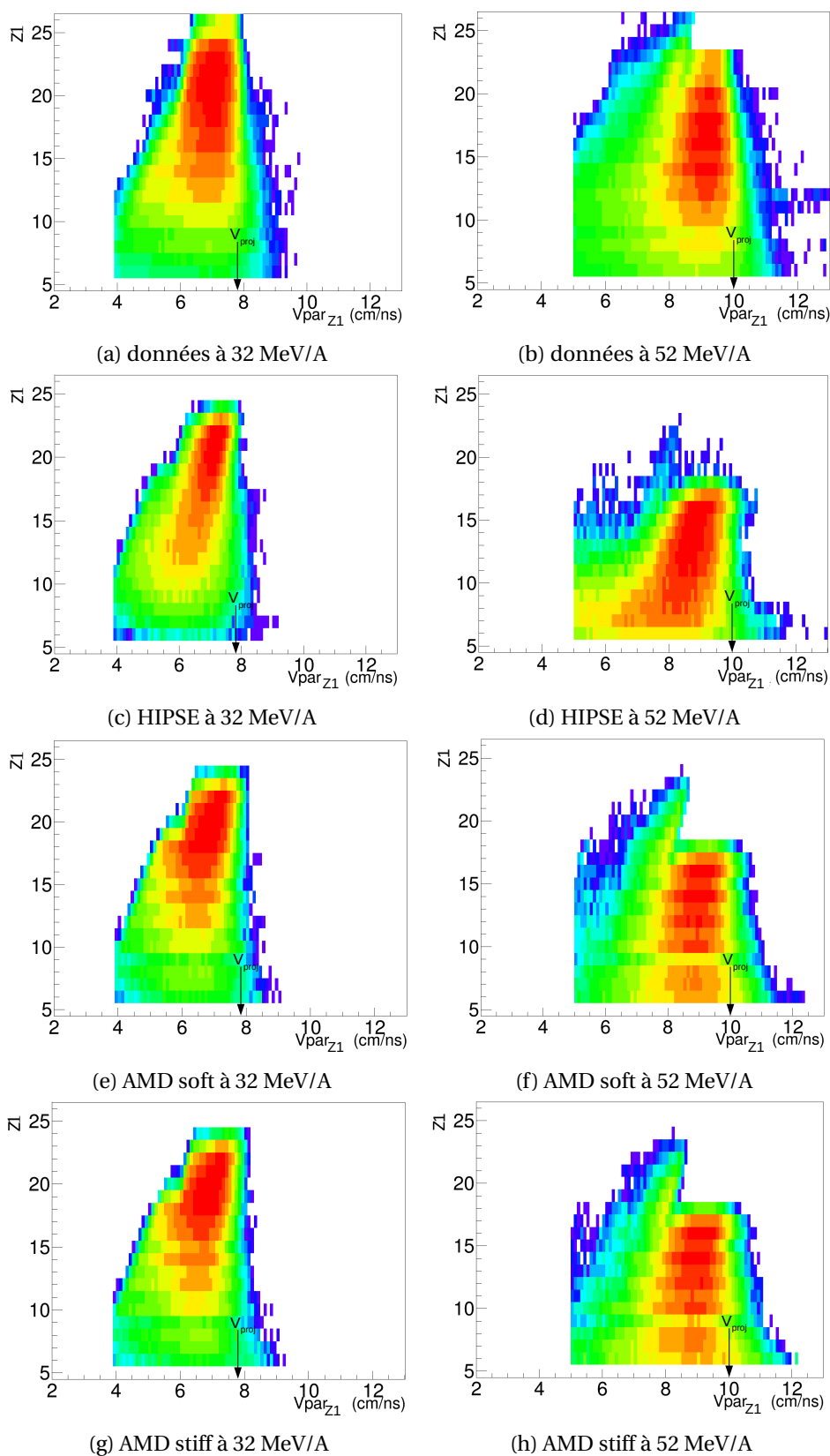


FIGURE 5.10 – Charge des plus gros fragments à l’avant du CM en fonction de leur vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ . La couleur représente le nombre d’événements en échelle logarithmique. Les figures 5.10a(5.10b), 5.10c(5.10d), 5.10e(5.10f) et 5.10g(5.10h) représentent respectivement les données acquises, générées par HIPSE, générées par AMD soft et par AMD stiff à 32(52) MeV/A.

et 5.10g) cependant les Z1 sont en moyenne davantage ralentis à mesure que leur taille diminue, les modèles semblent donc une fois de plus produire des événements plus dissipatifs. Au-delà de  $Z=25$  peu de Z1 sont identifiés en masse dans les données et aucun dans les calculs, c'est la limite d'identification en masse dans FAZIA.

A 52 MeV/A la majorité des événements reste concentrée à une vitesse parallèle  $V_{par_{Z1}}$  comprise entre 7,5 cm/ns et celle du projectile  $V_{proj} \approx 10,02$  cm/ns. Mais il y a davantage de Z1 plus légers qu'à 32 MeV/A, entre  $Z=6$  et  $Z=10$ . Ce phénomène est reproduit par les codes de simulation. En revanche, à cette énergie une partie des Z1 traversent le second étage de détection (Si2) et sont identifiés par la méthode d'identification  $\Delta E-E$  en utilisant le Si2 et le CsI (voir chapitre 2.2). Dans les données (figure 5.10b), il est plus difficile d'identifier en masse par cette méthode les noyaux plus lourds que  $Z=20$ . Concernant les simulations, le filtre expérimental actuel simulant le dispositif est un peu trop sévère et n'autorise par l'identification en masse des noyaux de  $Z>17$  en Si2-CsI. Ceci engendre des coupures artificielles sur les figures 5.10d, 5.10f et 5.10h.

Au-delà de cet aspect les deux paramétrisations d'AMD (figures 5.10f et 5.10h) reproduisent raisonnablement les données. En revanche HIPSE produit plus de Z1 légers ralentis (figure 5.10d), il génère des événements plus dissipatifs.

La figure 5.11 présente ces mêmes Z1 dans l'espace des vitesses. Par définition les Z1 sont émis à l'avant du CM de la réaction, dans cette étude ce sont des noyaux de charge supérieure à 5 et parfaitement identifiés en masse. Ces critères impliquent que leur identification n'est possible qu'avec le multi-détecteur FAZIA. La figure 5.11 représente la vitesse perpendiculaire des Z1 ( $V_{per_{Z1}}$ ) en fonction de leur vitesse parallèle ( $V_{par_{Z1}}$ ) dans le référentiel du laboratoire. Le nombre d'événements y est représenté en couleur, en échelle logarithmique et en section efficace invariante. La même échelle de couleur a été utilisée pour les données et les trois jeux d'événements simulés. Seules les figures à 32 MeV/A sont représentées ici car les observations sont similaires à 52 MeV/A. La vitesse du projectile ( $V_{proj}$ ) est indiquée par une flèche. La provenance de ces noyaux a été vérifiée dans HIPSE et ils proviennent à 95% du QP.

Les données sont bien reproduites avec une majorité d'événements comportant un Z1 de vitesse  $V_{par_{Z1}}$  comprise entre 6 cm/ns et celle du projectile (ici  $V_{proj} \approx 7,86$  cm/ns). La vitesse perpendiculaire de ces derniers excède rarement 1 cm/ns. Cependant les Z1 présents dans les données atteignent des valeurs absolues maximales en vitesses parallèle ou perpendiculaire supérieures à celles des modèles.

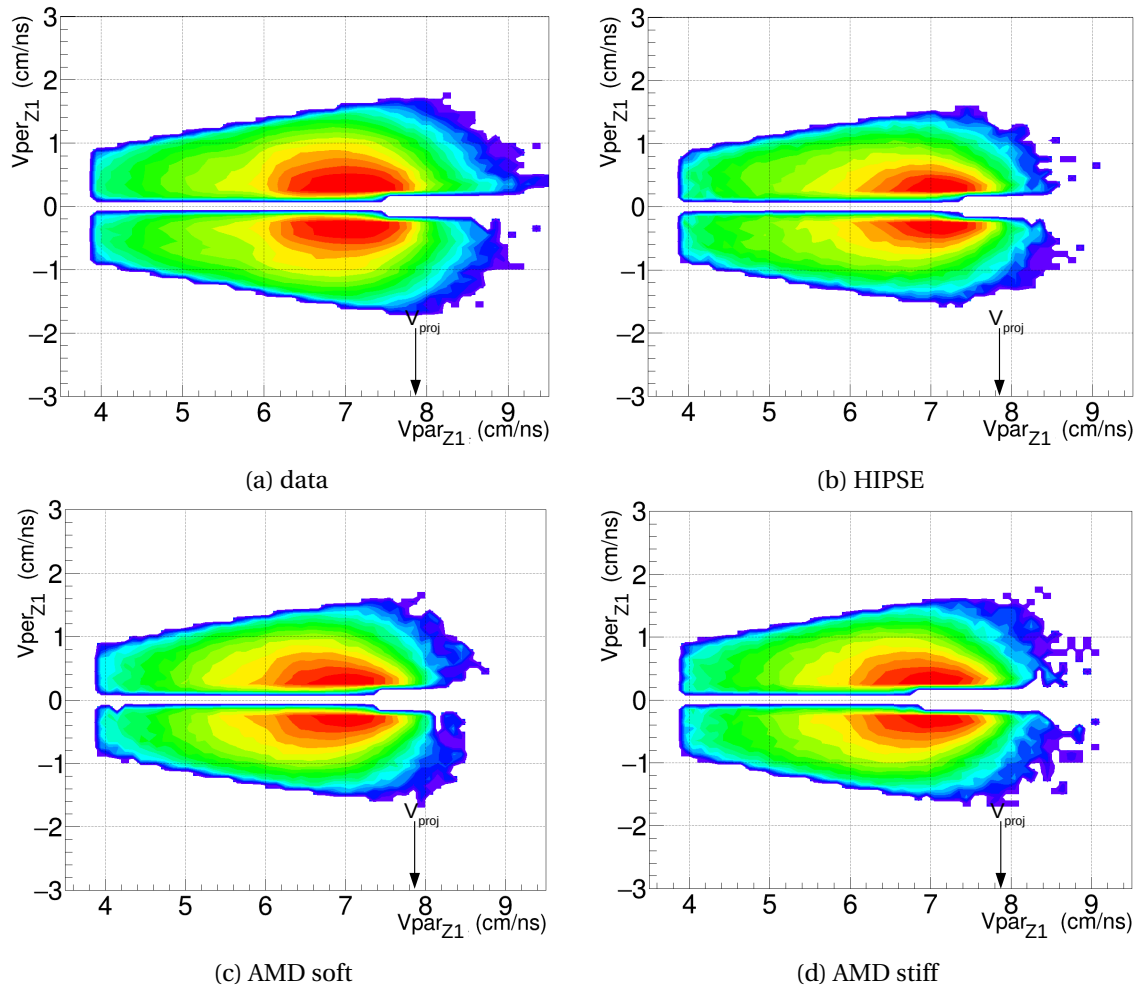


FIGURE 5.11 – Vitesse perpendiculaire des Z1 en fonction de leur vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire en section efficace invariante pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 32 MeV/A. La couleur représente le nombre d'événements en échelle logarithmique.

## 5.3 Le transport d'isospin : analyse comparative

Après avoir montré que les simulations reproduisent suffisamment bien les données à 32 MeV/A, l'objectif de cette dernière partie est de reproduire l'analyse en isospin des Z1 produits effectuée dans le chapitre précédent (4) pour les données obtenues avec HIPSE et AMD. Cette analyse est aussi présentée à 52 MeV/A mais paraît plus difficilement profitable au regard des divergences entre les simulations et les données. Un accord éventuel observé entre AMD et les données doit pouvoir permettre de trancher expérimentalement entre le caractère stiff ou soft de l'équation d'état d'AMD du point de vue de l'isospin, d'autant plus que les  $L_{sym}$  considérés sont très différents.

### 5.3.1 Rapports de Rami du plus gros fragment à l'avant du CM

La figure 5.12 présente l'évolution de l'isospin moyen du plus gros fragment à l'avant du CM ( $\delta_{Z1} = \langle \frac{N-Z}{A} \rangle_{Z1}$ ) en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées pour les données (points rouges), HIPSE (points oranges), AMD soft (points jaunes) et AMD stiff (points magenta). Les systèmes symétriques riches en protons, figure 5.12a (5.12b), et riches en neutrons, figure 5.12c (5.12d), y sont représentés à 32(52) MeV/A. Comme il ne peut y avoir diffusion d'isospin entre une cible et un projectile de même isospin, ces systèmes servent de référence. Se rapporter à eux permet de s'affranchir en partie des effets, qui modifient l'isospin du Z1, autres que le transport. L'isospin du système avant collision est indiqué par une flèche. Les basses multiplicités (inférieures à 5) et donc les collisions les plus périphériques ne sont pas accessibles. Ce sont les multiplicités pour lesquelles la statistique des événements conservés est très faible.

**A 32 MeV/A**, pour le système riche en protons (figure 5.12a),  $\delta_{Z1}$  débute à 0,048 dans les données, 0,052 dans HIPSE et 0,044 pour les deux paramétrisations d'AMD. L'isospin du projectile et de la cible vaut quant à lui  $\delta(^{58}\text{Ni}) \approx 0,034$ . Le Z1 observé dans les données et les simulations est en moyenne plus riche en neutrons. Les deux paramétrisations d'AMD ont un comportement similaire aux données en fonction de la multiplicité avec une légère tendance du Z1 à perdre des neutrons quantifiée par une diminution de son isospin moyen de l'ordre de 0,004, soit environ 10%. Les Z1 générés par HIPSE quant à eux s'enrichissent drastiquement en neutrons, passant d'un isospin moyen de 0,052 pour une multiplicité 5 à 0,066 pour une multiplicité de 11 soit un enrichissement en neutrons de plus de 25%.

Pour le système riche en neutrons (figure 5.12c),  $\delta_{Z1}$  débute à 0,064 dans les données, 0,092 dans HIPSE et 0,057 pour les deux paramétrisations d'AMD. L'isospin initial du projectile et de la cible vaut  $\delta(^{64}\text{Ni}) \approx 0,125$ . Le Z1 observé dans les données et prédit par AMD est en moyenne beaucoup moins riche en neutrons que le projectile. Une partie des neutrons a possiblement été émise par le QP de  $^{64}\text{Ni}$ . L'isospin moyen du Z1 généré par HIPSE quant à lui est plus riche en neutrons, il est proche de celui du projectile. Cependant les deux paramétrisations d'AMD ont un comportement similaire aux données en fonction de la multiplicité avec une variation de  $\delta_{Z1}$  de l'ordre de 12% tandis que HIPSE prédit à l'inverse un Z1 qui s'enrichit en moyenne de 22% en protons (s'appauvrit en neutrons) sur la gamme de multiplicité présentée.

**A 52 MeV/A**, quel que soit le système (figures 5.12b et 5.12d) aucune des simulations

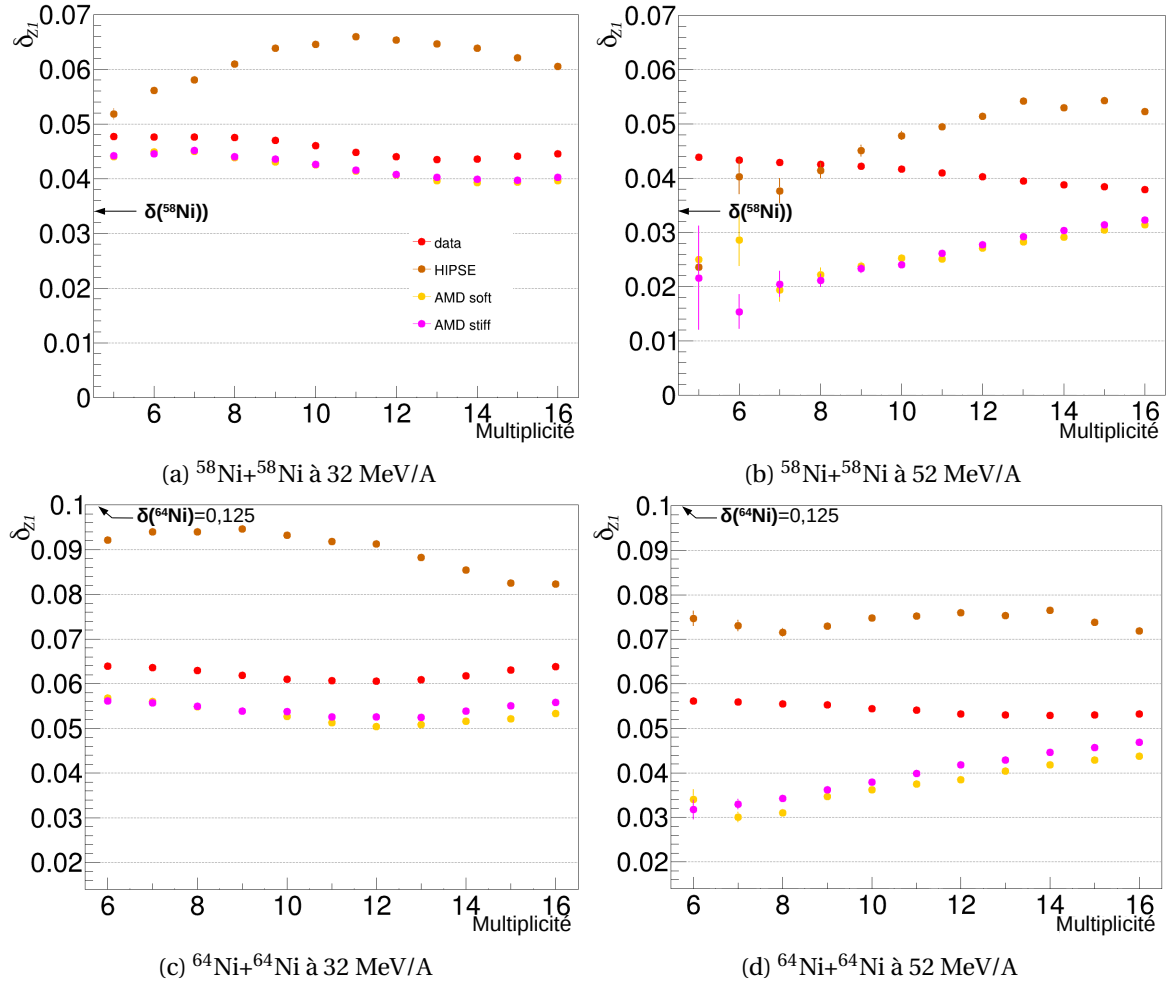


FIGURE 5.12 – Isospin moyen du plus gros fragment à l’avant du CM en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées pour les systèmes symétriques de référence. En haut (5.12a et 5.12b) les systèmes riches en protons, en bas (5.12c et 5.12d) ceux riches en neutrons. Les données sont en rouges, les événements générés par HIPSE en orange, ceux par AMD soft en jaune et par AMD stiff en magenta.

présentées ne reproduit l'isospin moyen du Z1 mesuré dans les données. Là où le Z1 présente, pour les deux systèmes dans les données, un faible enrichissement en protons avec la multiplicité (la taille du Z1 diminue et contraint l'isospin), les simulations s'accordent à prédire un large enrichissement en neutrons quantifié par une augmentation de plus de 60% de l'isospin moyen du Z1 sur la gamme de multiplicité présentée.

De la même manière que la figure précédente, la figure 5.13 présente l'évolution de l'isospin moyen du Z1 ( $\delta_{Z1} = \langle \frac{N-Z}{A} \rangle_{Z1}$ ) en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées mais les systèmes mixtes sont discutés ici. Leurs isospins sont susceptibles d'évoluer en fonction d'une variable de dissipation par migration et par diffusion d'isospin entre la cible et le projectile. Les données sont en rouge, HIPSE en orange, AMD soft en jaune et AMD stiff en magenta. Les systèmes mixtes de projectiles riches en protons, figure 5.13a (5.13b), et riches en neutrons, figure 5.13c (5.13d), y sont représentés à 32(52) MeV/A. L'isospin du projectile et celui de la cible avant collision sont indiqués par des flèches.

**A 32 MeV/A**, pour le système mixte de projectile riche en protons (figure 5.13a),  $\delta_{Z1}$  débute à 0,05 dans les données, 0,063 dans HIPSE et 0,047 pour les deux paramétrisations d'AMD. Ces valeurs de départ sont très proches de celles du système riche en protons présenté précédemment en figure 5.12a, excepté pour HIPSE qui possède un Z1 pour la multiplicité 6 plus riche en neutrons de 45%. L'isospin du projectile vaut quant à lui  $\delta(^{58}\text{Ni}) \approx 0,034$ . Le Z1 observé dans les données et les simulations est en moyenne plus riche en neutrons. Les deux paramétrisations d'AMD ont des valeurs proches de celles des données en fonction de la multiplicité avec un écart maximum de 12% en isospin moyen. L'isospin du Z1 des données varie très peu de son point de départ et s'enrichit de 3% en neutrons pour les multiplicités entre 14 et 16. Cette tendance est reproduite par AMD à partir d'une multiplicité de 10. Avant cela AMD diverge légèrement des données par un enrichissement moyen de 6% en protons de ses Z1 pour les multiplicités allant de 6 à 10. Les Z1 générés par HIPSE quant à eux s'enrichissent en neutrons, passant d'un isospin moyen de 0,063 pour une multiplicité 6 à 0,071 pour une multiplicité de 10 soit un enrichissement en neutrons de plus de 13%. Passée la multiplicité 12, là où les données et AMD produisent des Z1 s'enrichissant en moyenne en neutrons, HIPSE quant à lui produit des Z1 ayant tendance à s'enrichir en protons de 7% (s'appauvrir en neutrons).

Pour le système mixte de projectile riche en neutrons (figure 5.13c),  $\delta_{Z1}$  débute à 0,061 dans les données, 0,087 dans HIPSE et 0,053 pour les deux paramétrisations d'AMD. L'isospin initial du projectile vaut  $\delta(^{64}\text{Ni}) \approx 0,125$ . Le Z1 observé dans les données et prédit par AMD est en moyenne beaucoup moins riche en neutrons que le projectile. Une partie des neutrons a possiblement été émis par le QP issu du projectile de  $^{64}\text{Ni}$ . L'isospin moyen du Z1 généré par HIPSE quant à lui est plus riche en neutrons, il est plus proche de celui du projectile. Cependant les deux paramétrisations d'AMD ont un comportement similaire aux données en fonction de la multiplicité avec une variation de  $\delta_{Z1}$  de l'ordre de 10% tandis que HIPSE prédit à l'inverse un Z1 qui s'enrichit en moyenne de 15% en protons sur la gamme de multiplicité présentée.

**A 52 MeV/A**, quel que soit le système (figures 5.13b et 5.13d) aucune des simulations présentées ne reproduit l'isospin moyen du Z1 mesuré dans les données. Pour les deux systèmes dans les données, le Z1 présente un enrichissement en protons avec la multi-

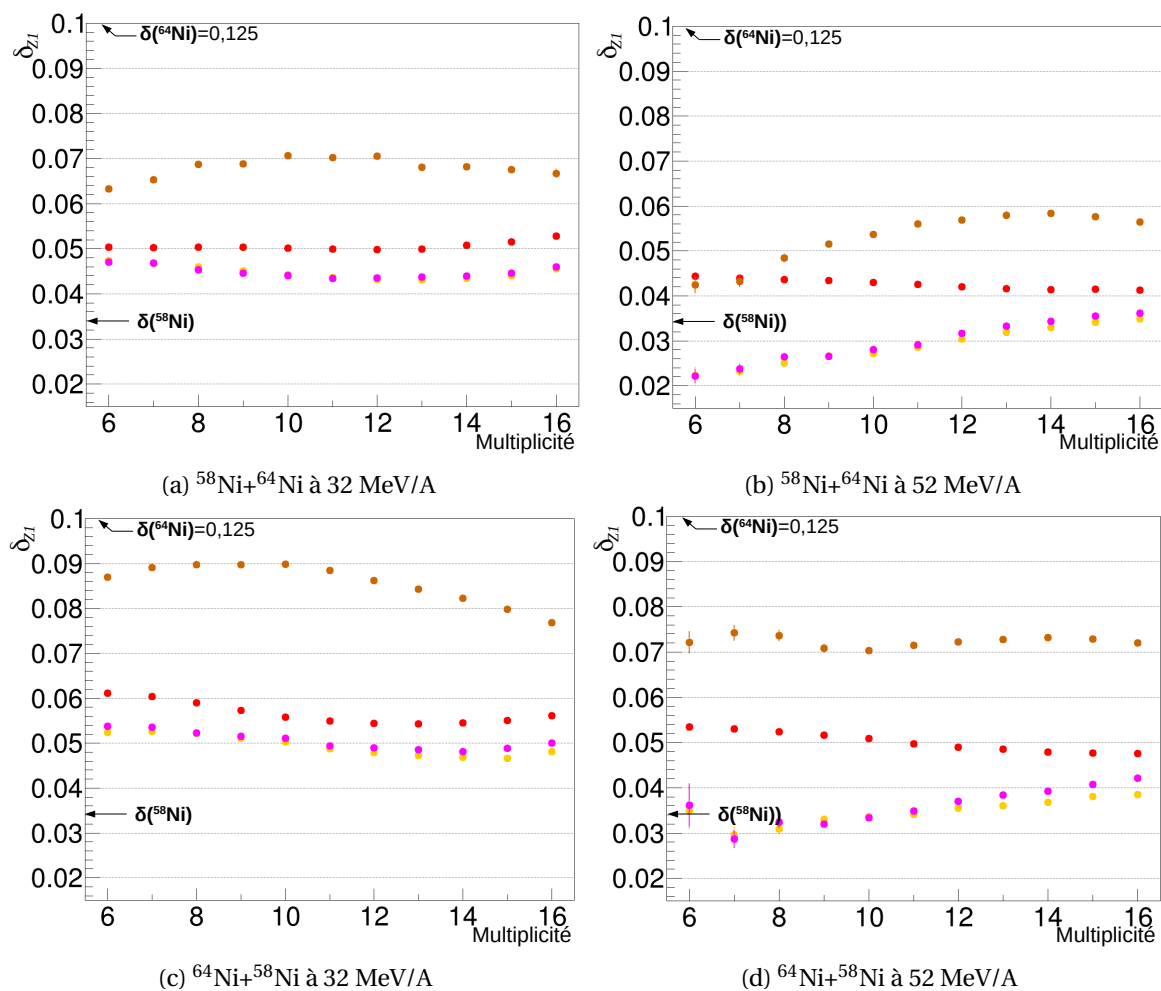


FIGURE 5.13 – Isospin moyen du plus gros fragment à l’avant du CM en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées pour les systèmes symétriques de référence. En haut (5.13a et 5.13b) les systèmes riches en protons, en bas (5.13c et 5.13d) ceux riches en neutrons. Les données sont en rouges, les événements générés par HIPSE en orange, ceux par AMD soft en jaune et par AMD stiff en magenta.



plicité (la taille du Z1 diminue et contraint l'isospin). Cet enrichissement est de l'ordre de 4% pour les Z1 du système de projectile riche en protons mais est plus prononcé, de l'ordre de 7%, pour les Z1 du système de projectile riche en neutrons. AMD quant à lui prédit un large enrichissement en neutrons, quel que soit le projectile, quantifié par une augmentation de l'ordre de 50% de l'isospin moyen du Z1. HIPSE en revanche ne présente pas d'évolution significative pour le système de projectile riche en neutrons.

De cette figure présentant l'évolution de l'isospin moyen des Z1 des systèmes mixtes il faut retenir que les données sont difficilement reproduites par les modèles, excepté pour les deux paramétrisations d'AMD à 32 MeV/A dont la tendance est similaire aux données en dépit d'un Z1 en moyenne plus pauvre en neutrons. De plus la valeur d'entrée pour les collisions moins dissipatives est relativement éloignée de l'isospin du projectile, en particulier pour les systèmes de projectiles riches en neutrons.

Il est important de relever ici que l'équilibration ou le transport potentiel d'isospin n'est interprétable qu'à travers une différence de tendance en fonction de la multiplicité très peu prononcée entre les deux systèmes mixtes. Il est donc nécessaire d'amplifier cet effet pour le visualiser correctement et c'est la raison d'être de la figure suivante.

La figure 5.14 présente la comparaison des rapports de Rami R des isospins moyens de Z1 en fonction de la multiplicité (figures 5.14a et 5.14b), de l' $Et_{12}$  à l'avant (figures 5.14c et 5.14b) ou de la charge  $Z_{max}$  du plus gros fragment de l'événement (figures 5.14e et 5.14f) pour les différents codes de calculs présentés dans ce chapitre. Les rapports de Rami et leurs avantages ont été présentés au chapitre précédent (4.4). Les points bleus (rouges) correspondent aux rapports de Rami calculés à partir des données expérimentales pour le système mixte de projectile riche en neutrons (protons). Le motif à points verts (oranges) correspond aux rapports de Rami extraits des événements générés par HIPSE pour le système mixte de projectile riche en neutrons (protons). Le motif aux hachures bleues (rouges) correspond aux rapports de Rami extraits des événements générés par AMD pour le système mixte de projectile riche en neutrons (protons). Les hachures horizontales représentent la paramétrisation soft, celles verticales la paramétrisation stiff. Les figures sont présentées pour une énergie incidente du projectile de 32 MeV/A à gauche et de 52 MeV/A à droite.

A 32 MeV/A l'évolution des systèmes mixtes en fonction de la multiplicité (figure 5.14a) est quasiment symétrique par rapport à  $R=0$  pour les données et les événements générés. Le Z1 des données, comme présenté dans le chapitre précédent, montre une tendance à l'équilibration en fonction de la multiplicité. Cette tendance est semblable pour les deux paramétrisations d'AMD, en effet les systèmes de projectile riche en neutron (hachures bleues) et riche en protons (hachures rouges) suivent la même tendance et atteignent un rapport de Rami respectif de  $R \approx 0,15$  et  $-0,15$  pour une multiplicité de 16 particules détectées. Entre les multiplicités 9 et 13 AMD diffère légèrement des données. Les rapports de Rami des systèmes générés par HIPSE eux sont presque constants entre les multiplicités 5 et 14. Il est impossible de parler d'équilibration ou de transport d'isospin.

De la même manière les rapports de Rami en fonction de l' $Et_{12}$  rapportée à l'énergie du projectile (figure 5.14c) et en fonction de la charge  $Z_{max}$  du plus gros fragment (figure 5.14e) montrent globalement un bon accord des deux paramétrisations d'AMD avec les

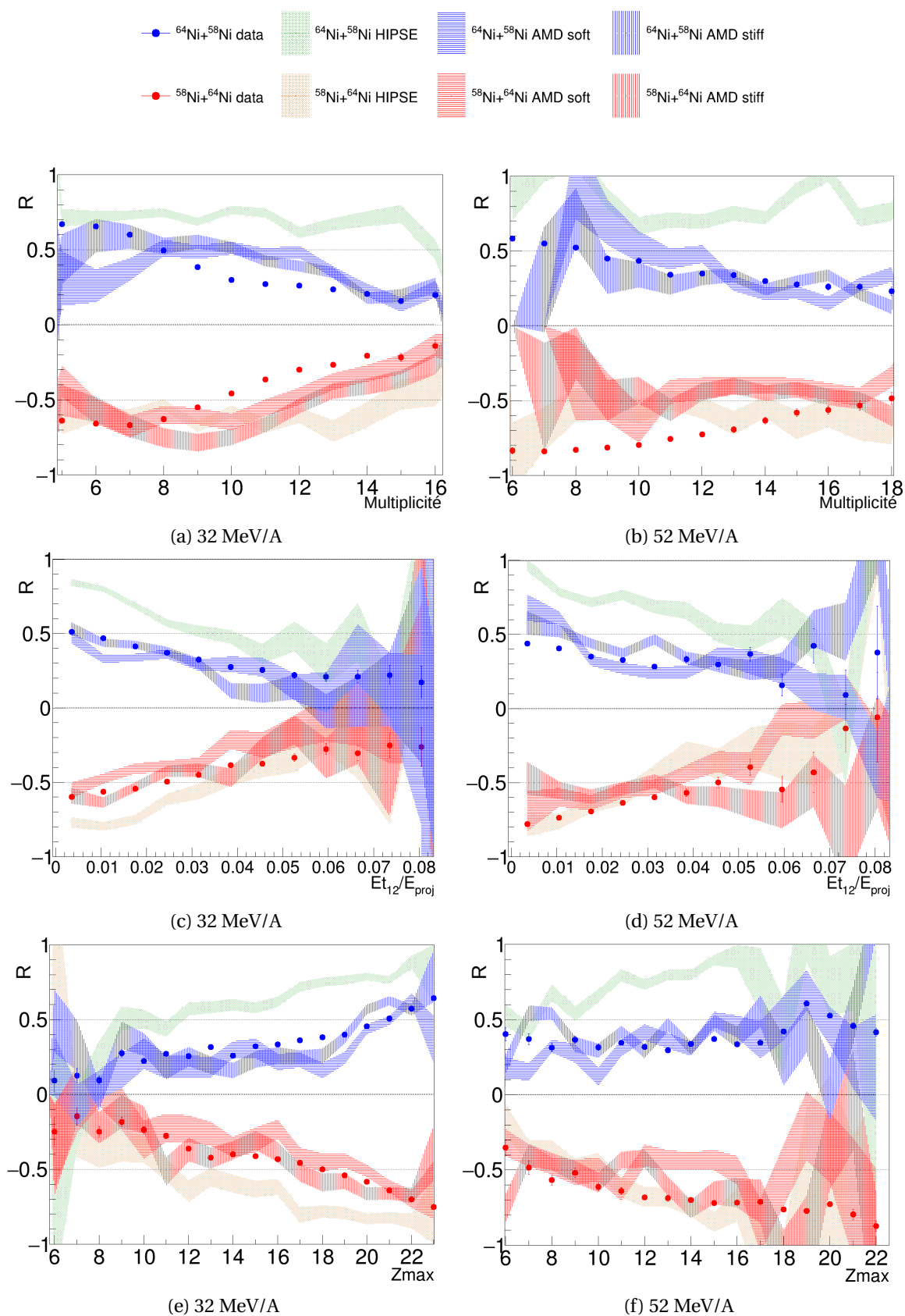


FIGURE 5.14 – Rapport de Rami de l'isospin moyen des plus gros fragments à l'avant du CM en fonction de la multiplicité, l' $E_{t12}$  et le  $Z_{max}$  pour les données et les différentes simulations.

données en suivant une tendance à l'équilibration en isospin en fonction de la dissipation. HIPSE quant à lui, bien que montrant une légère tendance à l'équilibration pour ces deux variables de dissipation, ne produit pas de Z1 avec un rapport de Rami aussi proche de  $R=0$  que ceux des données ou d'AMD.

Les figures à 32 MeV/A (figures 5.14a, 5.14c et 5.14e) montrent qu'un modèle de dynamique moléculaire tel qu'AMD rend compte du processus de transport d'isospin entre la cible et le projectile en reflétant l'équilibration de l'isospin du Z1 en fonction d'une variable de dissipation d'une manière très proche de celles des données. En revanche les deux paramétrisations,  $L_{sym}=46$  MeV (soft) et 108 MeV (stiff) ne démontrent pas une influence significative sur le transport d'isospin tel que décrit dans ce modèle. Cette figure montre aussi qu'un modèle hybride tel que HIPSE présente une bien plus faible tendance à l'équilibration en isospin de son Z1 en fonction d'une variable de dissipation. Ce code ne prenant pas en compte directement un éventuel terme de diffusion ou de migration d'isospin, il tend à valider les observables choisies comme indicateur expérimental raisonnable d'un potentiel transport.

A 52 MeV/A (figures 5.14b, 5.14d et 5.14f) il n'est pas possible de parler de tendance à l'équilibration en isospin pour le Z1 moyen mesuré dans les données en fonction de l'une des variables de dissipation présentées. De plus une asymétrie est visible entre les deux systèmes mixtes, les rapports de Rami du système de projectile riche en neutrons représentés en fonction de la multiplicité ou de  $E_{t12}/E_{proj}$  montrent des valeurs similaires quelle que soit l'énergie considérée même si la variation globale est plus nette à 32 MeV/A. Les simulations, bien que difficilement capables de reproduire les données à cette énergie pour les distributions classiques (voir partie 5.2.2) ne présentent pas non plus de tendance à l'équilibration, leurs rapports de Rami varient très peu pour des multiplicités allant de 9 à 18, des  $E_{t12}/E_{proj}$  entre 0.018 et 0.04 et des  $Z_{max}$  entre 10 et 17.

*Remarque : Pour certaines multiplicités/ $E_{t12}$  ou  $Z_{max}$ , la statistique disponible peut être faible compte tenu des diverses sélections faites, en particulier pour les modèles filtrés. En effet, comme observé dans la première partie de ce chapitre, les modèles produisent des événements avec une topologie dans l'espace des vitesses légèrement différente de la topologie expérimentale, par conséquent ils subissent également un peu différemment les effets du filtre expérimental et en particulier les conditions de déclenchement. Il peut donc être délicat d'interpréter le comportement des modèles pour ces gammes de faible statistique, même si des incertitudes sont calculées pour tenir compte de ce fait.*

## 5.4 Conclusions

HIPSE est un générateur d'événements traitant les collisions en différentes phases basé sur un modèle participant-spectateur relaxé suivi de l'utilisation d'un modèle de désexcitation statistique de noyaux chauds formés. AMD, quant à lui, repose sur un traitement dynamique et quantique de la collision en considérant les noyaux comme un système nucléonique à N-corps, modélisé par un déterminant de Slater de paquets d'onde gaussiens antisymétrisés. L'interaction entre nucléons est décrite par un potentiel de Skyrme, donnant une équation d'état paramétrisable du point de vue de l'isospin de manière à considérer un  $L_{sym}=46$  MeV (version soft) et 108 MeV (version stiff). Ces deux

simulations ont été filtrées par le dispositif expérimental INDRA-FAZIA afin d'être comparées entre elles et aux données.

Dans un premier temps une corrélation raisonnable entre des variables de dissipation (multiplicité,  $E_{t12}$  et  $Z_{max}$ ) et la centralité des événements générés a été observée. Ensuite la comparaison des distributions en multiplicité a montré qu'AMD a tendance à produire davantage de particules que les données. HIPSE reproduit mieux les données pour une énergie incidente à 32 MeV/A mais produit trop de particules à mi-rapidité à 52 MeV/A. Ces distributions, tout comme celles en  $E_{t12}$  et  $Z_{max}$  montrent également que les modèles ont tendance à produire des collisions plus dissipatives que les données.

La distribution en charge des particules détectées expérimentalement est reproduite de manière satisfaisante pour les deux énergies, en particulier par AMD qui reproduit les effets pairs-impairs visibles dans les données ainsi que la production de fragments de masses intermédiaires.

Dans un second temps, pour les simulations, les propriétés angulaires, en charge et en vitesse des plus gros fragments à l'avant du CM (Z1) identifiés en masse pour les événements complets générés et filtrés ont été comparées à celles des données. De manière générale les codes de calcul produisent des événements plus dissipatifs avec des Z1 de charge plus faible et moins focalisés vers les petits angles que dans les données. Ils reproduisent cependant convenablement la charge en fonction de la vitesse des Z1 pour une énergie incidente à 32 MeV/A. A 52 MeV/A, en dépit d'un filtre expérimental trop sévère sur la limite d'identification en masse des  $Z \geq 17$  pour les détecteurs Si2-CsI, les vitesses des Z1 en fonction de leur charge sont bien reproduites par les deux paramétrisations d'AMD. HIPSE en revanche, pour cette énergie incidente, produit trop de Z1 légers (entre  $Z=6$  et 9) et ralentis.

Pour finir une étude de l'isospin des Z1 générés, filtrés et sélectionnés a été comparée à celle des données. Pour une énergie incidente du projectile à 32 MeV/A l'évolution de l'isospin moyen du Z1 en fonction de la multiplicité est reproduite de manière raisonnable par AMD mais pas par HIPSE. A 52 MeV/A aucune des simulations ne reproduit la tendance observée dans les données avec un enrichissement systématique en neutrons des Z1 simulés.

Dans ces circonstances l'étude du transport de l'isospin à travers l'évolution des rapports de Rami de  $\delta_{Z1}$  en fonction de la multiplicité ne paraît pertinente que pour l'énergie la plus faible avec les événements générés. A 32 MeV/A donc, AMD montre une tendance très similaire aux données avec des rapports de Rami qui tendent vers l'équilibration en isospin à  $R=0$  en fonction des différentes variables de dissipation. Il n'y pas de distinction évidente entre les deux paramétrisations d'AMD. Les Z1 générés par HIPSE quant à eux ne présentent pas de signe de transport d'isospin analogue aux données. Ces observations semblent tout de même indiquer que l'équilibration en isospin du Z1 est bien due à un phénomène de transport pouvant en partie être reproduit par AMD. Les paramétrisations soft et stiff utilisées ne semblent néanmoins pas avoir une influence suffisante dans ce phénomène pour être différenciées avec les signaux expérimentaux utilisés. La désexcitation des noyaux chauds formés doit laver les différences pouvant exister au niveau des Quasi-Projectiles produits dans AMD, qui n'ont pas pu être étudiées faute de temps.

Il faut également relever l'effet de la condition de déclenchement présenté au chapitre 3 sur l'analyse et la comparaison des données aux modèles. Ce déclenchement est

très sensible à la mesure du plus gros fragment à l'avant du CM, en particulier pour les collisions profondément inélastiques qui ne sont pas correctement reproduites par HIPSE.



## Chapitre 6

# Conclusions générales et perspectives

*« Un jour Bilbon m'a dit que les grandes histoires ne finissent jamais. Que chacun de nous doit aller et venir dans le récit. Son rôle dans ce conte touche maintenant à sa fin. Il n'y aura plus de voyage pour Bilbon, sauf un. »*

---

-Le Seigneur des Anneaux : le  
Retour du Roi, Frodon

### Sommaire

---

<b>6.1 Conclusions générales</b> . . . . .	<b>150</b>
<b>6.2 Perspectives</b> . . . . .	<b>151</b>

---

## 6.1 Conclusions générales

Durant les différents chapitres qui composent ce mémoire de thèse la mise en place du premier couplage des multi-détecteurs INDRA-FAZIA et le travail d'acquisition et d'identification des données ont été présentés. Puis une analyse des biais expérimentaux introduits par le dispositif a été réalisée avant de pouvoir présenter une première analyse des données INDRA-FAZIA permettant l'étude du transport d'isospin et de son influence dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi.

En premier lieu, les multi-détecteurs INDRA et FAZIA et leur tout premier couplage effectué pour la campagne de mesures en avril-mai 2019 au GANIL ont été présentés en détails 1. FAZIA est composé de 12 blocs de 16 télescopes de 3 étages de détection, soit 576 détecteurs dont le contrôle et l'acquisition sont principalement orchestrés par les cartes d'électronique FEE qui permettent l'échantillonnage, la mise en temps et la numérisation du signal. FAZIA couvre les angles polaires  $\theta$  allant de  $1,5^\circ$  à  $12,5^\circ$  et possède une excellente résolution angulaire. INDRA quant à lui couvre les angles arrière à partir de  $14^\circ$  jusqu'à  $176^\circ$ . Il est composé, dans la configuration E789, de 12 couronnes (C6 à C17) soit un total de 336 détecteurs. Il complète la couverture angulaire de FAZIA pour couvrir dans l'ensemble environ 85% de l'angle solide de  $4\pi$  stéradians à l'aide de 912 détecteurs.

Le chapitre suivant 2 a présenté les différentes méthodes d'identification des particules et les performances associées aux détecteurs d'INDRA et de FAZIA. Ces derniers possèdent des semi-conducteurs siliciums minces et des scintillateurs CsI dopés au thallium. Le travail d'identification des noyaux réalisé est présenté ainsi que les méthodes d'identification utilisées : la méthode  $\Delta E$ -E entre deux étages de silicium (FAZIA) ou entre un CsI et l'étage de silicium qui le précède (INDRA et FAZIA) ainsi que l'analyse en forme du signal à l'aide du premier étage de silicium de FAZIA (*Pulse Shape Analysis*) ou d'un CsI (composantes rapide-lente). C'est dans ce chapitre et le suivant qu'est justifiée l'intérêt primordial de FAZIA pour l'étude de cette thèse du fait de son excellente résolution isotopique jusqu'à  $Z=25$ .

Dans un troisième chapitre 3 les biais expérimentaux pouvant impacter l'analyse ont été étudiés. Pour cela, des données antérieures acquises par la collaboration INDRA ont été mises à profit, à savoir les données acquises lors de la seconde campagne d'INDRA pour certains des mêmes systèmes de nickel que pour l'expérience E789. Simuler la détection de ces données par le dispositif expérimental INDRA-FAZIA a permis d'observer une perte d'une partie des particules entre  $10^\circ$  et  $15^\circ$  notamment des fragments de masse intermédiaire. Ensuite HIPSE, un générateur d'événements, a été utilisé pour simuler les collisions d'intérêt. Ces événements ont été une nouvelle fois filtrés par les dispositifs expérimentaux INDRA et INDRA-FAZIA. En particulier il a été montré que la condition de déclenchement utilisée lors de l'expérience E789 favorise les événements dont les particules sont émises à l'avant du CM et réduit à 27% l'efficacité de détection de la section efficace totale en favorisant des événements semi-périphériques. Néanmoins FAZIA apporte une résolution isotopique jusqu'alors impossible avec les détecteurs d'ancienne génération comme INDRA et digne d'un spectromètre magnétique pour les noyaux de charge inférieure à 25. Cet apport autorise l'identification en masse des fragments lourds (environ jusqu'au Fer) à l'avant du CM et donc de sonder isotopiquement la zone d'émis-

sion du QP et ses résidus.

Après avoir présenté l'architecture mécanique, électronique et informatique du dispositif expérimental et avoir identifié les noyaux tout en présentant les différentes méthodes et leurs performances associées, les biais expérimentaux engendrés ont été caractérisés et quantifiés. Puis il a enfin été possible d'aborder la quatrième partie 4 consacrée à l'étude du transport d'isospin lors de la collision d'ions lourds à l'aide des données disponibles afin d'essayer de contraindre l'énergie de symétrie de l'équation d'état de la matière nucléaire. Pour cela, une sélection des événements a été choisie afin de conserver des événements complets pour lesquels il est possible de définir un plus gros fragment à l'avant du centre de masse de la collision, dont il est raisonnable d'estimer qu'il est la plupart du temps le résidu du QP, le *Projectile Like Fragment*. Ensuite des variables de dissipation permettant d'estimer la centralité de la collision, à savoir la multiplicité de noyaux détectés, l'énergie transverse des particules légères et la taille du plus gros fragment de la collision, ont été présentées. Plusieurs observables permettant d'étudier le transport d'isospin éventuel en fonction des variables de dissipation ont été testées. Les rapports de populations d'isotopes des plus gros fragments à l'avant du centre de masse, l'isospin de ces plus gros fragments émis à l'avant du CM et les rapports de populations d'isobares ont ainsi été utilisés. Une étude des systèmes mixtes a été réalisée aux deux énergies et tend à montrer une équilibration en isospin du plus gros fragment à l'avant du centre de masse en fonction de la dissipation pour une énergie cinétique du projectile à 32 MeV/A.

Dans la dernière partie de ce mémoire de thèse 5, les données ont été comparées à différents codes de calcul. Un code de calcul semi-statistique : HIPSE et un autre traitant la collision de manière dynamique comme un problème quantique à N corps : AMD. Pour ce dernier modèle deux paramétrisations sont disponibles, l'une utilisant un potentiel d'interaction nucléaire dit *soft* correspondant à un  $L_{sym}$  de 46 MeV et l'autre un potentiel *stiff* correspondant à un  $L_{sym}$  de 108 MeV. L'étude du transport d'isospin a été reconduite pour les simulations filtrées par le dispositif expérimental INDRA-FAZIA. Il a alors été constaté que les deux paramétrisations d'AMD parviennent à reproduire le comportement des données, en particulier concernant la tendance à l'équilibration en isospin des plus lourds à l'avant du centre de masse pour l'énergie incidente à 32 MeV/A. En revanche HIPSE produit des plus lourds à l'avant du centre de masse avec une asymétrie d'isospin toujours plus prononcée que dans les données quelle que soit l'énergie incidente considérée. Ces observations semblent indiquer que l'équilibration en isospin de ces noyaux est bien due à un phénomène de transport tel qu'il doit exister dans AMD. Les paramétrisations *soft* et *stiff* utilisées ne semblent néanmoins pas affecter différemment cette tendance. Il faut envisager et découvrir d'autres signaux expérimentaux plus sensibles au  $L_{sym}$  dans le cadre de ce modèle pour cela.

## 6.2 Perspectives

Les analyses sur les données INDRA-FAZIA de l'expérience E789 en sont à leurs débuts. Ce document a montré un large aperçu des possibilités qu'offre ce dispositif pour l'analyse du transport d'isospin. Elles peuvent être approfondies de nombreuses manières et plusieurs thèses et articles sont à venir sur le sujet. En particulier il est possible



de tenter de sélectionner des mécanismes de collision plus propices à la formation d'un col de matière nucléaire. Mais il est aussi possible d'améliorer encore la qualité des identifications par rapport à celles utilisées au moment de l'écriture de ce mémoire et de calibrer en énergie les détecteurs CsI des couronnes arrières d'INDRA, qui n'ont pas pu l'être encore. L'accès aux spectres en énergie des particules légères chargées pourra donner accès à des températures apparentes. L'amélioration de l'identification des particules légères permettra l'étude de rapports de populations comme protons/tritons,  $^3\text{He}/^4\text{He}$  en fonction de variables de dissipation en tant que marqueurs de l'équilibration en isospin. Également, les événements peuvent être mieux séparés en terme de centralité de la collision en traitant les variables de dissipation à l'aide d'une nouvelle méthode récemment développée au sein de la collaboration dans la référence [91].

Au-delà de l'étude du transport d'isospin au coeur de cette thèse d'autres études sont possibles avec ces données d'une qualité unique au monde. Notamment, mais pas seulement, des études de structure nucléaire à l'aide des corrélations entre les produits de réaction mesurés sont réalisables, la production d'agrégats nucléaires dans un milieu de densité variable reste un vaste sujet encore grandement incompris.

Si les données INDRA-FAZIA E789 sont encore loin d'avoir livré tout ce qu'elles pouvaient apporter, elles ouvrent la voie à une nouvelle série de campagnes de mesures avec ces multi-détecteurs de nouvelle génération plus performants. Un lourd travail de remplacement et mise à jour de l'électronique analogique d'INDRA a été réalisé par la collaboration afin de l'équiper d'électronique numérique. Son couplage avec FAZIA s'en trouve amélioré. Une nouvelle expérience est programmée au GANIL en 2022 : INDRA-FAZIA E818. Son objectif est d'étudier les propriétés de la matière nucléaire à basse densité (de la vaporisation à la multifragmentation sous forme d'agrégats) à l'aide de faisceaux de  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{36}\text{Ar}$  à 74 MeV/A.

# Bibliographie

- [1] C. Fuchs and H. H. Wolter. Modelization of the eos. *The European Physical Journal A*, 2006. doi : 10.1140/epja/i2005-10313-x. URL <https://link.springer.com/article/10.1140>. 1
- [2] Bao-An Li, Lie-Wen Chen, and Che Ming Ko. Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions. *Physics Reports*, 464(4) :113–281, 2008. ISSN 0370-1573. doi : <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2008.04.005>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157308001269>. 1
- [3] Eric Suraud. *La matière nucléaire : Des étoiles aux noyaux*. Hermann edition, October 2010. ISBN 2705663681. 1
- [4] M. Baldo and G.F. Burgio. The nuclear symmetry energy. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 91 :203–258, 2016. ISSN 0146-6410. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2016.06.006>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641016300254>. 1
- [5] M. Colonna. Collision dynamics at medium and relativistic energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 113 :103775, 2020. ISSN 0146-6410. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2020.103775>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641020300223>. 1
- [6] Bao-An Li and Xiao Han. Constraining the neutron–proton effective mass splitting using empirical constraints on the density dependence of nuclear symmetry energy around normal density. *Physics Letters B*, 727(1) :276–281, 2013. ISSN 0370-2693. doi : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.10.006>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313007995>. 2
- [7] Jérôme Margueron, Rudiney Hoffmann Casali, and Francesca Gulminelli. Equation of state for dense nucleonic matter from metamodeling. i. foundational aspects. *Phys. Rev. C*, 97 :025805, Feb 2018. doi : 10.1103/PhysRevC.97.025805. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.025805>. 2
- [8] C. S. Wang, K. C. Chung, and A. J. Santiago. Systematics of nuclear central densities. *Phys. Rev. C*, 60 :034310, Aug 1999. doi : 10.1103/PhysRevC.60.034310. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.60.034310>. 2
- [9] V. Baran, M. Colonna, V. Greco, and M. Di Toro. Reaction dynamics with exotic nuclei. *Physics Reports*, 410(5) :335–466, 2005. ISSN 0370-1573. doi : <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.05.001>. 1

- doi.org/10.1016/j.physrep.2004.12.004. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157305000025>. 2, 3
- [10] Ingo Tews, James M. Lattimer, Akira Ohnishi, and Evgeni E. Kolomeitsev. Symmetry parameter constraints from a lower bound on neutron-matter energy. 848(2) : 105, oct 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa8db9. URL <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8db9>. 2
- [11] C. Drischler, R. J. Furnstahl, J. A. Melendez, and D. R. Phillips. How well do we know the neutron-matter equation of state at the densities inside neutron stars? a bayesian approach with correlated uncertainties. *Phys. Rev. Lett.*, 125 :202702, Nov 2020. doi : 10.1103/PhysRevLett.125.202702. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.202702>. 2
- [12] D. Adhikari, H. Albatineh, D. Androic, K. Aniol, D. S. Armstrong, T. Averett, C. Ayerbe Gayoso, S. Barcus, V. Bellini, R. S. Beminiwattha, J. F. Benesch, H. Bhatt, D. Bhatta Pathak, D. Bhetuwal, B. Blaikie, Q. Campagna, A. Camsonne, G. D. Cates, Y. Chen, C. Clarke, J. C. Cornejo, S. Covrig Dusa, P. Datta, A. Deshpande, D. Dutta, C. Feldman, E. Fuchey, C. Gal, D. Gaskell, T. Gautam, M. Gericke, C. Ghosh, I. Halilovic, J.-O. Hansen, F. Hauenstein, W. Henry, C. J. Horowitz, C. Jantzi, S. Jian, S. Johnston, D. C. Jones, B. Karki, S. Katugampola, C. Keppel, P. M. King, D. E. King, M. Knauss, K. S. Kumar, T. Kutz, N. Lashley-Colthirst, G. Leverick, H. Liu, N. Liyange, S. Malace, R. Mammei, J. Mammei, M. McCaughan, D. McNulty, D. Meekins, C. Metts, R. Michaels, M. M. Mondal, J. Napolitano, A. Narayan, D. Nikolaev, M. N. H. Rashad, V. Owen, C. Palatchi, J. Pan, B. Pandey, S. Park, K. D. Paschke, M. Petrusky, M. L. Pitt, S. Premathilake, A. J. R. Puckett, B. Quinn, R. Radloff, S. Rahman, A. Rathnayake, B. T. Reed, P. E. Reimer, R. Richards, S. Riordan, Y. Roblin, S. Seeds, A. Shahinyan, P. Souder, L. Tang, M. Thiel, Y. Tian, G. M. Urciuoli, E. W. Wertz, B. Wojtsekhowski, B. Yale, T. Ye, A. Yoon, A. Zec, W. Zhang, J. Zhang, and X. Zheng. Accurate determination of the neutron skin thickness of  $^{208}\text{Pb}$  through parity-violation in electron scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 126 :172502, Apr 2021. doi : 10.1103/PhysRevLett.126.172502. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.172502>. 2
- [13] Brendan T. Reed, F. J. Fattoyev, C. J. Horowitz, and J. Piekarewicz. Implications of prex-2 on the equation of state of neutron-rich matter. *Phys. Rev. Lett.*, 126 :172503, Apr 2021. doi : 10.1103/PhysRevLett.126.172503. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.172503>. 2
- [14] Thomas Carreau. *Modeling the (proto)neutron star crust : toward a controlled estimation of uncertainties*. Theses, Normandie Université, September 2020. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03019954>. 2
- [15] James M. Lattimer. The nuclear equation of state and neutron star masses. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62(1) :485–515, 2012. doi : 10.1146/annurev-nucl-102711-095018. URL <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102711-095018>. 2, XVI

- [16] B. P. Abbott and all. Multi-messenger observations of a binary neutron star merger. *The Astrophysical Journal*, 848(2) :L12, oct 2017. doi : 10.3847/2041-8213/aa91c9. URL <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa91c9>. 2
- [17] F. J. Fattoyev, J. Piekarewicz, and C. J. Horowitz. Neutron skins and neutron stars in the multimessenger era. *Phys. Rev. Lett.*, 120 :172702, Apr 2018. doi : 10.1103/PhysRevLett.120.172702. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.172702>. 2
- [18] I. Tews, J. Margueron, and S. Reddy. Confronting gravitational-wave observations with modern nuclear physics constraints. *Eur. Phys. J. A*, 55, 2019. doi : 10.1140/epja/i2019-12774-6. URL <https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12774-6>. 2, XVI
- [19] R. Bougault, E. Bonnet, B. Borderie, A. Chbihi, D. Dell'Aquila, Q. Fable, L. Franca-lanza, J. D. Frankland, E. Galichet, D. Gruyer, D. Guinet, M. Henri, M. La Commara, N. Le Neindre, I. Lombardo, O. Lopez, L. Manduci, P. Marini, M. Pârlog, R. Roy, P. Saint-Onge, G. Verde, E. Vient, and M. Vigilante. Light charged clusters emitted in 32 mev/nucleon  $^{136,124}\text{Xe} + ^{124,112}\text{Sn}$  reactions : Chemical equilibrium and production of  $^3\text{He}$  and  $^6\text{He}$ . *Phys. Rev. C*, 97 :024612, Feb 2018. doi : 10.1103/PhysRevC.97.024612. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.024612>. 2, 58, XVI
- [20] M. B. Tsang, Yingxun Zhang, P. Danielewicz, M. Famiano, Zhuxia Li, W. G. Lynch, and A. W. Steiner. Constraints on the density dependence of the symmetry energy. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :122701, Mar 2009. doi : 10.1103/PhysRevLett.102.122701. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.122701>.
- [21] A. Camaiani, G. Casini, S. Piantelli, A. Ono, E. Bonnet, R. Alba, S. Barlini, B. Borderie, R. Bougault, C. Ciampi, A. Chbihi, M. Cicerchia, M. Cinausero, J. A. Dueñas, D. Dell'Aquila, Q. Fable, D. Fabris, C. Frosin, J. D. Frankland, F. Gramegna, D. Gruyer, K. I. Hahn, M. Henri, B. Hong, S. Kim, A. Kordyasz, M. J. Kweon, H. J. Lee, J. Lemarié, N. LeNeindre, I. Lombardo, O. Lopez, T. Marchi, S. H. Nam, P. Ottanelli, M. Parlog, G. Pasquali, G. Poggi, J. Quicray, A. A. Stefanini, S. Upadhyaya, S. Valdré, and E. Vient. Isospin diffusion measurement from the direct detection of a quasiprojectile remnant. *Phys. Rev. C*, 103 :014605, Jan 2021. doi : 10.1103/PhysRevC.103.014605. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.103.014605>. 3, 100, 120
- [22] S. Piantelli, G. Casini, A. Ono, G. Poggi, G. Pastore, S. Barlini, M. Bini, A. Boiano, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, A. Buccola, A. Camaiani, A. Chbihi, C. Ciampi, M. Cicerchia, M. Cinausero, M. Degerlier, J. A. Dueñas, Q. Fable, D. Fabris, J. D. Frankland, C. Frosin, F. Gramegna, D. Gruyer, A. Kordyasz, T. Kozik, J. Lemarié, N. Le Neindre, I. Lombardo, O. Lopez, G. Mantovani, T. Marchi, M. Henri, L. Morelli, A. Olmi, P. Ottanelli, M. Pârlog, G. Pasquali, J. Quicray, A. A. Stefanini, G. Tortone, S. Upadhyaya, S. Valdré, G. Verde, E. Vient, and M. Vigilante. Isospin transport phenomena for the systems  $^{80}\text{Kr} + ^{40,48}\text{Ca}$  at 35 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 103 :014603, Jan 2021. doi : 10.1103/PhysRevC.103.014603. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.103.014603>.

- [23] S. Piantelli, G. Casini, A. Ono, G. Poggi, G. Pastore, S. Barlini, A. Boiano, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, A. Buccola, A. Camaiani, A. Chbihi, M. Cicerchia, M. Cinausero, M. D'Agostino, M. Degerlier, J. A. Dueñas, Q. Fable, D. Fabris, J. D. Frankland, C. Frosin, F. Gramegna, D. Gruyer, M. Henri, A. Kordyasz, T. Kozik, N. Le Neindre, I. Lombardo, O. Lopez, G. Mantovani, T. Marchi, L. Morelli, A. Olmi, P. Ottanelli, M. Pârlog, G. Pasquali, A. A. Stefanini, G. Tortone, S. Upadhyaya, S. Valdré, G. Verde, E. Vient, M. Vigilante, R. Alba, and C. Maiolino. Dynamical fission of the quasiprojectile and isospin equilibration for the system  $^{80}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$  at 35 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 101 :034613, Mar 2020. doi : 10.1103/PhysRevC.101.034613. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.101.034613>. 120
- [24] Z. Y. Sun, M. B. Tsang, W. G. Lynch, G. Verde, F. Amorini, L. Andronenko, M. Andronenko, G. Cardella, M. Chatterje, P. Danielewicz, E. De Filippo, P. Dinh, E. Galichet, E. Geraci, H. Hua, E. La Guidara, G. Lanzalone, H. Liu, F. Lu, S. Lukyanov, C. Maiolino, A. Pagano, S. Piantelli, M. Papa, S. Pirrone, G. Politi, F. Porto, F. Rizzo, P. Russotto, D. Santonocito, and Y. X. Zhang. Isospin diffusion and equilibration for Sn + Sn collisions at  $e/a = 35$  mev. *Phys. Rev. C*, 82 :051603, Nov 2010. doi : 10.1103/PhysRevC.82.051603. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.051603>. 4, 105
- [25] S. Piantelli, S. Valdré, S. Barlini, G. Casini, M. Colonna, G. Baiocco, M. Bini, M. Bruno, A. Camaiani, S. Carboni, M. Cicerchia, M. Cinausero, M. D'Agostino, M. Degerlier, D. Fabris, N. Gelli, F. Gramegna, D. Gruyer, V. L. Kravchuk, J. Mabilia, T. Marchi, L. Morelli, A. Olmi, P. Ottanelli, G. Pasquali, and G. Pastore. Isospin diffusion in binary collisions of  $^{32}\text{S} + ^{40,48}\text{Ca}$  and  $^{32}\text{S} + ^{48}\text{Ti}$  at 17.7 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 96 :034622, Sep 2017. doi : 10.1103/PhysRevC.96.034622. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.96.034622>.
- [26] D. Thériault, A. Vallée, L. Gingras, Y. Larochelle, R. Roy, A. April, L. Beaulieu, F. Grenier, F. Lemieux, J. Moisan, M. Samri, C. St-Pierre, S. Turbide, B. Borderie, R. Bougault, P. Buchet, J. L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, D. Guinet, B. Guiot, P. Loutesse, J. F. Lecolley, N. Le Neindre, O. Lopez, A. M. Maskay, L. Nalpas, M. Parlog, P. Pawlowski, M. F. Rivet, E. Rosato, J. C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Vient, C. Volant, J. P. Wieleczko, INDRA Collaboration, S. J. Yennello, E. Martin, and E. Winchester. Neutron to proton ratios of quasiprojectile and midrapidity emission in the  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  reaction at 52 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 71 :014610, Jan 2005. doi : 10.1103/PhysRevC.71.014610. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.014610>. 2, 3, 100
- [27] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, V. Greco, M. Zielinska-Pfabé, and H.H. Wolter. Isospin effects in nuclear fragmentation. *Nuclear Physics A*, 703(3) :603–632, 2002. ISSN 0375-9474. doi : [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)01671-2](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01671-2). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947401016712>. 3
- [28] M Di Toro, A. Olmi, and R. Roy. Neck dynamics. *Eur. Phys. J. A*, 30 :65–70, 2006. ISSN 1434-601X. doi : <https://doi.org/10.1140/epja/i2006-10106-9>. URL <https://link.springer.com/article/10.1140/epja/i2006-10106-9#citeas>. 3

- [29] Yingxun Zhang, D. D. S. Coupland, P. Danielewicz, Zhuxia Li, Hang Liu, Fei Lu, W. G. Lynch, and M. B. Tsang. Influence of in-medium  $nn$  cross sections, symmetry potential, and impact parameter on isospin observables. *Phys. Rev. C*, 85 :024602, Feb 2012. doi : 10.1103/PhysRevC.85.024602. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.024602>. 3, XVI
- [30] E. Galichet, M. Colonna, B. Borderie, and M. F. Rivet. Isospin diffusion in  $^{58}\text{Ni}$ -induced reactions at intermediate energies. ii. dynamical simulations. *Phys. Rev. C*, 79 :064615, Jun 2009. doi : 10.1103/PhysRevC.79.064615. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.064615>.
- [31] Angelo Pagano. Studies of nuclear reactions and time scale with the 4 detector chimeras. *Nuclear Physics News*, 22(1) :25–30, 2012. doi : 10.1080/10619127.2011.629922. URL <https://doi.org/10.1080/10619127.2011.629922>. 3, 4
- [32] Marie-France Rivet. CONSTRAINING THE DENSITY DEPENDENCE OF THE SYMMETRY ENERGY WITH EXPERIMENTAL RESULTS FROM HEAVY-ION COLLISIONS. In *Ecole Joliot-Curie 2009 Strong interaction in the nuclear medium : new trends.*, Lacaunau, France, September 2009. URL <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00584498>. 3
- [33] E. Plagnol, J. Łukasik, G. Auger, Ch. O. Bacri, N. Bellaize, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, P. Buchet, J. L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, D. Guinet, P. Lantesse, J. L. Laville, J. F. Lecolley, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, M. Louvel, A. M. Maskay, L. Nalpas, A. D. Nguyen, M. Pârlog, J. Péter, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Saint-Laurent, S. Salou, J. C. Steckmeyer, M. Stern, G. Tăbăcaru, B. Tamain, L. Tassan-Got, O. Tirel, E. Vient, C. Volant, and J. P. Wieleczko. Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions. *Phys. Rev. C*, 61 :014606, Dec 1999. doi : 10.1103/PhysRevC.61.014606. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.61.014606>. 3
- [34] D. D. S. Coupland, W. G. Lynch, M. B. Tsang, P. Danielewicz, and Yingxun Zhang. Influence of transport variables on isospin transport ratios. *Phys. Rev. C*, 84 :054603, Nov 2011. doi : 10.1103/PhysRevC.84.054603. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.054603>.
- [35] G. A. Souliotis, D. V. Shetty, A. Keksis, E. Bell, M. Jandel, M. Veselsky, and S. J. Yennello. Heavy-residue isoscaling as a probe of the symmetry energy of hot fragments. *Phys. Rev. C*, 73 :024606, Feb 2006. doi : 10.1103/PhysRevC.73.024606. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.024606>. 102
- [36] L. W. May, A. Wakhle, A. B. McIntosh, Z. Kohley, S. Behling, A. Bonasera, G. Bonasera, P. Cammarata, K. Hagel, L. Heilborn, A. Jedele, A. Raphelt, A. Rodriguez Manso, G. Souliotis, R. Tripathi, M. D. Youngs, A. Zarrella, and S. J. Yennello. Neutron-proton equilibration in 35 mev/ $u$  collisions of  $^{64,70}\text{Zn} + ^{64,70}\text{Zn}$  and  $^{64}\text{Zn}, ^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Zn}, ^{64}\text{Ni}$  quantified using triplicate probes. *Phys. Rev. C*, 98 :044602, Oct 2018. doi : 10.1103/PhysRevC.98.044602. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.98.044602>. 4, 102

- [37] E. De Filippo, A. Pagano, P. Russotto, F. Amorini, A. Anzalone, L. Auditore, V. Baran, I. Berceanu, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, T. Cap, G. Cardella, S. Cavallo, M. B. Chatterjee, A. Chbihi, M. Colonna, M. D'Agostino, R. Dayras, M. Di Toro, J. Frankland, E. Galichet, W. Gawlikowicz, E. Geraci, A. Grzeszczuk, P. Guazzoni, S. Kowalski, E. La Guidara, G. Lanzalone, G. Lanzanò, N. Le Neindre, I. Lombardo, C. Maiolino, M. Papa, E. Piasecki, S. Pirrone, R. Płaneta, G. Politi, A. Pop, F. Porto, M. F. Rivet, F. Rizzo, E. Rosato, K. Schmidt, K. Siwek-Wilczyńska, I. Skwira-Chalot, A. Trifirò, M. Trimarchi, G. Verde, M. Vigilante, J. P. Wieleczko, J. Wilczyński, L. Zetta, and W. Zipper. Correlations between emission timescale of fragments and isospin dynamics in  $^{124}\text{sn}+^{64}\text{ni}$  and  $^{112}\text{sn}+^{58}\text{ni}$  reactions at 35a mev. *Phys. Rev. C*, 86 :014610, Jul 2012. doi : 10.1103/PhysRevC.86.014610. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.014610>.
- [38] A. Jedele, A. B. McIntosh, K. Hagel, M. Huang, L. Heilborn, Z. Kohley, L. W. May, E. McCleskey, M. Youngs, A. Zarrella, and S. J. Yennello. Characterizing neutron-proton equilibration in nuclear reactions with subzeptosecond resolution. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :062501, Feb 2017. doi : 10.1103/PhysRevLett.118.062501. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.062501>. 3
- [39] P. Napolitani, M. Colonna, F. Gulminelli, E. Galichet, S. Piantelli, G. Verde, and E. Vient. Probing the nuclear equation of state in heavy-ion collisions at fermi energy in isospin-sensitive exclusive experiments. *Phys. Rev. C*, 81 :044619, Apr 2010. doi : 10.1103/PhysRevC.81.044619. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.044619>. 3
- [40] M. B. Tsang, W. A. Friedman, C. K. Gelbke, W. G. Lynch, G. Verde, and H. S. Xu. Isotopic scaling in nuclear reactions. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :5023–5026, May 2001. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.5023. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.5023>. 4, 103
- [41] G. Lehaut, F. Gulminelli, and O. Lopez. Isoscaling as a measure of symmetry energy in the lattice gas model. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :142503, Apr 2009. doi : 10.1103/PhysRevLett.102.142503. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.142503>. 4
- [42] F. Rami, Yvonne Leifels, B. Schauenburg, A. Gobbi, Beixue Hong, J. Alard, A. Andronic, R. Averbeck, V. Barret, Z. Basrak, N. Bastid, I. Belyaev, Bendarag Abdesadik, G. Berrek, R. Caplar, N. Cindro, Philippe Crochet, A. Devismes, P. Dupieux, and A.V. Zhilin. Isospin tracing : A probe of nonequilibrium in central heavy-ion collisions. *Physical Review Letters*, 84, 08 1999. doi : 10.1103/PhysRevLett.84.1120. 4, 105
- [43] E. Legouée. *Systematic study of the dynamics and the thermodynamics of symmetric or quasi-symmetric nuclear systems studied with the multidetector INDRA with new probabilistic methods*. Thèse, Université de Caen, October 2013. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00881082>. 8, 120

- [44] Quentin Fable. *Study of the isospin in  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  collisions at 35 AMeV*. Thèse, Normandie Université, February 2018. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01775269>. 4, 8, 39, 71, 102, 103, 105, 123
- [45] O. Lopez, M. Pârlog, B. Borderie, M.F. Rivet, G. Lehaut, G. Tabacaru, L. Tassan-Got, P. Pawlowski, Eric Bonnet, R. Bougault, A. Chbihi, D. Dell'Aquila, J.D. Frankland, E. Galichet, D. Gruyer, M. La Commara, N. Le Neindre, I. Lombardo, L. Manduci, P. Marini, J.C. Steckmeyer, G. Verde, E. Vient, and J.P. Wieleczko. Improving isotopic identification with INDRA Silicon–CsI(Tl) telescopes. *Nucl.Instrum.Meth.A*, 884 :140–149, 2018. doi : 10.1016/j.nima.2017.12.041. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01703925>. 4
- [46] Joël Pouthas and al. Indra, a  $4\pi$  charged product detection array at ganil. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, 357(2)(2-3) :418–442, 1995. 8, 9, 11
- [47] N. Le Neindre, Bougault and al. Comparison of charged particle identification using pulse shape discrimination and ee methods between front and rear side injection in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 701 :145 – 152, 2013. ISSN 0168-9002. doi : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.11.005>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212012764>. 8, 15, 42
- [48] Frank Salomon and al. Front-end electronics for the fazia experiment. *Journal of Instrumentation*, 11(C01064), 2016. 4, 16
- [49] R.T. De Souza, N. Carlin, Y.D. Kim, J. Ottarson, L. Phair, D.R. Bowman, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, R.A. Pelak, T. Peterson, G. Poggi, M.B. Tsang, and H.M. Xu. The msu miniball 4 fragment detection array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 295(1) :109–122, 1990. ISSN 0168-9002. doi : [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(90\)90429-A](https://doi.org/10.1016/0168-9002(90)90429-A). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029090429A>. 4
- [50] S. Galanopoulos, G.A. Souliotis, A.L. Keksis, M. Veselsky, Z. Kohley, L.W. May, D.V. Shetty, S.N. Soisson, B.C. Stein, S. Wuenschel, and S.J. Yennello. Isoscaling of mass a40 reconstructed quasiprojectiles from collisions in the fermi energy regime. *Nuclear Physics A*, 837(3) :145–162, 2010. ISSN 0375-9474. doi : <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2010.01.248>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947410003702>. 4
- [51] A. Pagano, M. Alderighi, F. Amorini, A. Anzalone, L. Arena, L. Auditore, V. Baran, M. Bartolucci, I. Berceanu, J. Blicharska, J. Brzychczyk, A. Bonasera, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, G. Cardella, S. Cavallaro, M.B. Chatterjee, A. Chbihi, J. Cibor, M. Colonna, M. D'Agostino, R. Dayras, E. De Filippo, M. Di Toro, W. Gawlikowicz, E. Geraci, F. Giustolisi, A. Grzeszczuk, P. Guazzoni, D. Guinet, M. Iacono-Manno,



- S. Kowalski, E. La Guidara, G. Lanzano, G. Lanzalone, N. Le Neindre, S. Li, S. Lo Nigro, C. Maiolino, Z. Majka, G. Manfredi, T. Paduszynski, M. Papa, M. Petrovici, E. Piascecki, S. Pirrone, R. Planeta, G. Politi, A. Pop, F. Porto, M.F. Rivet, E. Rosato, F. Rizzo, S. Russo, P. Russotto, M. Sassi, G. Sechi, V. Simion, K. Siwek-Wilczynska, I. Skwira, M.L. Sperduto, J.C. Steckmeyer, L. Swiderski, A. Trifiro', M. Trimarchi, G. Vannini, M. Vigilante, J.P. Wieleczko, J. Wilczynski, H. Wu, Z. Xiao, L. Zetta, and W. Zipper. Fragmentation studies with the chimera detector at lns in catania : recent progress. *Nuclear Physics A*, 734 :504–511, 2004. ISSN 0375-9474. doi : <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.01.093>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947404001137>. 8
- [52] Joël Pouthas and al. The electronics of the indra  $4\pi$  detection array. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, 369(1) :222–247, 1996. 8, 11
- [53] N. Le Neindre. *Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe +Sn 32 à 50 A.MeV*. Thèse, Université de Caen, October 1999. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003741>.
- [54] J.D. Frankland. *Study of very heavy systems observed with INDRA : first evidence for a bulk effect in the nuclear multifragmentation process*. Thèse, Université Paris Sud - Paris XI, December 1998. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00204534>.
- [55] G. Lehaut. *Relationship between statistical and dynamical properties of fragments produced at Fermi energy in heavy ion collisions*. Thèse, Université de Caen, October 2009. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00426878>.
- [56] Diego Gruyer. *Dynamic aspects of the nuclear decay : from the fission to the multifragmentation*. Thèse, Université de Caen-Basse Normandie, September 2014. URL <http://hal.in2p3.fr/tel-01079916>. 10, 34
- [57] Maxime Henri. *Study of the transport and equilibration properties of the nuclear matter in the Fermi energy domain*. Thèse, Normandie Université, October 2018. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02304916>. 8, 13, 16, 92, 120
- [58] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, fourth edition, illustrated edition, June 1998. ISBN 0470131489, 9780470131480. 11
- [59] Simoné Valdré, Giovanni Casini, Nicolas Le Neindre, Maurizio Bini, Alfonso Boiano, Bernard Borderie, Pierre Edelbruck, Giacomo Poggi, Frank Salomon, Gennaro Tortone, and al. The fazia setup : A review on the electronics and the mechanical mounting. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, 930(2019.03.082) :27–36, 2019. 16, XVI
- [60] D. Gruyer G. Pastore and al. Isotopic identification using pulse shape analysis of current signals from silicon detectors : Recent results from the fazia collaboration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 860 :42 – 50, 2017. ISSN

- 0168-9002. doi : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.01.048>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217301092>. 42
- [61] M. Mocko, M. B. Tsang, L. Andronenko, M. Andronenko, F. Delaunay, M. Famiano, T. Ginter, V. Henzl, D. Henzlová, H. Hua, S. Lukyanov, W. G. Lynch, A. M. Rogers, M. Steiner, A. Stolz, O. Tarasov, M.-J. van Goethem, G. Verde, W. S. Wallace, and A. Zalessov. Projectile fragmentation of  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ , and  $^{64}\text{Ni}$  at 140 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 74 :054612, Nov 2006. doi : 10.1103/PhysRevC.74.054612. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.74.054612>. 52
- [62] Denis Lacroix. The hipse code (heavy-ion phase-space exploration). URL <https://sites.google.com/view/lacroixhomepage/accueil/codes>. 66, 120, 121
- [63] INDRA-Collaboration. Formule de masse kaliveda. URL <http://indra.in2p3.fr/kaliveda/doc/1.11/classKVNucleus.html#ae26fbc0999805579e1586f9b6aeb1a4d>. 71
- [64] R. J. Charity.  $n$ - $z$  distributions of secondary fragments and the evaporation attractor line. *Phys. Rev. C*, 58 :1073–1077, Aug 1998. doi : 10.1103/PhysRevC.58.1073. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.58.1073>. 87
- [65] R. J. Charity. Systematic description of evaporation spectra for light and heavy compound nuclei. *Phys. Rev. C*, 82 :014610, Jul 2010. doi : 10.1103/PhysRevC.82.014610. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.014610>. 87, 124
- [66] E. Vient, L. Manduci, E. Legouée, L. Augey, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, A. Chbihi, D. Dell’Aquila, Q. Fable, L. Francalanza, J. D. Frankland, E. Galichet, D. Gruyer, D. Guinet, M. Henri, M. La Commara, G. Lehaut, N. Le Neindre, I. Lombardo, O. Lopez, P. Marini, M. Pârlog, M. F. Rivet, E. Rosato, R. Roy, P. St-Onge, G. Spadaccini, G. Verde, and M. Vigilante. Validation of a new “3d calorimetry” of hot nuclei with the hipse event generator. *Phys. Rev. C*, 98 :044612, Oct 2018. doi : 10.1103/PhysRevC.98.044612. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.98.044612>. 92
- [67] C. Cavata, M. Demoulins, J. Gosset, M.-C. Lemaire, D. L’Hôte, J. Poitou, and O. Vallette. Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. C*, 42 :1760–1763, Oct 1990. doi : 10.1103/PhysRevC.42.1760. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.42.1760>. 92
- [68] S. Piantelli, L. Bidini, G. Poggi, M. Bini, G. Casini, P. R. Maurenzig, A. Olmi, G. Pasquali, A. A. Stefanini, and N. Taccetti. Intermediate mass fragment emission pattern in peripheral heavy-ion collisions at fermi energies. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :052701, Jan 2002. doi : 10.1103/PhysRevLett.88.052701. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.052701>. 100
- [69] S. Piantelli, P. R. Maurenzig, A. Olmi, L. Bardelli, M. Bini, G. Casini, A. Mangiarotti, G. Pasquali, G. Poggi, and A. A. Stefanini. Distinctive features of coulomb-related emissions in peripheral heavy ion collisions at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 76 :

- 061601, Dec 2007. doi : 10.1103/PhysRevC.76.061601. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.76.061601>.
- [70] G. Ademard, J. P. Wieleczko, J. Gomez del Campo, M. La Commara, E. Bonnet, M. Vigilante, A. Chbihi, J. D. Frankland, E. Rosato, G. Spadaccini, Sh. A. Kalandarov, C. Beck, S. Barlini, B. Borderie, R. Bougault, R. Dayras, G. De Angelis, J. De Sanctis, V. L. Kravchuk, P. Lantesse, N. Le Neindre, J. Moisan, A. D'Onofrio, M. Parlog, D. Pierroutsakou, M. F. Rivet, M. Romoli, R. Roy, G. G. Adamian, and N. V. Antonenko. Decay of excited nuclei produced in  $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$  reactions at 5.5 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 83 :054619, May 2011. doi : 10.1103/PhysRevC.83.054619. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.054619>. 100
- [71] S. Wuenschel, R. Dienhoffer, G. A. Souliotis, S. Galanopoulos, Z. Kohley, K. Hagel, D. V. Shetty, K. Huseman, L. W. May, S. N. Soisson, B. C. Stein, A. L. Caraley, and S. J. Yennello. Isoscaling of fragments with  $z = 1-17$  from reconstructed quasiprojectiles. *Phys. Rev. C*, 79 :061602, Jun 2009. doi : 10.1103/PhysRevC.79.061602. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.061602>. 102
- [72] L. W. May, A. Wakhle, A. B. McIntosh, Z. Kohley, S. Behling, A. Bonasera, G. Bonasera, P. Cammarata, K. Hagel, L. Heilborn, A. Jedele, A. Raphelt, A. Rodriguez Manso, G. Souliotis, R. Tripathi, M. D. Youngs, A. Zarrella, and S. J. Yennello. Neutron-proton equilibration in 35 mev/ $u$  collisions of  $^{64,70}\text{Zn} + ^{64,70}\text{Zn}$  and  $^{64}\text{Zn}, ^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Zn}, ^{64}\text{Ni}$  quantified using triplicate probes. *Phys. Rev. C*, 98 :044602, Oct 2018. doi : 10.1103/PhysRevC.98.044602. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.98.044602>.
- [73] G.A. Souliotis, M. Veselsky, D.V. Shetty, and S.J. Yennello. Heavy-residue isoscaling as a probe of the process of  $n/z$  equilibration. *Physics Letters B*, 588(1) :35–42, 2004. ISSN 0370-2693. doi : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.03.027>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269304004514>.
- [74] A. Le Fèvre, G. Auger, M. L. Begemann-Blaich, N. Bellaize, R. Bittiger, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, B. Bouriquet, J. L. Charvet, A. Chbihi, R. Dayras, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, D. Gourio, D. Guinet, S. Hudan, G. Immé, P. Lantesse, F. Lavaud, R. Legrain, O. Lopez, J. Łukasik, U. Lynen, W. F. J. Müller, L. Nalpas, H. Orth, E. Plagnol, G. Raciti, E. Rosato, A. Saija, C. Schwarz, W. Seidel, C. Sfienti, B. Tamain, W. Trautmann, A. Trzciński, K. Turzó, E. Vient, M. Vigilante, C. Volant, B. Zwiegliński, and A. S. Botvina. Isotopic scaling and the symmetry energy in spectator fragmentation. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :162701, Apr 2005. doi : 10.1103/PhysRevLett.94.162701. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.162701>.
- [75] M. Colonna and M. B. Tsang. Isotopic compositions and scalings. In Philippe Chomaz, Francesca Gulminelli, Wolfgang Trautmann, and Sherry J. Yennello, editors, *Dynamics and Thermodynamics with Nuclear Degrees of Freedom*, pages 165–182, Berlin, Heidelberg, 2006. Springer Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-540-46496-9. 102
- [76] Akira Ono, P. Danielewicz, W. A. Friedman, W. G. Lynch, and M. B. Tsang. Isospin fractionation and isoscaling in dynamical simulations of nuclear collisions. *Phys.*

- Rev. C*, 68 :051601, Nov 2003. doi : 10.1103/PhysRevC.68.051601. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.051601>. 103
- [77] E. Vient, L. Aucey, Bernard Borderie, Abdou Chbihi, Daniele Dell'Aquila, Q. Fable, L. Francalanza, J. Frankland, E. Galichet, Diego Gruyer, D. Guinet, Maxime Henri, Marco La Commara, E. Legouée, G. Lehaut, N. Neindre, Ivano Lombardo, Olivier Lopez, L. Manduci, and M. Vigilante. Understand the thermometry of hot nuclei from the energy spectra of light charged particles. *The European Physical Journal A*, 54, 07 2017. doi : 10.1140/epja/i2018-12531-5. 104
- [78] S Mallik, F Gulminelli, and D Gruyer. Constraining the density dependence of the symmetry energy : the isospin transport ratio revisited. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 49(1) :015102, nov 2021. doi : 10.1088/1361-6471/ac3473. URL <https://doi.org/10.1088/1361-6471/ac3473>. 108
- [79] B. Borderie and M.F Rivet. Nuclear multifragmentation and phase transition for hot nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 61(2) :551–601, 2008. ISSN 0146-6410. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2008.01.003>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641008000045>. 109, XV
- [80] E. Galichet, M. F Rivet, B. Borderie, M. Colonna, R. Bougault, A. Chbihi, R. Dayras, D. Durand, J. D. Frankland, D. C. R. Guinet, P. Lantesse, N. Le Neindre, O. Lopez, L. Manduci, M. Pârlog, E. Rosato, B. Tamain, E. Vient, C. Volant, and J. P. Wieleczko. Isospin diffusion in  $^{58}\text{Ni}$ -induced reactions at intermediate energies. i. experimental results. *Phys. Rev. C*, 79 :064614, Jun 2009. doi : 10.1103/PhysRevC.79.064614. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.064614>. 110
- [81] Denis Lacroix, Aymeric Van Lauwe, and Dominique Durand. Event generator for nuclear collisions at intermediate energies. *Phys. Rev. C*, 69 :054604, May 2004. doi : 10.1103/PhysRevC.69.054604. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.054604>. 120, 122
- [82] J. Błocki, J. Randrup, W.J. Świątecki, and C.F. Tsang. Proximity forces. *Annals of Physics*, 105(2) :427–462, 1977. ISSN 0003-4916. doi : [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(77\)90249-4](https://doi.org/10.1016/0003-4916(77)90249-4). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0003491677902494>. 121
- [83] D. Durand. An event generator for the study of nuclear collisions in the fermi energy domain (i). formalism and first applications. *Nuclear Physics A*, 541(2) :266–294, 1992. ISSN 0375-9474. doi : [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90097-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90097-4). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947492900974>. 122
- [84] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi. Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 68 :2898–2900, May 1992. doi : 10.1103/PhysRevLett.68.2898. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.2898>. 123

- [85] Akira Ono and Hisashi Horiuchi. Antisymmetrized molecular dynamics of wave packets with stochastic incorporation of the vlasov equation. *Phys. Rev. C*, 53 :2958–2972, Jun 1996. doi : 10.1103/PhysRevC.53.2958. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.53.2958>.
- [86] Yoshiko Kanada-En'yo, Masaaki Kimura, and Akira Ono. Antisymmetrized molecular dynamics and its applications to cluster phenomena. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2012(1), 08 2012. ISSN 2050-3911. doi : 10.1093/ptep/pts001. URL <https://doi.org/10.1093/ptep/pts001>. 01A202. 123
- [87] E. A. Uehling and G. E. Uhlenbeck. Transport phenomena in einstein-bose and fermi-dirac gases. i. *Phys. Rev.*, 43 :552–561, Apr 1933. doi : 10.1103/PhysRev.43.552. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.43.552>. 123
- [88] M. Dutra, O. Lourenço, J. S. Sá Martins, A. Delfino, J. R. Stone, and P. D. Stevenson. Skyrme interaction and nuclear matter constraints. *Phys. Rev. C*, 85 :035201, Mar 2012. doi : 10.1103/PhysRevC.85.035201. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.035201>. 123
- [89] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer. A skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities part ii. nuclei far from stabilities. *Nuclear Physics A*, 635(1) :231–256, 1998. ISSN 0375-9474. doi : [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(98\)00180-8](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00180-8). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947498001808>. 123, 124
- [90] Akira Ono. Cluster correlations in multifragmentation. *Journal of Physics : Conference Series*, 420 :012103, mar 2013. doi : 10.1088/1742-6596/420/1/012103. URL <https://doi.org/10.1088/1742-6596/420/1/012103>. 124
- [91] INDRA Collaboration, J. D. Frankland, D. Gruyer, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, A. Chbihi, J. E. Ducret, D. Durand, Q. Fable, M. Henri, J. Lemarié, N. Le Neindre, I. Lombardo, O. Lopez, L. Manduci, M. Pârlog, G. Verde, E. Vient, and M. Vigilante. Model independent reconstruction of impact parameter distributions for intermediate energy heavy ion collisions, 2021. 152

# Liste des figures

1.1	Photo INDRA E789 . . . . .	9
1.2	Schéma de la géométrie d'INDRA . . . . .	10
1.3	Schéma d'un module regroupant 4 télescopes INDRA . . . . .	10
1.4	Carte préamplificateur Si INDRA . . . . .	11
1.5	Electronique INDRA . . . . .	12
1.6	12 blocs montés du multi-détecteur FAZIA . . . . .	13
1.7	Nomenclature des télescopes de FAZIA . . . . .	14
1.8	Différents étages de détection d'un télescope de FAZIA . . . . .	15
1.9	Quartet de FAZIA dont les deux premiers étages de Si ont été démontés. Seuls les CsI sont apparents. . . . .	16
1.10	Carte FEE embarquée de FAZIA et ses différents composants. . . . .	17
1.11	Fonctionnement simplifié d'une carte électronique FEE . . . . .	20
1.12	<i>Block Card</i> de FAZIA . . . . .	21
1.13	Electronique d'un bloc montée dans son sarcophage . . . . .	21
1.14	<i>Regional Board</i> de FAZIA . . . . .	22
1.15	Photo du couplage INDRA-FAZIA . . . . .	23
1.16	Disposition des multi-détecteurs dans la chambre dans la configuration E789 . . . . .	23
1.17	Schéma d'une réaction et du dispositif vu de profil . . . . .	23
1.18	Support mécanique de FAZIA, quatre triplets montés sur un cadre . . . . .	24
1.19	Chambre à vide avec enceinte en place. Vue de profil avec les brides de sortie. . . . .	25
1.20	Plaque de refroidissement en cuivre . . . . .	26
1.21	Refroidissement de FAZIA . . . . .	26
1.22	<i>fazia-scaler</i> : échelles de comptage de FAZIA. . . . .	28
1.23	<i>indra-scaler</i> : échelles de comptage pour INDRA et graphes permettant de vérifier la stabilité du couplage INDRA-FAZIA. . . . .	29
2.1	Histogramme bidimensionnel $\Delta E$ -E d'un télescope d'INDRA. . . . .	33
2.2	Grille d'identifications $\Delta E$ -E INDRA avec projection des PID . . . . .	34
2.3	Particule en Si2-CsI dans FAZIA . . . . .	35
2.4	Grille d'identification $\Delta E$ -E en Si2-CsI dans FAZIA. . . . .	36
2.5	Distribution de PID Si2-CsI dans FAZIA. . . . .	36
2.6	Particule en Si1-Si2 dans FAZIA . . . . .	37
2.7	Grille d'identifications $\Delta E$ -E en Si1-Si2 dans FAZIA . . . . .	37
2.8	Pseudo-PID Si1-Si2 dans FAZIA . . . . .	38
2.9	Distribution du PID Si1-Si2 dans FAZIA . . . . .	39
2.10	Grille d'identifications R/L INDRA avec projection des PID . . . . .	40

2.11	Grille d'identification R/L INDRA ajustée sur l'histogramme bidimensionnel avec projection des PID couronne arrière . . . . .	41
2.12	Grille d'identifications R/L FAZIA avec projection des PID . . . . .	41
2.13	Grille d'identifications PSA FAZIA avec projection des PID . . . . .	43
2.14	Distribution de PID Si1 dans FAZIA . . . . .	43
2.15	Cartes des noyaux identifiés en $\Delta E$ -E . . . . .	44
2.16	Cartes des noyaux identifiés en R/L . . . . .	45
2.17	Carte des particules identifiées en PSA . . . . .	46
2.18	Distributions de PID pour différentes méthodes d'identification. . . . .	47
2.19	PID des éléments légers pour différentes méthodes d'identification. . . . .	48
2.20	Cartes d'identification des noyaux parfaitement identifiés, charge Z versus nombre de neutrons N. . . . .	49
2.21	Distribution du nombre de particules détectées par bloc . . . . .	50
2.22	Nombre de particules identifiées en fonction du numéro de télescope (id-tel) pour les blocs centraux . . . . .	51
2.23	Charge des noyaux détectés (Z) en fonction de leur nombre de neutrons (N) pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à 32 MeV/A et 4 intervalles de multiplicité. . . . .	53
2.24	Carte des seuils en énergie . . . . .	54
3.1	Dispositifs INDRA et INDRA-FAZIA . . . . .	60
3.2	Configuration géométrique des multi-détecteurs. . . . .	60
3.3	Multiplicité campagne 2 et filtre E789 . . . . .	61
3.4	Charge campagne 2 et E789 . . . . .	62
3.5	$\theta$ campagne 2 et E789 . . . . .	63
3.6	Fenêtre d'entrée télescope INDRA . . . . .	63
3.7	Vpar campagne 2 et E789 . . . . .	64
3.8	Charge totale détectée normalisée à celle du système ( $Z_{sys}=56$ ) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée à celle du projectile. Zone 1 : événements <i>complets</i> , zone 2 : zone du QP, zone 3 : événements incomplets, zone 4 : zone de la QC. . . . .	65
3.9	Multiplicité HIPSE+filtre E789 ou campagne 2 . . . . .	68
3.10	Distributions du paramètre d'impact de HIPSE filtré par INDRA ou INDRA-FAZIA . . . . .	68
3.11	Ztot vs ZVpar HIPSE filtré INDRA ou INDRA-FAZIA . . . . .	69
3.12	Cartes Z vs N de HIPSE filtré INDRA Campagne 2 ou INDRA-FAZIA E789 . . . . .	71
3.13	Charge HIPSE+filtre E789 ou campagne 2 . . . . .	72
3.14	Angle polaire $\theta$ HIPSE+filtre E789 ou campagne 2 . . . . .	73
3.15	Vper vs Vpar HIPSE filtré INDRA Campagne 2 ou INDRA-FAZIA E789 . . . . .	75
3.16	Z vs Vpar HIPSE filtré INDRA Campagne 2 ou INDRA-FAZIA E789 . . . . .	77
4.1	Distribution en charge des particules détectées . . . . .	84
4.2	Distribution des angles polaires $\theta$ des particules détectées et dont l'énergie est mesurée pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à 32 MeV/A. . . . .	85
4.3	Charge des particules détectées en fonction de leur vitesse parallèle. . . . .	85
4.4	Vitesse perpendiculaire (Vper) des $\alpha$ en fonction de leur vitesse parallèle (Vpar). . . . .	86

4.5	Ecart-type $\sigma$ des distributions isotopiques en fonction de la charge Z considérée. Les données des 4 systèmes à 32 MeV/A sont représentées. . . . .	87
4.6	Différence entre la masse moyenne $\langle A \rangle$ mesurée et celle $A_{EAL}$ calculée par la formule de l'EAL en fonction de la charge pour les 4 systèmes considérés à 32 MeV/A. . . . .	88
4.7	Charge totale détectée normalisée à celle du système total ( $Z_{sys}=56$ ) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée à celle du projectile. La ligne rouge en pointillés désigne la limite à partir de laquelle il n'y que des empilements d'événements. Système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à 32 MeV/A. . . . .	89
4.8	Charge totale détectée normalisée à celle du système ( $Z_{sys}=56$ ) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée à celle du projectile. Zone I : zone du QP, zone II : événements très incomplets. Figure présentée pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à 32 MeV/A. . . . .	91
4.9	Charge du plus gros fragment de l'événement ( $Z_{max}$ ) en fonction de sa vitesse parallèle ( $V_{par}$ ) dans le référentiel du laboratoire. Les flèches $V_{CM}$ et $V_{proj}$ indiquent respectivement les vitesses du CM et du projectile. . . . .	92
4.10	Distribution de multiplicité des particules chargées détectées pour les événements complets des 4 systèmes. . . . .	93
4.11	Distribution d'énergie transverse totale des particules légères détectées dans les télescopes calibrés $Et_{12}$ normalisée à l'énergie cinétique du projectile pour les événements complets des 4 systèmes. . . . .	94
4.12	Distribution en charge du plus gros fragment des événements complets pour les 4 systèmes. . . . .	95
4.13	Corrélation des variables de dissipation. . . . .	96
4.14	Z vs $V_{par}$ par intervalles de multiplicité. . . . .	98
4.15	Cartes Z vs N par intervalles de multiplicité. . . . .	99
4.16	$V_{perZ1}$ vs $V_{parZ1}$ pour des masses mesurées . . . . .	101
4.17	$ZV_{parZ1}$ vs multiplicité, identification en masse . . . . .	102
4.18	$\delta_{Z1}$ vs multiplicité . . . . .	103
4.19	$\alpha_{Z1}$ vs $Z1$ . . . . .	104
4.20	$C_{sym}$ vs $Z1$ . . . . .	105
4.21	$\delta_{Z1}$ vs multiplicité . . . . .	106
4.22	Rapports de Rami des $Z1$ vs multiplicité. . . . .	107
4.23	Rapports de Rami du plus gros fragment vs $Et_{12}$ . . . . .	108
4.24	$V_{parZ1}$ vs multiplicité . . . . .	110
4.25	Rapports de Rami de l'isospin du $Z1$ vs $V_{parZ1}$ . . . . .	111
4.26	Rapports de Rami des $Z1$ vs $V_{parZ1}$ par intervalles de multiplicité . . . . .	112
4.27	$R(\delta_{Z1} \text{ vs } V_{perZ1} \text{ vs } V_{parZ1})$ en fonction de la multiplicité à 32 MeV/A . . . . .	114
4.28	$R(\delta_{Z1} \text{ vs } V_{perZ1} \text{ vs } V_{parZ1})$ en fonction de la multiplicité à 52 MeV/A . . . . .	115
4.29	Rapports de Rami de populations d'isobares vs multiplicité . . . . .	117
5.1	Distributions de paramètre d'impact des simulations . . . . .	127
5.2	Multiplicité vs $b_{red}$ . . . . .	128
5.3	$Et_{12}/E_{proj}$ vs $b_{red}$ . . . . .	129
5.4	$Z_{max}$ vs $b_{red}$ . . . . .	130
5.5	Distributions de la multiplicité des simulations . . . . .	132



5.6	Distributions en $Et_{12}$ des simulations . . . . .	133
5.7	Distributions en $Z_{max}$ des simulations . . . . .	134
5.8	Distributions en charge des simulations . . . . .	135
5.9	Distributions en $\theta_{Z1}$ des simulations . . . . .	136
5.10	$Z1$ vs $V_{par_{Z1}}$ simulations . . . . .	137
5.11	$V_{per_{Z1}}$ vs $V_{par_{Z1}}$ simulations . . . . .	139
5.12	$\delta_{Z1}$ vs multiplicité simulations . . . . .	141
5.13	$\delta_{Z1}$ vs multiplicité simulations . . . . .	143
5.14	Rapports de $R_{ami}$ vs multiplicité, $Et_{12}$ et $Z_{max}$ : simulations . . . . .	145
A.1	$Z$ vs $V_{par}$ par intervalles de multiplicité. . . . .	III
A.2	$R(\delta_{Z1}$ vs $Z1$ vs $V_{par_{Z1}}$ en fonction de la multiplicité à 32 MeV/A . . . . .	V
A.3	$R(\delta_{Z1}$ vs $Z1$ vs $V_{par_{Z1}}$ en fonction de la multiplicité à 52 MeV/A . . . . .	VI
A.4	$R(\delta_{Z1}$ vs $Z_{max}$ vs multiplicité . . . . .	VIII
A.5	Rapports de $R_{ami}$ des plus gros fragments vs multiplicité. . . . .	X
A.6	Rapports de $R_{ami}$ des plus gros fragments vs $Et_{12}$ . . . . .	XIII

# Annexe A

## Figures annexes

### A.1 Annexe au chapitre 4 : Équilibration en isospin du plus gros fragment, Z1, à l'avant du CM

Dans cette annexe sont discutées une poignée de figures complémentaires au chapitre 4. Elles montrent de manière qualitative mais flagrante les processus d'équilibration éventuels en isospin en fonction de l'énergie incidente.

#### Charge en fonction de la vitesse parallèle des noyaux des événements complets détectés : discussion à 52 MeV/A

La figure A.1 représente la charge de tous les noyaux détectés en fonction de leur vitesse parallèle pour 6 intervalles en multiplicité pour des événements complets. Le nombre moyen de noyaux par événement est représenté en échelle logarithmique par la couleur et la même échelle a été utilisée pour les 6 figures. Elle est présentée pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 52 MeV/A et est ajoutée ici pour tenir lieu de comparaison à la figure 4.14 présentée pour le même système à 32 MeV/A dans le chapitre 4. De la même manière que pour cette dernière les différents intervalles en multiplicité représentent des collisions plus ou moins dissipatives.

La figure A.1a représente les noyaux des événements les moins dissipatifs. Une concentration de noyaux lourds proches de la vitesse initiale du projectile y est visible, ils sont émis en même temps que des particules légères évaporées et de prééquilibre et il n'y a quasiment aucun fragment de charge Z entre 3 et 16. Pour des multiplicité entre 5 et 8 (figure A.1b) et entre 8 et 11 (figure A.1c) il y a progressivement davantage de fragments de masse intermédiaire produits à mi rapidité donc c'est l'apparition d'un col. Il y a également toujours une forte concentration de fragments lourds assimilables à des Z1, davantage qu'à 32 MeV/A. Il apparaît ici que pour un même intervalle de multiplicité, à 52 MeV/A les collisions s'apparentent davantage à une configuration participant/spectateur avec moins d'énergie dissipée par le QP car davantage de gros fragments proches de la vitesse initiale du projectile sont produits. Pour les très grandes multiplicités (figure A.1f) beaucoup noyaux légers ( $Z=1,2$ ) sont produits mais des noyaux de charge comprise entre 3 et 16 sont toujours produits en quantité non négligeable contrairement à ce qui est ob-

servé pour le même intervalle à 32 MeV/A (figure 4.14f).

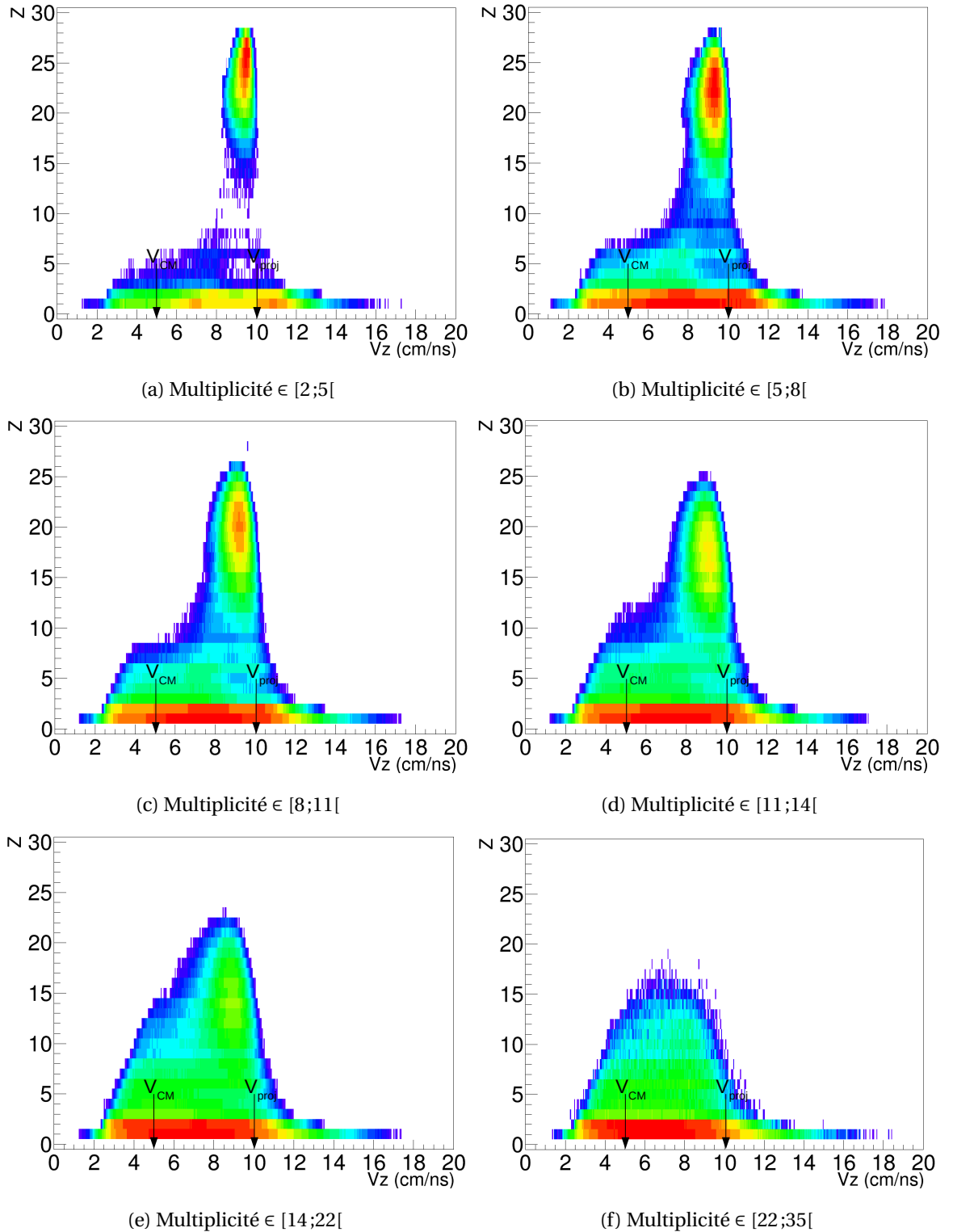


FIGURE A.1 – Diagrammes bidimensionnels de la charge des particules en fonction de leur vitesse parallèle à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire pour les événements complets du système  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  à 52 MeV/A et pour différents intervalles en multiplicité de particules chargées. Les flèches noires  $V_{\text{CM}}$  et  $V_{\text{proj}}$  représentent respectivement la vitesse du CM et la vitesse initiale du projectile.

## Rapports de Rami de l'isospin des plus gros fragments à l'avant du CM en fonction de leur charge et de leur vitesse parallèle : discussion des 2 systèmes mixtes aux deux énergies

Sur les histogrammes bidimensionnels suivants (figure A.2 à 32 MeV/A et figure A.3 à 52 MeV/A) le rapport de Rami de l'isospin des Z1 est représenté en couleur en fonction de leur charge ( $Z_1$ ) et de leur vitesse parallèle ( $V_{parZ_1}$ ). A gauche figure le système mixte de projectile riche en neutrons,  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , à droite celui de projectile riche en protons,  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ . Ces figures se veulent complémentaires des figures 4.27 et 4.28 présentées au chapitre 4.

Une tendance à l'équilibration en isospin des Z1 de chaque système étudié est visible pour les 2 systèmes mixtes aux deux énergies pour les Z1 proches de la vitesse du projectile  $V_{proj}$ . Cette équilibration intervient surtout pour les collisions profondément inélastiques, pour une multiplicité comprise entre 11 et 14, et est bien plus prononcée à 32 MeV/A qu'à 52 MeV/A. En effet, il y a un changement de couleur progressif de la zone du QP indiquant une diffusion en fonction de la multiplicité considérée. De plus, à 32 MeV/A pour les collisions inélastiques et profondément inélastiques (multiplicité comprise entre 8 et 14) une tendance à l'équilibration est visible pour des vitesses parallèles autour de 5,5 cm/ns et les charges entre 6 et 15. Dans cette zone l'apparition de couleur verte semble indiquer l'existence d'un col à l'arrière du QP.

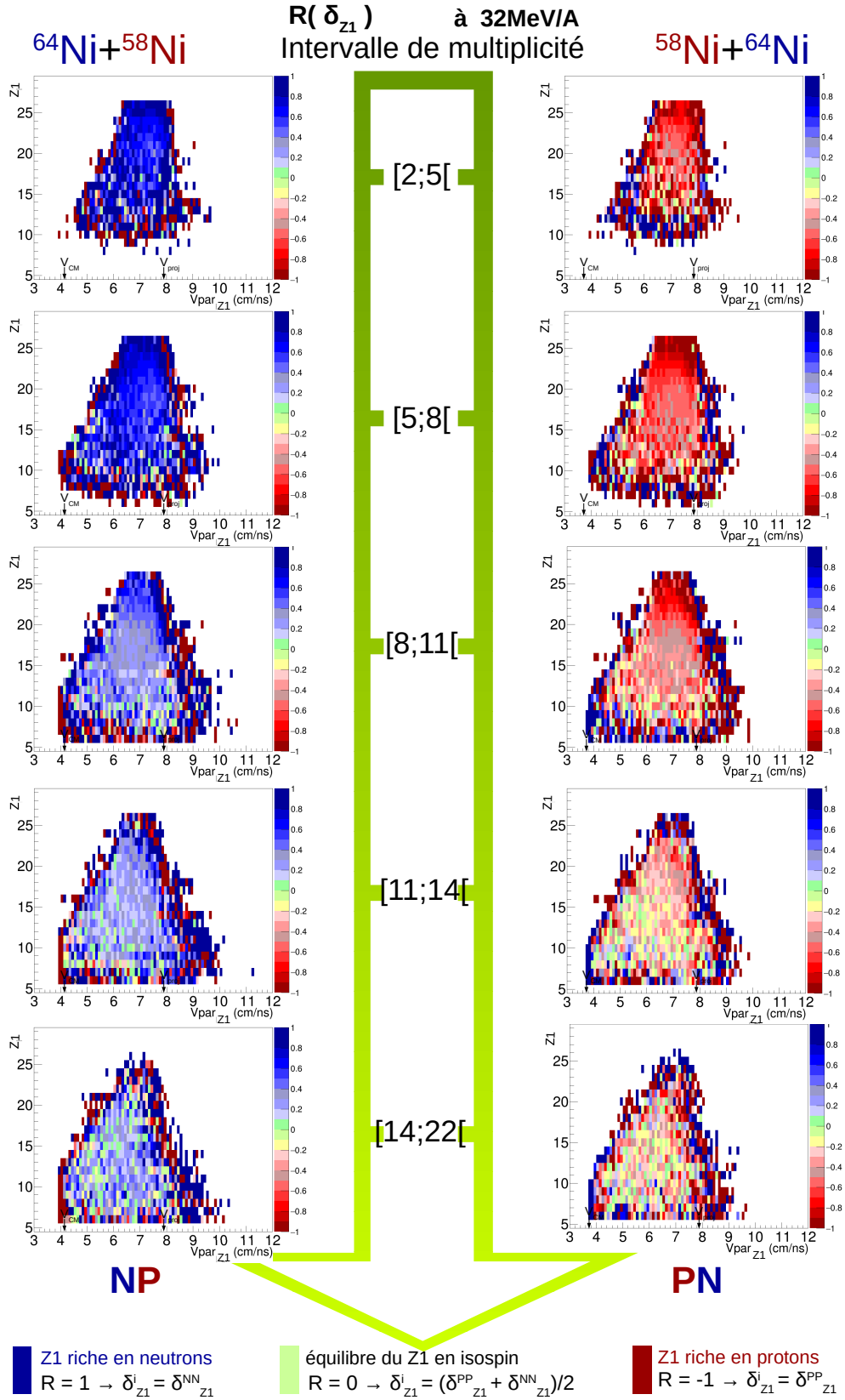


FIGURE A.2 – Rapports de Rami de l’isospin moyen du plus gros fragment à l’avant du CM représentés en couleur en fonction de sa charge Z1 et de sa vitesse parallèle, le tout pour différents intervalles en multiplicité à 32 MeV/A. A gauche pour le système  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , à droite pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ .

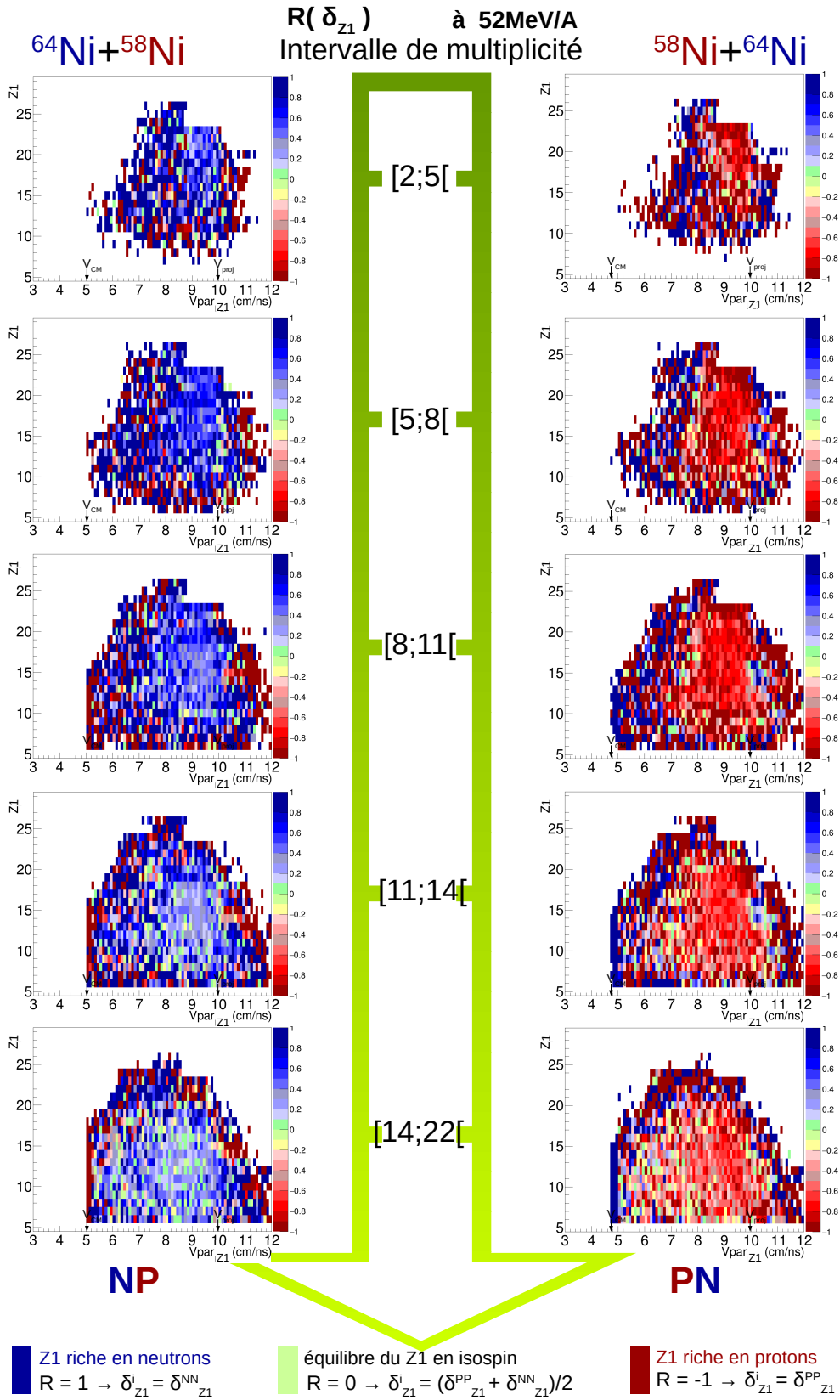


FIGURE A.3 – Rapports de Rami de l'isospin moyen du plus gros fragment à l'avant du CM représentés en couleur en fonction de sa charge  $Z1$  et de sa vitesse parallèle, le tout pour différents intervalles en multiplicité à 52 MeV/A. A gauche pour le système  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , à droite pour le système  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ .

## Rapports de Rami de l'isospin du plus gros fragment à l'avant du CM en fonction de $Z_{max}$ et de la multiplicité : discussion des 2 systèmes mixtes aux deux énergies

La figure A.4 représente les rapports de Rami de l'isospin moyen du Z1 en couleur en fonction de deux variables de dissipation : la charge du plus gros fragment de l'événement et la multiplicité de particules chargées détectées. Cette figure est à interpréter à la lumière de la figure 4.13c représentant la corrélation de ces deux variables de dissipation dans le chapitre 4. Elle est également à interpréter au regard des figures A.5a et A.5b représentant les rapports de Rami de l'isospin des Z1 en fonction de la multiplicité.

Comme montré dans la thèse et quelle que soit l'énergie considérée les rapports de Rami montrent une tendance à l'équilibration lorsque diminue la charge du plus gros fragment ou qu'augmente la multiplicité de particules chargées détectées. Il y a tendance à l'équilibration en fonction de l'énergie dissipée et donc de la centralité de la collision. Cependant cette tendance est bien plus prononcée à 32 MeV/A (figures A.4a et A.4c). Sur ces figures, pour des grands  $Z_{max}$  et une multiplicité comprise entre 2 et 8 les collisions quasi-élastiques montrent un Z1 dont l'isospin est très proche de celui du projectile. En revanche à partir d'une multiplicité de 8 particules chargées les Z1 sont plus équilibrés en isospin, en particulier pour les faibles  $Z_{max}$ . Également, la tendance à l'équilibration est plus marquée pour le système mixte de projectile riche en protons (figure A.4d) sur laquelle une zone plus équilibrée se distingue nettement pour les multiplicités comprises entre 9 et 19 et plus particulièrement pour les petits  $Z_{max}$  compris entre 6 et 11.

Ces figures montrent une tendance à l'équilibration en isospin en fonction de ces deux variables,  $Z_{max}$  et multiplicité. Cette tendance semble néanmoins plus prononcée en fonction de la multiplicité.



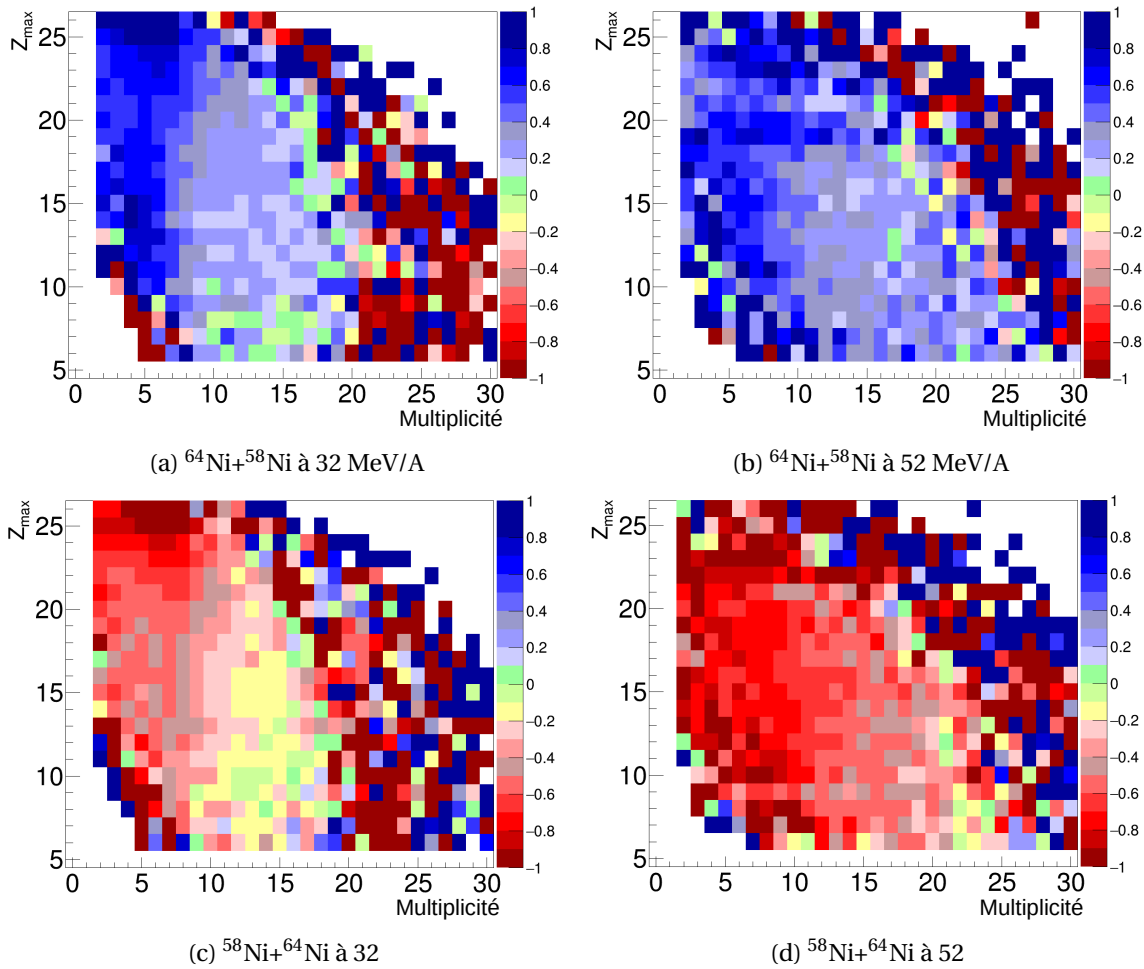


FIGURE A.4 – Rapports de Rami de l'isospin moyen du plus gros fragment à l'avant du CM représentés en couleur en fonction de la charge du plus gros fragment de l'événement et de la multiplicité de particules chargées détectées. En haut pour le système mixte de projectile riche en neutrons  $^{64}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , en bas pour le système mmixte de projectile riche en proton  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ . A gauche pour une énergie de 32 MeV/A et à droite une énergie de 52 MeV/A.

## Rapports de Rami des 3 plus gros fragments à l'avant du CM

Il paraît également intéressant de considérer les isospins des 2e et 3e plus gros fragments émis à l'avant du CM qui sont potentiellement issus d'une zone de faible densité de matière nucléaire entre la QC et le QP lorsqu'un col de matière nucléaire s'est formé (voir 4.1). Des noyaux pouvant correspondre à des fragments de col ont été observés précédemment sur la figure 4.14. Evidemment, l'étude en isospin de ces fragments peut être limitée du fait de la taille relativement petite des noyaux en collisions. le troisième fragment risquant d'être souvent très petit.

La figure A.5 montre les rapports de Rami des isospins moyens des 3 plus gros fragments pour les deux systèmes mixtes en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les points rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche les figures A.5a, A.5c et A.5e présentent respectivement les rapports de Rami R du plus gros fragment à l'avant du CM, du second plus gros fragment à l'avant du CM et du 3e plus gros fragment à l'avant du CM pour un projectile à 32 MeV/A. A droite les figures A.5b, A.5d et A.5f présentent respectivement les rapports de Rami R du plus gros fragment à l'avant du CM, du second plus gros fragment à l'avant du CM et du 3e plus gros fragment à l'avant du CM pour un projectile à 52 MeV/A.

- **Les rapports de Rami du Z1 à 32 MeV/A** (figure A.5a) débutent respectivement, pour la multiplicité de 5, à  $R=0,67$  et  $R=-0,64$  pour les systèmes mixtes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent progressivement de  $R=0$  jusqu'à atteindre  $R=0,2$  et  $R=-0,15$  pour une multiplicité de 16. Cette figure semble indiquer qu'il y a eu échange de nucléons entre la QC et le QP et que cet échange est plus important pour les collisions plus centrales et tend vers l'équilibration en isospin. Il est possible de parler de transport d'isospin.

A 52 MeV/A à présent, figure A.5b, les rapports de Rami du Z1 débutent respectivement à  $R=0,52$  et  $R=-0,87$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent très légèrement de  $R=0$  et atteignent respectivement  $R=0,26$  et  $R=-0,59$  pour une multiplicité de 16. Il ne semble pas y avoir de tendance marquée à l'équilibration en isospin du Z1 à 52 MeV/A.

A noter qu'un QP excité peut évaporer des particules, ce phénomène le rapproche de la vallée de stabilité et par conséquent l'isospin du Z1 tend naturellement vers celui de la vallée de stabilité pour les collisions plus dissipatives et les QP plus chauds. Les noyaux étant plus chauds à 52 MeV/A qu'à 32 MeV/A, il paraît clair que l'isospin initial du QP est plus difficile à conserver pour le Z1 à cette énergie incidente.

- **Les rapports de Rami du 2e plus gros fragment à 32 MeV/A** (figure A.5c) débutent respectivement, pour la multiplicité de 5, à  $R=0,8$  et  $R=-0,38$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils atteignent une équilibration quasiment parfaite et se croisent à  $R\approx 0,05$  pour une multiplicité 10 correspondant à des collisions profondément inélastiques. Après quoi le système de projectile riche en neutrons reste parfaitement équilibré à  $R=0$  tandis que celui riche en protons se stabilise autour de  $R=0,3$  pour les multiplicités supérieures à 12. Ce comportement post équilibration est difficilement compréhensible. Une interpré-

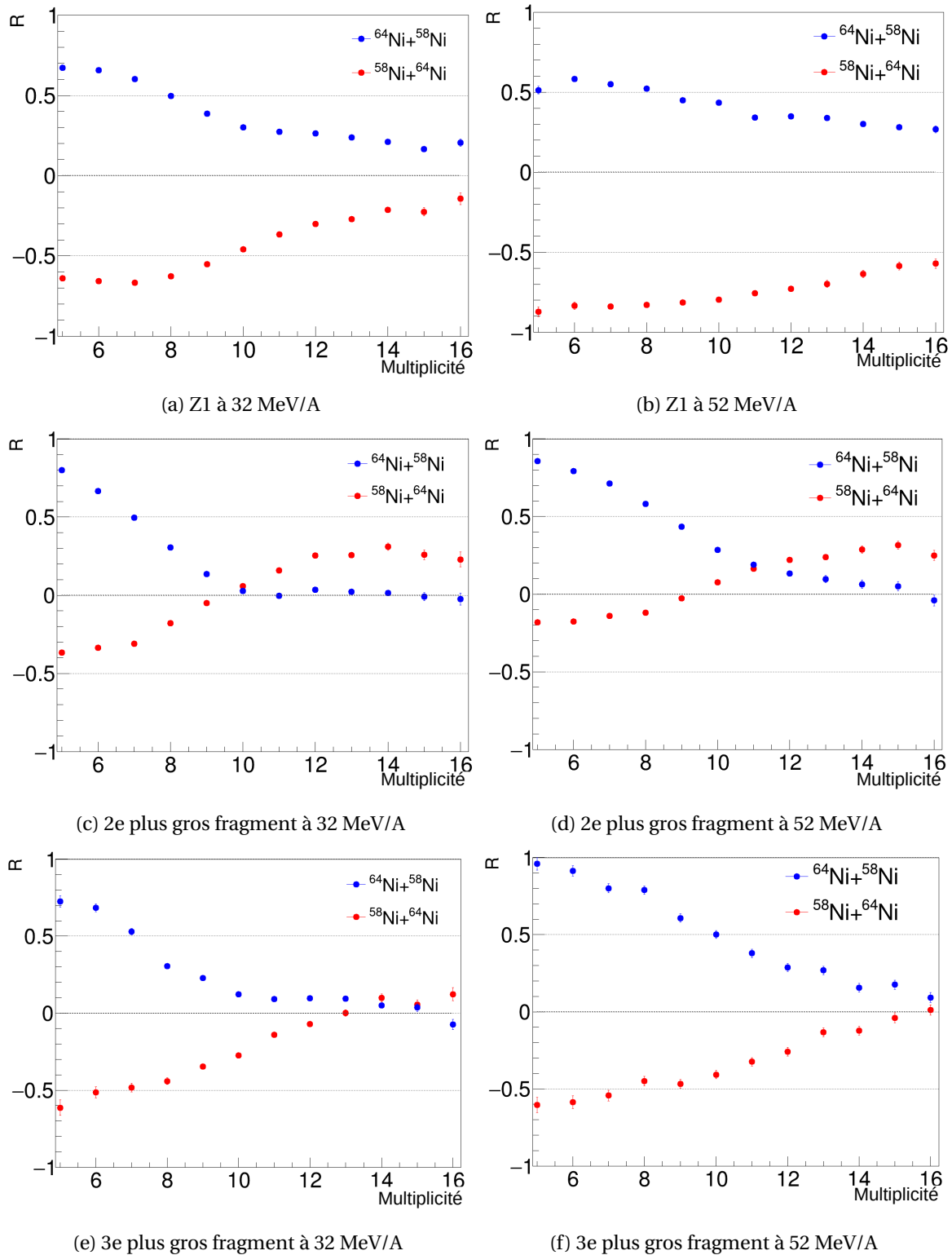


FIGURE A.5 – Rapports de Rami des isospins moyens des 3 plus gros fragments à l'avant du CM pour les deux systèmes mixtes en fonction de la multiplicité de particules chargées détectées. De haut en bas : pour le 1er plus gros fragment, le 2e plus gros fragment et le 3e plus gros fragment. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les ronds rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche sont représentés les systèmes dont le projectile est à 32 MeV/A, à droite ceux dont le projectile est à 52 MeV/A.

tation possible est que, pour les grandes multiplicités, le second plus gros fragment est très petit. Le plus souvent il correspond à un  $\alpha$  ce qui biaise les considérations d'isospin et de mémoire d'une éventuelle zone de col de matière nucléaire.

A 52 MeV/A à présent (figure A.5d), les rapports de Rami du 2e plus gros fragment débutent respectivement à  $R=0,86$  et  $R=-0,18$  pour les systèmes mixtes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Le système de projectile riche en protons atteint  $R\approx 0$  pour une multiplicité de 9 particules chargées et croise le système du projectile riche en neutrons pour une multiplicité de 11 à  $R=0,17$ . Pour cette multiplicité correspondant à des collisions profondément inélastiques et semi-centrales, les seconds plus gros fragments des deux systèmes possèdent en moyenne le même isospin. Passée cette multiplicité les deux systèmes divergent à nouveau avant d'atteindre respectivement  $R\approx 0,3$  pour le système de projectile riche en protons et  $R\approx 0$  pour celui de projectile riche en neutrons. Ce dernier tend donc vers une équilibration parfaite pour les grandes multiplicités et les collisions centrale tandis que le système de projectile riche en protons a tendance à s'enrichir légèrement en neutrons.

Quoi qu'il en soit la question de l'origine de ce deuxième fragment se pose. Il peut venir du QP par évaporation, du col ou du prééquilibre. Il n'y a pas de col pour toutes les collisions. Comme pour le Z1, l'évaporation peut également influencer les rapports isotopiques si le deuxième fragment a été chaud. C'est d'autant plus important qu'ils sont plus petits que le plus gros par définition.

- **Les rapports de Rami du 3e plus gros fragment** à 32 MeV/A (figure A.5e) débutent respectivement, pour une multiplicité de 5, à  $R=0,72$  et  $R=-0,61$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent progressivement de  $R=0$  jusqu'à atteindre  $R=0,05$  pour une multiplicité de 15. Il est possible de parler de tendance à l'équilibration pour ce 3e plus gros fragment, cependant il est risquer d'en affirmer davantage. En effet, pour les grandes multiplicités le 3e plus gros fragment correspond presque toujours à un proton. Par conséquent les rapports tendent vers l'équilibration parfaite artificiellement.

A 52 MeV/A à présent (figure A.5f), les rapports de Rami du 3e plus gros fragment débutent respectivement à  $R=0,96$  et  $R=-0,5$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent progressivement de  $R=0$  jusqu'à atteindre  $R=0,1$  et  $R=0,01$  pour une multiplicité de 16 correspondant aux collisions centrales. De la même manière qu'à 32 MeV/A il est possible de parler de tendance à l'équilibration pour le 3e plus gros fragment mais risqué d'en affirmer davantage car ce dernier correspond majoritairement à des protons pour les grandes multiplicités.

Une fois encore il est possible de mélanger des 3e plus gros ayant des origines différentes, aucune sélection spécifique n'a été faite pour avoir un troisième plus gros venant de manière certaine d'un col. Celui-ci est plus probable pour des collisions semi-périphériques. L'énergie incidente favorise elle aussi plus ou moins l'apparition d'un col de matière lors de la collision.

De manière générale il est intéressant de constater un comportement similaire pour le 2e et 3e plus gros fragments selon l'énergie considérée. Que ce soit pour un projectile à 32 MeV/A ou 52 MeV/A une tendance à l'équilibration en isospin de ces fragments

est visible, ce qui pourrait correspondre à un échange de nucléons dans une potentielle zone de col de matière nucléaire même si la présence de ce dernier est attendue plus facilement à 32 MeV/A. Cette équilibration reste cependant influencée par la taille des 2e et 3e plus gros fragments qui diminuent fortement avec la multiplicité. Concernant le Z1 en revanche, les comportements aux deux énergies sont dissemblables. S'il est possible de parler d'équilibration à 32 MeV/A, en revanche à 52 MeV/A aucun phénomène suffisamment marqué n'est visible. Une interprétation possible est la diminution du temps d'interaction à l'énergie la plus haute laissant moins de temps à un processus de transport d'isospin comme la diffusion ou la migration pour intervenir. Une désexcitation plus importante du QP à 52 MeV/A intervient également.

Afin de confirmer ou d'infirmer les résultats obtenus et d'avoir une idée du rôle éventuel joué par la variable de dissipation, il est possible de réitérer l'étude avec une autre variable de dissipation comme l'énergie transverse des particules légères  $E_{t12}$  supposée également corrélée au paramètre d'impact. La figure A.6 montre les rapports de Rami des isospins des 3 plus gros fragments pour les deux systèmes mixtes en fonction de l' $E_{t12}$  normalisée à l'énergie du projectile. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les ronds rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche les figures A.6a, A.6c et A.6e présentent respectivement les rapports de Rami R du plus gros fragment à l'avant du CM, du second plus gros fragment à l'avant du CM et du 3e plus gros fragment à l'avant du CM pour un projectile à 32 MeV/A. A droite les figures A.6b, A.6d et A.6f présentent ces mêmes rapports de Rami respectifs pour un projectile à 52 MeV/A.

- **Les rapports de Rami du Z1** à 32 MeV/A (figure A.6a) débutent respectivement à  $R=0,51$  et  $R=-0,6$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent progressivement de  $R=0$  jusqu'à atteindre  $R=0,2$  et  $R=-0,25$  pour une  $E_{t12}/E_{proj}$  de 0,08. Cette figure semble indiquer qu'il y a eu échange entre la QC et le QP et que cet échange est plus important pour les collisions plus centrales et tend vers l'équilibration en isospin. Il est possible de parler de transport d'isospin. A 52 MeV/A à présent (figure A.6b), les rapports de Rami du Z1 débutent respectivement à  $R=0,44$  et  $R=-0,78$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent très légèrement de  $R=0$  et atteignent respectivement  $R=0,39$  et  $R=-0,4$  pour une  $E_{t12}/E_{proj}$  de 0,053. Il n'y a aucune équilibration en isospin du Z1 visible à 52 MeV/A.

Les rapports de Rami en isospin des Z1 montrent pour ces deux figures une tendance similaire aux figures A.5a et A.5b pour lesquelles ils sont tracés en fonction de la multiplicité.

- **Les rapports de Rami du 2e plus gros fragment** à 32 MeV/A (figure A.6c) débutent respectivement à  $R=0,78$  et  $R=-0,58$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Rapidement, pour une  $E_{t12}/E_{proj}$  de 0,02, ils se stabilisent à  $R \approx 0,3$  et  $R \approx -0,4$ . Il y a une tendance légère à l'équilibration qui est beaucoup moins nette qu'avec la multiplicité.

A 52 MeV/A en revanche (figure A.6d), les rapports de Rami du 2e plus gros fragment débutent respectivement à  $R=0,82$  et  $R=-0,36$  pour les systèmes de projectiles

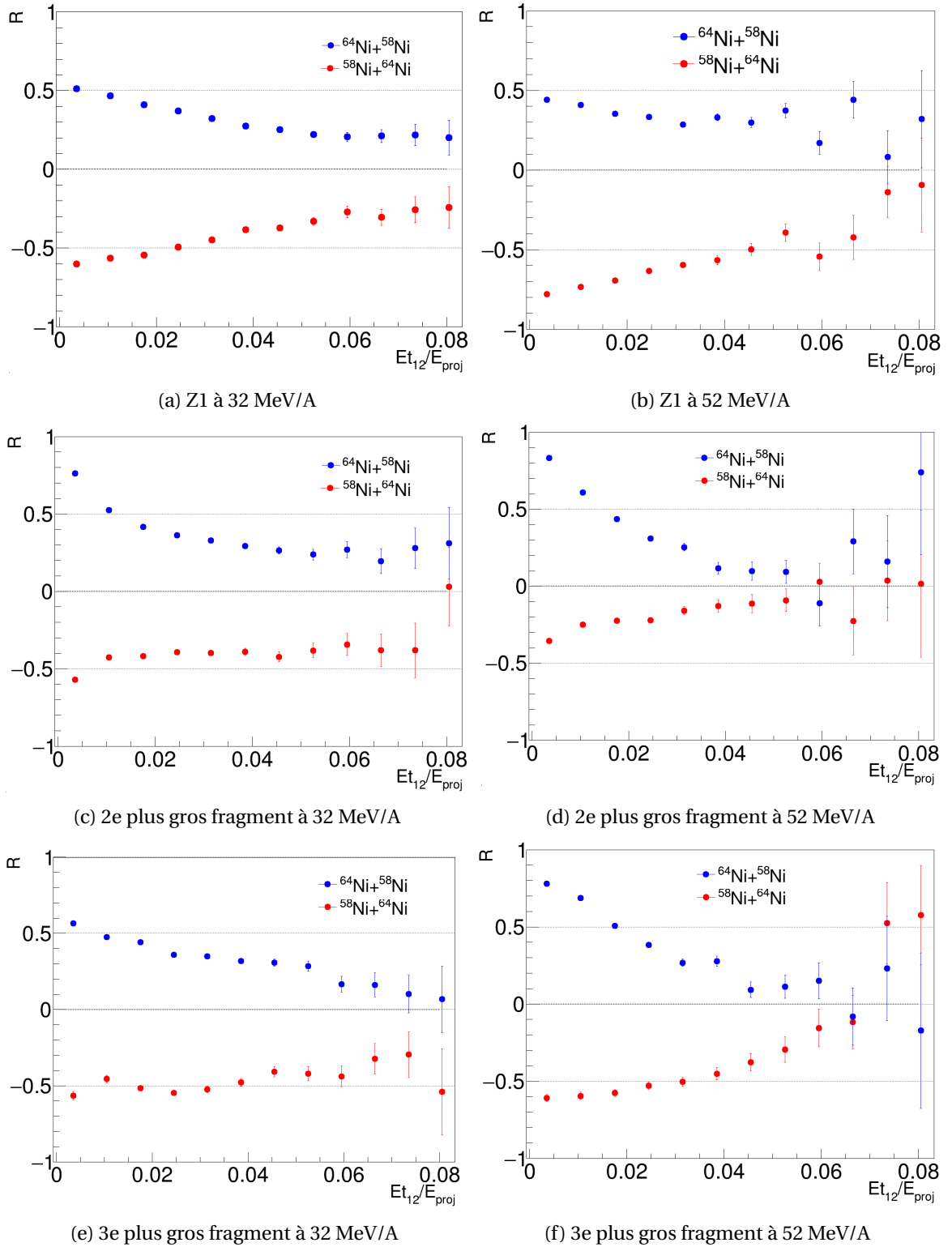


FIGURE A.6 – Rapports de Rami des isospins des 3 plus gros fragments pour les deux systèmes mixtes en fonction de l' $Et_{12}$  normalisée à l'énergie du projectile. De haut en bas : pour le plus gros fragment, le 2e plus gros fragment et le 3e plus gros fragment à l'avant du CM. Les ronds bleus représentent le système avec un projectile riche en neutrons, les points rouges représentent le système pour un projectile riche en protons. A gauche sont représentés les systèmes dont le projectile est à 32 MeV/A, à droite ceux dont le projectile est à 52 MeV/A.

riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent progressivement de  $R=0$  jusqu'à atteindre  $R=0,1$  et  $R=-0,1$ , soit une équilibration apparente presque parfaite pour  $E_{t12}/E_{proj}$  de 0,053. Il est donc possible de parler de tendance à l'équilibration pour le 2e plus gros fragment mais risqué d'en affirmer davantage car ce dernier correspond majoritairement à des particules alphas pour les grandes valeurs de  $E_{t12}/E_{proj}$ .

Pour ces deux figures les rapports de Rami du 2e plus gros fragment ont des comportements différents des figures A.5c et A.5d pour lesquelles ils sont tracés en fonction de la multiplicité. En particulier à 32 MeV/A où très faible tendance à l'équilibration en isospin est visible en fonction de  $E_{t12}/E_{proj}$  contrairement à la figure A.5c. Ce comportement différent selon la variable de dissipation choisie est difficilement interprétable. Il faut rappeler ici que la multiplicité est une observable calculée sur l'intégralité de l'angle solide du détecteur tandis que l' $E_{t12}/E_{proj}$  nécessite la calibration en énergie et n'est donc calculée que sur les particules aux angles polaires  $\theta$  inférieurs à  $45^\circ$ . Par construction son échelle change en fonction de l'énergie considérée et de la centralité de la collision car plus ou moins de particules sont émises dans le domaine angulaire calibré en énergie.

Cela illustre donc le fait qu'il est très difficile d'avoir une ou des variables permettant d'avoir une idée quantitative du paramètre d'impact des événements mesurés, ceci étant important pour les comparaisons avec les modèles.

- **Les rapports de Rami du 3e plus gros fragment** à 32 MeV/A (figure A.6e) débutent respectivement à  $R=0,57$  et  $R=-0,57$  pour les systèmes mixtes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent progressivement de  $R=0$  jusqu'à atteindre  $R=0,18$  et  $R=-0,3$  pour une  $E_{t12}/E_{proj}$  de 0,067 correspondant aux collisions centrales. Il est possible de parler de légère tendance à l'équilibration pour ce 3e plus gros fragment pour le système de projectile riche en neutrons mais cette équilibration est moins prononcée qu'en fonction de la multiplicité (figure A.5e).

A 52 MeV/A à présent (figure A.6f), les rapports de Rami du 3e plus gros fragment débutent respectivement à  $R=0,79$  et  $R=-0,61$  pour les systèmes de projectiles riches en neutrons et riches en protons. Ils se rapprochent progressivement de  $R=0$  jusqu'à atteindre  $R \approx -0,1$  pour une  $E_{t12}/E_{proj}$  de 0,067 correspondant aux collisions centrales. Il est possible de parler de tendance à l'équilibration pour le 3e plus gros fragment de manière plus visible qu'à 32 MeV/A. Cette tendance est plus prononcée pour le système de projectile plus riche en neutrons, tout comme observé en fonction de la multiplicité (figure A.5f). il faut rappeler ici que l'isospin diminue avec la taille du noyau. Les collisions les plus centrales produisent des deuxièmes et troisièmes plus gros fragments plus petits à 52 MeV/A qu'à 32 MeV/A.

Pour ces deux figures les rapports de Rami du 3e plus gros fragment ont des tendances similaires aux figures A.5e et A.5f pour lesquelles ils sont tracés en fonction de la multiplicité. Cependant, là où une tendance à l'équilibration semble plus marquée à 32 MeV/A en fonction de la multiplicité, ici, en fonction de  $E_{t12}/E_{proj}$  elle paraît favorisée à 52 MeV/A. Comme évoqué précédemment, il est difficile de comparer ces deux variables. En effet, il a été montré que leur corrélation est peu prononcée pour les hautes  $E_{t12}$  et les grandes multiplicités (voir figure 4.13a) par conséquent rien n'indique qu'elles sélectionnent les événements de la même ma-

nière en centralité.

La conclusion générale des figures 4.22 et 4.23 est qu'une tendance à l'équilibration en isospin des Z1 est clairement visible en fonction des deux variables de dissipation choisies à une énergie de 32 MeV/A. Le Z1 étant le plus souvent le résidu du QP, il est probable qu'il y ait eu échange de nucléons entre la QC et le QP ce qui semble indiquer un transport d'isospin. Les deux figures montrent également qu'à 52 MeV/A il n'y a pas ou peu d'équilibration en isospin des Z1, peut-être dû au temps d'interaction plus court entre la QC et le QP à cette énergie [79]. Il y a aussi potentiellement un rôle négatif de l'évaporation plus importante.

Concernant les 2e et 3e plus gros fragments, pouvant être issus d'un possible col de matière nucléaire entre la QC et le QP, il est difficile de conclure pour plusieurs raisons. Premièrement il y a, quelle que soit la variable de sélection, le problème de la taille et de la nature du noyau pour les collisions les plus centrales, qui limite la variété des isospins possibles. La deuxième raison est que les collisions les plus dissipatives sélectionnées soit par la multiplicité soit par l'énergie transverse ne correspondent pas aux mêmes événements du point de vue de la centralité de la collision. Les figures résultantes sont donc parfois en désaccord. La tendance générale reste cependant majoritairement à l'équilibration excepté pour la figure A.6c. Les figures, pour lesquelles il semble y avoir équilibration pour ces fragments, peuvent faire penser qu'il y a un processus de diffusion de nucléons au niveau d'un col matière, mais cela reste à montrer de manière plus rigoureuse, pas une sélectivité spécifique d'un tel type de mécanisme.



## Abstract

### Experimental studies of isospin transport and its influence in heavy ions collisions at Fermi energies.

The study of fragmentation reactions produced in heavy-ion collisions has permitted major advances in the understanding of the dynamics and thermodynamics of nuclear matter [29] and is still one of the most promising tools to constrain its equation of state. This fundamental feature in nuclear physics is also a crucial ingredient in the understanding of various astrophysical objects or phenomena : dynamics of supernovae explosion and structure of the remanent neutron star, or interpretation of signals coming from neutron star merger [15, 18].

Up to now, a crucial ingredient was missing in most fragmentation experiments : the isotopic composition of reaction products, it was only accessible for the lightest fragments with existing multi-detectors such as INDRA in GANIL. In this context, the FAZIA collaboration has developed a new generation detector [19, 59] able to measure the charge and mass of fragments up to  $Z=25$  over a broad angular and energy range. Results of first experiments with FAZIA in stand alone mode have been published by the collaboration on the isotopic distribution of measured fragments. Now, twelve FAZIA modules are mounted in GANIL to replace the forward part of INDRA. This INDRA-FAZIA coupling is one of the most powerful detector to constrain the nuclear equation of state asymmetry term. The identification quality and large angular coverage also allow to investigate nuclear collision dynamics, clusterization process at low density, and light nuclei structure and decay modes.

The first INDRA-FAZIA experiment at GANIL was performed in 2019. The main goal is to study the isospin transport properties of nuclear matter by measuring the evolution of the  $N/Z$  equilibration between projectile and target of different initial isospin contents as a function of the collision centrality. In this contribution, I will present the context and first results of this experiment.

*keywords : isospin, transport, diffusion, migration, heavy ions, collisions, nuclear dynamic, multi-detectors.*

## Résumé

### Etudes expérimentales du transport de l'isospin et de son influence dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi.

L'étude des réactions de fragmentation produites lors des collisions d'ions lourds a permis des avancées majeures dans la compréhension de la dynamique et de la thermodynamique de la matière nucléaire [29] et reste l'un des outils les plus prometteurs pour contraindre son équation d'état. Cette caractérisation fondamentale de la physique nucléaire est également un ingrédient crucial pour la compréhension de divers objets ou phénomènes astrophysiques : dynamique de l'explosion des supernovae et structure des étoiles à neutrons, ou interprétation des signaux provenant de la fusion d'étoiles à neutrons [15, 18].

Jusqu'à présent, un ingrédient crucial manquait dans la plupart des expériences de fragmentation : la composition isotopique des produits de réaction. Elle n'était accessible que pour les fragments les plus légers avec les multi-détecteurs existants comme INDRA au GANIL. Dans ce contexte, la collaboration FAZIA a développé un détecteur de nouvelle génération [19, 59] capable de mesurer la charge et la masse de fragments jusqu'à  $Z=25$  sur une large gamme angulaire et énergétique. Les résultats des premières expériences avec FAZIA en mode autonome ont été publiés par la collaboration sur la distribution isotopique des fragments mesurés. Aujourd'hui, douze modules FAZIA sont montés au GANIL pour remplacer la partie avant d'INDRA. Ce couplage INDRA-FAZIA est l'un des multi-détecteurs les plus puissants pour contraindre le terme d'asymétrie de l'équation d'état nucléaire. La qualité de l'identification et la grande couverture angulaire permettent également d'étudier la dynamique des collisions nucléaires, le processus d'agrégation à faible densité, ainsi que la structure et les modes de désintégration des noyaux légers.

La première expérience INDRA-FAZIA au GANIL a été réalisée en 2019. L'objectif principal est d'étudier les propriétés de transfert d'isospin de la matière nucléaire en mesurant l'évolution de l'équilibre  $N/Z$  entre le projectile et la cible de différents contenus initiaux en isospin en fonction de la centralité de la collision. Dans cette contribution, je présenterai le contexte et les premiers résultats de cette expérience.

*mots clefs : isospin, transport, diffusion, migration, ions lourds, collisions, dynamique nucléaire, multi-détecteurs.*