



HAL
open science

Etude expérimentale de la diffusion d'isospin dans les réactions $58,64\text{Ni}+58,64\text{Ni}$ à 32 et 52 MeV/nucléon mesurées avec INDRA-FAZIA

Julien Lemarie

► **To cite this version:**

Julien Lemarie. Etude expérimentale de la diffusion d'isospin dans les réactions $58,64\text{Ni}+58,64\text{Ni}$ à 32 et 52 MeV/nucléon mesurées avec INDRA-FAZIA. Physique [physics]. Normandie Université, 2022. Français. NNT : 2022NORMC263 . tel-04051653

HAL Id: tel-04051653

<https://theses.hal.science/tel-04051653>

Submitted on 30 Mar 2023

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

**Etude expérimentale de la diffusion d'isospin dans les réactions
58,64Ni+58,64Ni à 32 et 52 MeV/nucléon mesurées avec INDRA-
FAZIA**

Présentée et soutenue par
JULIEN LEMARIE

**Thèse soutenue le 14/12/2022
devant le jury composé de**

M. JOSE BENLLIURE	Professeur, SANTIAGO DE COMPOSTELL - UNIVERSIDAD	Rapporteur du jury
MME SYLVIE HUDAN	Directeur de recherche, Université de l'indiana à Bloomington	Rapporteur du jury
MME DIANE DORÉ	Ingénieur, Université Paris Saclay	Membre du jury
M. JOHN FRANKLAND	Chercheur au CNRS, 14 GANIL de CAEN	Membre du jury
MME FANNY FARGET	Directeur de recherche au CNRS, Institut national de physique nucléaire	Président du jury

Thèse dirigée par ABDELOUAHAD CHBIHI (Grand accélérateur national d'ions lourds)



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



laboratoire commun CEA/DRF spirat2 CNRS/IN2P3

Remerciements

Ma thèse est terminée, et il est désormais temps de m'atteler à l'étape la plus importante de la rédaction d'un manuscrit.

Je tiens à remercier José et Sylvie d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et d'avoir lu mon manuscrit avec une grande attention. Merci à Diane pour la lecture et les remarques sur mes travaux lors de ma soutenance. Merci à Fanny d'avoir présidé le jury de ma thèse et merci pour les discussions sur mes travaux qui ont précédé ma soutenance.

Je tiens à remercier Navin et Patricia pour m'avoir accueilli au sein du GANIL lorsque vous avez endossé le rôle de directeur et directrice. Je remercie à nouveau Patricia et Fanny pour avoir permis de prolonger ma thèse de 3 mois pour que je puisse la terminer dans les meilleures conditions possibles.

Je tiens à remercier Abdou et John pour m'avoir permis de réaliser cette thèse, durant laquelle j'ai pu pleinement satisfaire ma curiosité scientifique, et de m'avoir accompagné jusqu'à la fin dans la réalisation de ce manuscrit. Il m'est cependant difficile de vous remercier comme il se doit si je ne remercie pas la collaboration INDRA-FAZIA, qui m'a accueilli à bras ouvert dès mon stage de M2. Merci à Nicolas, Diego, Emmanuel, Olivier, Dominique, Marian et Bernard pour toutes les discussions que j'ai pu avoir avec vous durant ces 3 ans. Initialement un lieu de travail temporaire, la salle D5, dit l'« open-space », s'est assez vite transformée en second bureau où j'ai pu laisser traîner mes affaires personnelles, tel que mon clavier ou encore mon bol de céréales. J'ai pu découvrir les coulisses de l'élaboration d'expérience en physique nucléaire. Entre moments de fabrication de câbles ou d'installation des détecteurs se déroulent des études sur l'aérodynamisme des bouchons d'oreilles, ou encore des guerres de conquête normano-bretonnes.

J'ai eu l'honneur d'avoir la casquette de responsable des doctorants, et je tiens à remercier Christelle et Jean-Eric, responsables du groupe activité de recherche, vous étiez mes interlocuteurs privilégiés pour discuter de l'accueil des doctorants au GANIL.

Mon arrivée au GANIL, qui a été suivie par une pandémie mondiale, me fait penser à une grande aventure de survie. Tel Bear Grylls dans une de ses émissions, je fus balancé seul dans une ville désertée, équipé uniquement de mes Brouillons et de mon Clavier. Me trouvant rapidement sans repères, je n'ai eu pour seul guide un faisceau lumineux qui traversait le ciel à intervalle régulier. Guidé par la lumière d'un phare, j'ai rapidement trouvé le lieu de rassemblement de tous les doctorants. J'y ai retrouvé Valérian, prophète d'emacs qui nous a fait voir la lumière à Alexandre et moi grâce à son rayonnant saint crâne. Avec ton génie et

ton savoir, il n'est guère étonnant qu'un illustre breton a créé un véritable culte envers ta personne. Même si nous ne nous étions jamais vus auparavant, j'ai retrouvé Quentin, autre grand fan de japonaiserie. Qui aurait cru que je rencontrerai un critique de séries renommé dans un laboratoire de physique nucléaire ?

À mon arrivée, j'ai également fait de nombreuses rencontres. Je tiens à remercier mes collègues de bureau : Alexandre l'atomisticien, dont la voix suave en a fait vibrer plus d'un, Armel toujours aussi bien sapé que pour aller à un mariage, mais aussi la tornade du nom de Nishu qui a égayé les journées des doctorants comme leurs soirées. Merci à Dame Fougères¹ pour toutes les discussions scientifiques et politiques. Je n'oublierais jamais cette fameuse séance de comedia en compagnie d'autres personnes que j'ai déjà remercié. Bretonne d'essence, mais parisienne de coeur, sache que je finirais bien par te prouver que la Normandie est supérieure. Merci à Mr le Président Blaise pour m'avoir conseillé lors de mes débuts dans le monde associatif. Je garde précieusement les reliques que sont les dernières cartes de visites d'OPTIC. Enfin, merci à Sylvain. Gardien du phare², tu as réussi à nous unir tous pour nous battre contre l'envahisseur et reprendre contrôle de notre association ! On ira prendre un demi de Kro la prochaine fois que tu passes sur Caen. Merci aussi à Jekabs, Alejandro, Ablaihan pour les moments qu'on a pu passer ensemble.

Puis ce fut à mon tour d'accueillir les nouveaux arrivants. Merci à Abhi de m'avoir fait découvrir des plats indiens et de m'avoir permis de bien me remplir la panse. Merci aussi pour tous les conseils que tu as pu me donner durant ma thèse. Merci à Pablo l'amateur de bon café, Alexis³ le biologiste amateur de bonne lecture, et à Antoine et Marius d'avoir repris les rênes des MasterDoc. Merci à Tom, remplaçant d'Alexandre pour la place de secrétaire de mon bureau. N'oublie pas de faire attention à ta nuque, j'ai vu qu'elle faisait trop souvent un angle droit avec le reste de ton corps. Et surtout n'oublie pas que ta relation avec Carlo ne nous intéresse pas. Merci à Vincent⁴ pour ta curiosité et tous les échanges qu'on a pu avoir autour des sources d'ions. Tu m'as donné le dernier coup de pouce qui m'était nécessaire pour que je me lance dans le monde de la musique. Je ne regrette rien. On se retrouve en répète !

Je me dois aussi de remercier mes collègues de la rue d'à côté. Merci à Joël pour toutes les astuces d'analyse que tu as pu me donner. Tu as été un véritable modèle pour les doctorants, un génie dans tout ce que tu as pu faire, à tel point que « Faire une Joël » a de très nombreux sens. Merci à Savitri qui malgré sa beaufferie sans limites a pu faire preuve d'une éloquence à toute épreuve lors de son arrivée dans le monde associatif. Merci à Léo, tu n'es pas une personne si horrible que ça quand on y réfléchit, et merci à Chiru pour les séances de football l'été. Et finalement merci à mon frère, Al'Aix. On aura fréquenté les bancs de la fac ensemble de la licence jusqu'à la thèse. Tu m'auras trahi plusieurs fois, mais je te pardonne. En tant qu'apôtres d'emacs nous devons nous serrer les coudes pour démontrer quel est le meilleur éditeur de texte. Bonne chance pour faire découvrir la grandeur et la gloire de la Neustrie aux

1. DDF pour ses admirateurs les plus dévoués.

2. Mais aussi, grand berger, dictateur, marionnettiste et je pourrais lui attribuer plein d'autres surnoms péjoratifs, mais il risquerait de les prendre comme des compliments.

3. Attention à ne pas trop t'enfoncer dans le terrier de lapin.

4. C'est bien la dernière fois que j'utilise ce nom !

sudistes.

Durant ma thèse, j'ai aussi eu l'occasion de rencontrer des personnes en dehors du GANIL. Je tiens notamment à remercier Aurora et Quentin pour m'avoir fait découvrir l'escalade, et Anastasia pour les discussions autour de la Sicile et du café. Merci à la CCC pour tous les moments de musique et de pur amusement que j'ai pu avoir lors de l'année 2022. Je vais tout faire pour passer un maximum de temps avec la fanf' désormais !

Je remercie aussi ma famille pour m'avoir soutenu durant tout le long de ma thèse. Votre soutien permanent à beaucoup compter pour moi. Merci à Emilia pour avoir été à mes côtés ces 7 dernières années. Et pour finir, merci à toi Audrey, ma compagne. Ton soutien a été sans faille durant ces derniers mois de ma thèse et je sais qu'à tes côtés mes mollets ne seront jamais trop gonflés. Tu pourras compter sur moi pour t'aider à traverser les épreuves que tu rencontreras durant ta propre thèse.

Table des matières

Table des matières	8
1 Introduction	11
2 Le dispositif expérimental	17
2.1 Le multi-détecteur INDRA	17
2.2 Le multi-détecteur FAZIA	23
2.3 Le couplage INDRA-FAZIA	30
2.4 Déroulement et problèmes rencontrés	33
2.5 Conclusion	34
3 Identification des particules chargées et étalonnage en énergie	35
3.1 Identification des particules chargées	35
3.2 Étalonnage en énergie	45
3.3 Bilan final des étalonnages et identifications	54
3.4 Reconstruction des données avec KaliVeda	55
3.5 Conclusion	56
4 État des données et exclusion des événements double collision	57
4.1 État des données disponibles	57
4.2 Verifications et premières sélections des données	59
4.3 Conclusion	63
5 Estimation de la distribution de paramètre d'impact expérimentale	65
5.1 Présentation des simulations AMD + GEMINI++	65
5.2 Méthode d'estimation du paramètre d'impact	66
5.3 Déduire la forme de $P(b)$ pour E789 à partir des données	70
5.4 Conclusion	79
6 Effets de l'isospin sur les propriétés des noyaux détectés	83
6.1 Définition de domaines de paramètre d'impact	83
6.2 Évolution des observables en fonction de la centralité, de la composition du noyau et de l'énergie de faisceau	84
6.3 Étude de la diffusion d'isospin	91

6.4	Comparaison avec d'autres résultats	96
6.5	Résumé	97
7	Reconstruction du quasi-projectile	99
7.1	Introduction	99
7.2	Présentation de la méthode d'extraction des particules évaporées	100
7.3	Extraction de la multiplicité des particules évaporées	103
7.4	Reconstruction du quasi-projectile	112
7.5	Conclusion	116
8	Conclusions et perspectives	119
A	Bilan des détecteurs	121
B	Distributions de paramètre d'impact associées à chaque intervalle de multiplicité.	125
C	Rénovation de l'électronique d'acquisition de INDRA	131
C.1	Introduction	131
C.2	Test sous faisceau de la nouvelle électronique	132
C.3	La rénovation étape par étape	135
C.4	Présentation de données acquises avec l'électronique renouvelée	139
C.5	Conclusion	140
	Bibliographie	141

Chapitre 1

Introduction

Contexte

En thermodynamique, la notion d'équation d'état est un outil fondamental permettant de relier des grandeurs intensives d'un système comme la pression et la densité à ses grandeurs extensives, tel que le volume ou le nombre de constituants. Dans le cas d'un fluide réel on peut par exemple caractériser un système donné par sa pression, sa densité et sa température, et prédire les conditions dans lesquelles le fluide est à l'état liquide ou à l'état gazeux. Dans le cadre de la physique nucléaire, un système idéal a été défini : la matière nucléaire, constituée d'une infinité de protons et de neutrons et où les effets de surface et la contribution coulombienne peuvent être négligés. Les transitions de phases, la dynamique, et le comportement de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes ont été étudiés, et les résultats ont été appliqués au noyau dans le but de mieux appréhender les phénomènes de fission et de clusterisation du noyau [1, 2, 3]. De plus, afin de mieux appréhender les effets coulombiens dans un noyau, des études ont été réalisées pour une matière nucléaire composée d'un nombre de neutron et de proton différents [4].

Ainsi, l'équation d'état de la matière nucléaire permet de décrire les propriétés des noyaux et la dynamique des collisions d'ions lourds, mais elle permet aussi de décrire des phénomènes astrophysiques tel que l'effondrement du coeur des supernovae, la formation et les propriétés des étoiles à neutrons, ou encore la fusion de systèmes binaires d'étoiles compactes [5]. Ces objets astrophysiques sont de véritables amas de matière nucléaire, l'équation d'état reliant alors l'infiniment petit à l'infiniment grand.

L'équation d'état de la matière nucléaire peut être formulée comme une somme de deux termes tel que :

$$\frac{E(\rho, \delta)}{A} = E_{is}(\rho, \delta = 0) + E_{iv}(\rho, \delta) \quad (1.0.1)$$

où E_{is} la composante isoscalaire qui ne dépend que de la densité nucléonique $\rho = \rho_n + \rho_p$ (avec ρ_n et ρ_p les densités de neutrons et de protons respectivement) et où E_{iv} est la composante isovectorielle qui dépend non seulement de la densité nucléonique, mais aussi de l'asymétrie

en isospin $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$. Le premier terme E_{is} correspond à la matière nucléaire symétrique dans laquelle le nombre de protons est identique au nombre de neutrons ($N = Z$) tandis que le second terme correspond à la matière nucléaire asymétrique dans laquelle le nombre de protons et de neutrons peuvent être très différents ($N \neq Z$).

Si l'on réécrit l'équation 1.0.1 selon une série de puissance de δ [6], on peut alors définir l'équation d'état tel que :

$$\frac{E(\rho, \delta)}{A} = E_0(\rho) + \delta^2 E_{sym}(\rho)$$

où $E_0(\rho)$ est l'énergie de la matière nucléaire symétrique et $E_{sym}(\rho)$ l'énergie de la matière nucléaire asymétrique, aussi appelée énergie de (a)symétrie. Un développement en série de Taylor aux alentours de la densité de saturation $\rho_0 = 0.155 \pm 0.005 \text{ fm}^{-3}$ de ces deux termes permet de les décomposer en coefficient. Pour $E_0(\rho)$, on obtient :

$$E_0(\rho) = e_0(\rho_0) + \frac{K_0}{18} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + O \left(\left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \right)$$

avec l'énergie de saturation $e_0(\rho_0) = -15.8 \pm 0.3 \text{ MeV}$ et le module d'incompressibilité $K_0 = 240 \pm 20 \text{ MeV}$, qui sont bien contraints grâce à des études expérimentales et théoriques [7, 8, 9].

Pour le terme $E_{sym}(\rho)$, le développement de Taylor donne :

$$E_{sym} = S_0 + \frac{L_{sym}}{3} \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} + \frac{1}{18} K_{sym} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + o \left(\left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^3 \right)$$

avec S_0 l'énergie de symétrie à la densité de saturation, $L_{sym} = 3\rho_0 \frac{\partial E_{sym}(\rho)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_0}$ le paramètre de pente à la densité de saturation et $K_{sym} = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 E_{sym}(\rho)}{\partial \rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0}$ le paramètre de courbure à la densité de saturation. Le coefficient S_0 est estimé à $32.7 \pm 1.5 \text{ MeV}$. En revanche, les coefficients L_{sym} et K_{sym} sont bien moins contraints et ont respectivement une incertitude relative de 30% ($L_{sym} \in [40; 80] \text{ MeV}$) et de 100% [7, 9, 10]. L'apport de contraintes sur ces coefficients est actuellement un enjeu majeur pour les études qui portent sur l'équation d'état de la matière nucléaire [11, 12]. En effet, l'incertitude sur le coefficient L_{sym} a une grande influence sur les modélisations d'étoiles à neutrons. Par exemple, une variation de $\pm 20 \text{ MeV}$ sur celui-ci induit une variation de l'ordre du kilomètre sur la modélisation du rayon d'une étoile à neutrons.

Les moyens expérimentaux permettant de contraindre les coefficients de l'équation d'état peuvent être classifiés en deux groupes : les observations astrophysiques et les collisions d'ions lourds.

L'observation d'objets astrophysiques permet de contraindre l'équation d'état pour des densités bien supérieures à la densité de saturation. La détermination du rayon des étoiles à neutrons en est un excellent moyen [13, 14] et de nombreux efforts sont déployés dans ce but, notamment avec la mission « *Neutron star Interior Composition explorER* » (NICER) [15]. Plus récemment, l'observation de la fusion d'un système binaire d'étoiles compactes par les

télescopes LIGO et VIRGO ouvre un autre champ possible dans l'apport de contraintes aux coefficients de l'équation d'état [16].

En revanche, les collisions d'ions lourds sont le seul moyen de soumettre des systèmes nucléaires à des contraintes extrêmes sous des conditions contrôlées en laboratoire. Le choix de la cible, du projectile, et de l'énergie de bombardement permet de faire varier les conditions de densité, de température et d'asymétrie en charge (isospin, N/Z) auxquelles est soumis le système. Ces collisions conduisent le système loin de l'équilibre thermodynamique (proche de conditions que l'on peut observer lors de phénomènes astrophysiques) de par les échanges d'énergie et de nucléons advenant entre la cible et le projectile, mais aussi de par le recouvrement des deux noyaux qui donne alors des systèmes nucléaires fortement comprimés et excités. Ceux-ci retrouvent par la suite un état énergétique stable via différents processus de désexcitations. Déterminer expérimentalement les coefficients de l'équation d'état est en revanche impossible, et les travaux expérimentaux sont toujours suivi par des comparaisons avec des modèles théoriques. Il existe diverses approches expérimentales permettant de contraindre les coefficients de l'équation d'état : la mesure de la peau de neutrons de noyaux [17], qui a été réalisée pour des noyaux de ^{208}Pb et de ^{48}Ca [18, 19, 20] via la diffusion élastique d'électrons. La mesure avec une chambre à dérive de pions produit lors de collisions de noyaux d'étain à haute énergie [21]. Ou encore, l'étude de la diffusion d'isospin lors de la collisions de noyaux aux alentours de l'énergie de Fermi [22] qui est le sujet de cette thèse.

Dans l'approximation hydrodynamique, des courants de matière ou d'impulsion apparaissent pour contrer tout écart à l'équilibre global du système étudié. Si par exemple deux parties du système n'ont pas la même densité (un gradient de densité $\nabla\rho$ est alors présent) de la matière sera transférée de l'endroit à plus forte densité vers celui de plus basse densité (par un courant) jusqu'à ce que la densité soit la même partout. Lors de l'interaction entre les noyaux cible et projectile, un col de matière se forme. Par le biais de ce col, des nucléons peuvent être transférés d'un noyau à l'autre. En plus d'un gradient de densité, le col de matière et les caractéristiques des deux noyaux induisent un gradient d'isospin. Les courants régissant l'équilibration de la densité et de la charge au sein du système projectile-cible peuvent être décrit comme un courant de proton (j_p) et un courant de neutron (j_n). Le lien entre ces courants et les gradients peut être formulé selon l'équation suivante [10, 23] :

$$\vec{j}_n - \vec{j}_p \propto \delta \left(\frac{\partial E_{sym}}{\partial \rho} \right) \vec{\nabla} \rho - \rho E_{sym} \vec{\nabla} \delta \quad (1.0.2)$$

Le premier terme de la partie droite de l'équation est généralement appelé « migration de l'isospin » quand le second terme est appelé « diffusion de l'isospin ». Les termes de migration et de diffusion dépendent tout deux de l'énergie de symétrie E_{sym} . Faire varier le nombre de protons et de neutrons présent dans les noyaux de la réaction permettrait de faire varier le gradient d'isospin tandis que faire varier l'énergie du faisceau permettrait de faire varier le gradient de densité ainsi que le temps d'interaction entre les deux noyaux. Ainsi, mesurer expérimentalement l'isospin δ (soit la masse et la charge des produits de réaction) peut permettre d'observer la différence d'intensité des courants et d'accéder au terme de l'énergie

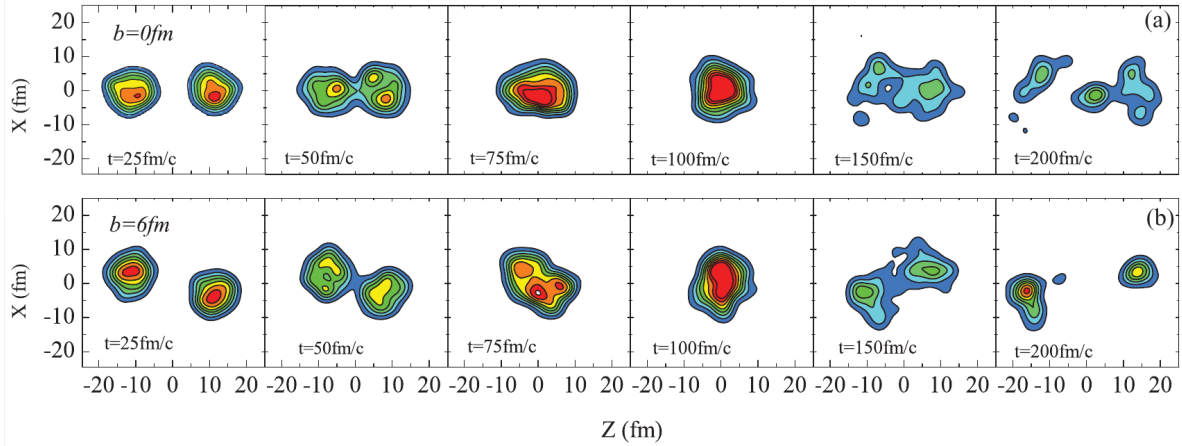


FIGURE 1.0.1 – Profil de densité sur un plan de réaction de la matière nucléaire à différents instants d’une collision de $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}@50 \text{ MeV}/A$ réalisé avec une simulation Quantum Molecular Dynamics (QMD) pour deux paramètres d’impact. Figure extraite de [24].

de symétrie, à condition que les résultats expérimentaux soit comparés avec des modèles de transports.

Moyens et objectifs expérimentaux

La densité de la matière nucléaire lors d’une collision de noyaux est non seulement régie par l’énergie du faisceau, mais elle est également régie par le paramètre d’impact. On le constate sur la figure 1.0.1 présentant le profil de densité de la matière nucléaire pour une collision de deux noyaux d’étain. Elle montre que les variations de densité pour deux paramètres d’impact différent fortement, notamment pour $t = 50 \text{ fm}/c$ où la matière nucléaire semble plus compressée à $b = 0 \text{ fm}$, et à l’inverse pour $t = 150 \text{ fm}/c$ la matière semble plus compressée pour $b = 6 \text{ fm}$. La densité elle-même étant inaccessible expérimentalement, il convient d’utiliser des observables représentant la dissipation d’énergie et les variations potentielles de densité lors d’une collision. Il existe plusieurs observables de dissipation qui sont largement utilisées au sein de la communauté pour estimer la centralité d’une collision : la multiplicité de particules chargées et l’énergie transverse totale des particules légères [25, 26], qui nécessitent d’avoir une grande couverture de l’angle solide autour de la cible, ou encore la vitesse et la charge du résidu du projectile [27, 28, 29]. À partir de ces observables, plusieurs méthodes d’estimation du paramètre d’impact ont été développées. Nous en discutons en détails dans le chapitre 5.

En outre, les Quasi-Projectile (QP) et Quasi-Cible (QC) formés au cours de la réaction après les échanges de nucléons (modélisés à $t = 200 \text{ fm}/c$ sur la figure 1.0.1) ne sont pas accessibles directement. Dans un état excité, ils vont se désintégrer et émettre une quantité (liée à la dissipation) plus ou moins grande de particules légères, qui elles parviennent jusqu’aux détecteurs. Il est donc nécessaire de choisir une observable expérimentale permettant de représenter le transport d’isospin qui est advenu. Ou alors il est possible de reconstruire

le quasi-projectile à l'aide des informations sur les collisions récoltées par les détecteurs. Les deux cas sont étudiées dans ce mémoire de thèse.

Dans le premier cas, de nombreuses observables expérimentales ont été utilisées dans de nombreux travaux [25, 30, 31, 32, 33, 34, 35]. On retrouve parmi elles la mesure de la charge et de la masse du plus gros fragment détecté, qui dépendent des caractéristiques du QP, car la probabilité qu'il en soit le résidu après évaporation est grande. Le rapport neutrons sur protons $\frac{N}{Z}$ du résidu du projectile est l'observable que nous utilisons majoritairement dans ce mémoire. D'autres méthodes reposent sur la mesure d'isobares et d'isotopes, comme la loi d'échelle *isoscaling* [36, 37, 38].

Afin d'amplifier de faibles signaux et de compenser les possibles biais expérimentaux, les rapports de Rami [39] sont utilisés. Ils reposent sur la comparaison d'une observable X sensible à l'isospin extraite de réactions entre noyaux riches en neutrons (NN), pauvres en neutrons (PP) et de réactions intermédiaires. Ils sont définis comme :

$$R = \frac{2X^i - X^{NN} - X^{PP}}{X^{NN} - X^{PP}} \quad (1.0.3)$$

avec i une réaction mixte PN ou NP . Un tel rapport permet potentiellement¹ de s'affranchir de la désexcitation secondaire des QP et QC [40, 30], mais il permet de partiellement s'affranchir de l'asymétrie du dispositif expérimental en rapportant les réactions asymétriques aux réactions riches et pauvres en neutrons qui servent de références.

Toutes ces étapes sont strictement nécessaires mais néanmoins insuffisantes pour contraindre l'équation d'état de la matière nucléaire. Il est nécessaire de comparer les résultats expérimentaux à des modèles de transports. Il n'en reste que ce n'est pas trivial. Les QP et QC produits par les simulations de transports doivent être injectés dans un modèle de désexcitation statistique puis filtré avec une modélisation du dispositif expérimental. Toutes ces étapes peuvent ajouter un biais : les équations d'état implémentées dans le modèle de désexcitation statistique et le modèle de transport peuvent être différentes, et la modélisation du dispositif expérimental n'est jamais aussi fidèle que l'expérience elle-même. La reconstruction d'un QP expérimental permettrait de s'affranchir de ces biais, car les données simulées n'aurait pas besoin d'être altérées pour être comparées aux données expérimentales. Des travaux de reconstruction ont déjà été réalisés très récemment [35, 26].

Description de l'étude menée

Dans le but d'étudier les propriétés de la diffusion d'isospin advenant lors de collisions de noyaux lourds aux alentours de l'énergie de Fermi, les détecteurs INDRA [41, 42], qui possède une grande couverture de l'angle solide autour de la cible, et FAZIA [43], qui a de grandes capacités d'identification en masse, ont été combinés pour la première fois lors d'une campagne expérimentale au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) pour mesurer les réactions $^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni} @ 32, 52 \text{ MeV}/A$. Cette expérience porte le nom de E789. L'ensemble des travaux que nous avons mené au court cette thèse se décomposent en 6

1. Nous en rediscutons dans le chapitre 7.

chapitres. Ils se situent dans la continuité des travaux déjà réalisées sur l'expérience E789 [32] et ont pour objectif de préparer les données expérimentales à la comparaison à des modèles.

Dans le chapitre 2 est présenté le dispositif expérimental. Les caractéristiques géométriques, le fonctionnement des détecteurs, ainsi que le fonctionnement de l'électronique d'acquisition des données des multi-détecteurs INDRA et FAZIA y est présenté. Y est également présenté le couplage mécanique et électronique des deux multi-détecteurs.

Le chapitre 3 décrit toutes les méthodes d'identification des particules et d'étalonnage des détecteurs utilisées lors du dépouillement des données.

Le chapitre 4 présente les sélections qui ont été réalisées afin d'exclure les événements présentant des caractéristiques de charge ou d'impulsion totale pouvant correspondre à l'enregistrement de deux collisions simultanées.

Le chapitre 5 nous permet de répondre à la problématique du paramètre d'impact. En utilisant les distributions de multiplicité de particules chargées de chaque réactions, nous estimons une distribution de paramètre d'impact associée à chaque réaction. Ces distributions nous permettent d'avoir une observable de dissipation commune entre simulations et expériences. Les résultats de ce chapitre sont ensuite utilisés dans le chapitre 6 pour traiter l'évolution des observables physiques en fonction du paramètre d'impact. L'évolution des multiplicités de particules chargées en fonction du paramètre d'impact et des réactions de E789. La diffusion d'isospin est étudié à l'aide du rapport $\frac{N}{Z}$ du résidu du projectile, puis nous appliquons les rapports de Rami sur cette observable.

Le chapitre 7 est centré sur l'étude de la corrélation entre les produits de réaction détectées afin de déterminer les multiplicités moyennes de particules légères émises lors de la désexcitation de fragments. Ces multiplicités sont ensuite utilisées dans le but de remonter à une étape de la collision antérieure à la désexcitation. La compensation des effets de la désexcitation des QP par le rapport de Rami est vérifié, et nous étudions à nouveau la diffusion d'isospin avec ces nouvelles données.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

Le but de l'expérience E789 est de contraindre l'énergie de symétrie et sa dépendance en densité. Pour cela il est nécessaire d'étudier le résultat de l'interaction entre deux noyaux et notamment quantifier la quantité de protons et de neutrons qui a pu être échangé au cours de la réaction. Cela implique deux choses : nous devons être capable de mesurer la masse des résidus des noyaux projectiles issus des réactions et ainsi qu'être capable de récolter un maximum de produits de réaction afin de reconstruire les mécanismes entrant en jeu lors de l'interaction.

L'utilisation des multi-détecteurs INDRA et FAZIA s'est donc imposée. FAZIA excelle dans la mesure de masse des particules qu'il détecte tandis que INDRA, avec sa grande couverture de l'angle solide, permet de récolter une grande proportion des produits de réaction.

Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons les caractéristiques de chaque multi-détecteur : leurs géométries, leurs détecteurs et leurs électroniques respectives. On terminera par la présentation du couplage INDRA-FAZIA tant au niveau mécanique qu'au niveau de la mise en coïncidence de leurs électroniques d'acquisition.

2.1 Le multi-détecteur INDRA

INDRA (Identification des Noyaux et Détection avec Résolution Accrue) est un multi-détecteur qui a été développé et construit dans la fin des années 80 et le début des années 90. Depuis sa construction, il a été utilisé dans de nombreuses expériences, soumis à de nombreux faisceaux allant du carbone à l'uranium, et couplés à d'autres détecteurs tels que VAMOS, CHIMERA, ou dernièrement, FAZIA.

La configuration et les caractéristiques initiales du multi-détecteur sont décrites de manière très détaillée dans les références [41, 42]. Le couplage avec FAZIA a cependant nécessité quelques modifications et ses principales caractéristiques pour E789 sont les suivantes :

- Couverture angulaire d'environ $\sim 80\%$ de l'angle solide autour de la cible.
- Grande granularité avec 240 modules de détection indépendants.
- La mesure en charge de toutes les particules et une mesure en masse jusque $Z = 8$ si elles ont été détectées par un télescope à deux étages. Une mesure en masse et charge

jusqu'à $Z = 5$ sinon.

Dans les paragraphes suivants, nous présenterons plus en détails la géométrie du dispositif de détection, les détecteurs qui le composent ainsi que l'électronique d'acquisition et le dispositif de déclenchement.

Géométrie

INDRA dans sa configuration pour E789 est constitué de 12 couronnes à symétrie cylindriques centrées sur l'axe du faisceau constituées d'un total de 336 détecteurs. Deux types de détecteurs sont utilisés : des scintillateurs en iodure de césium dopés au thallium (CsI(Tl)), ainsi que des semi-conducteurs siliciums (Si).

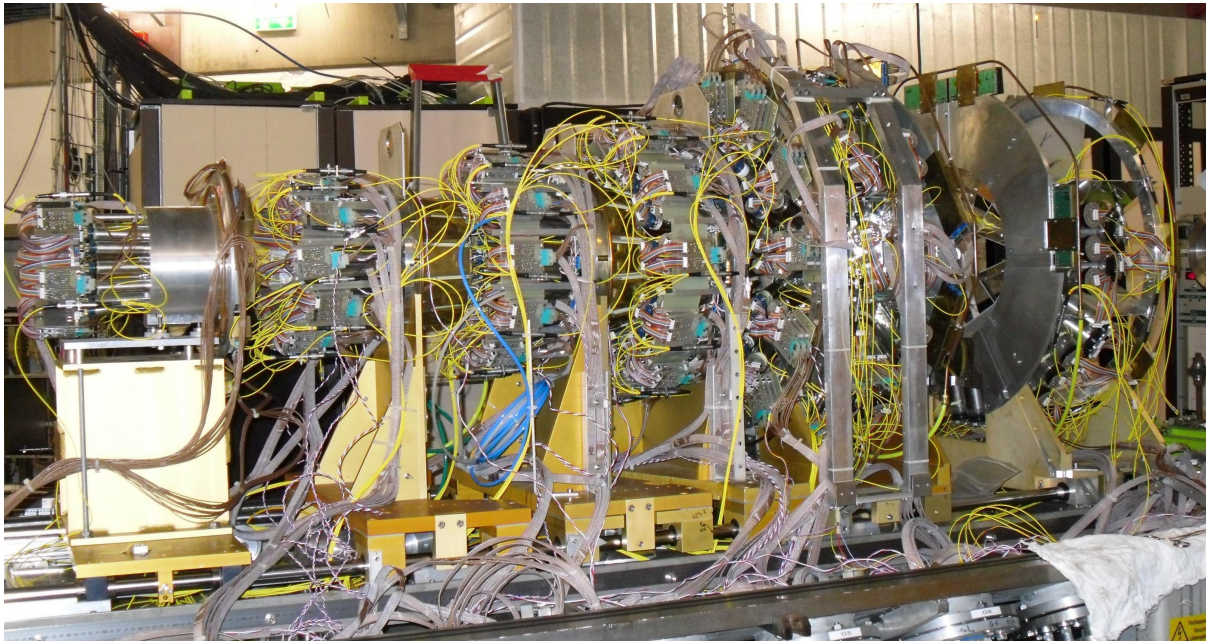
La couverture de l'angle solide par INDRA est d'environ $\sim 80\%$ et avec sa grande granularité il est possible de détecter plusieurs dizaines de particules simultanément.

Avec la cinématique des réactions, les produits de réaction les plus chargés sont attendus vers les angles avant ($\theta < 45^\circ$). Pour cette raison les détecteurs siliciums ont été placés à l'avant et ont été combinés avec des scintillateurs CsI afin de mesurer la charge de tous les fragments incidents.

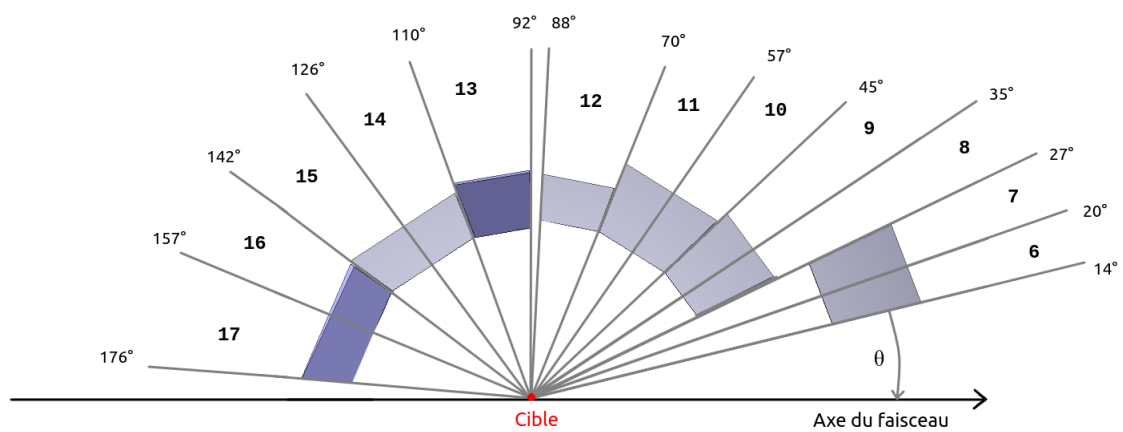
La répartition exacte des détecteurs, ainsi que leur nombre, leur épaisseur et leur couverture angulaire, est décrite dans le tableau 2.1.1. Une photographie de INDRA dans sa configuration initiale est présentée sur la figure 2.1.1. Pour E789, les couronnes les plus à l'avant ne sont pas présentes. Un schéma de la géométrie pour E789 est présente sur la même figure.

Couronne n°	CsI(Tl)					Si
	θ_{min} (°)	θ_{max} (°)	N	$\Delta\phi$ (°)	e (mm)	e (μm)
6	14	20	24	15	97	150
7	20	27	24	15	97	150
8	27	35	24	15	90	300
9	35	45	24	15	90	300
10	45	57	24	15	76	Aucun
11	57	70	24	15	76	Aucun
12	70	92	24	15	48	Aucun
13	92	110	24	15	60	Aucun
14	110	126	16	22.5	50	Aucun
15	126	142	16	22.5	50	Aucun
16	142	157	8	45	50	Aucun
17	157	176	8	45	50	Aucun

TABLE 2.1.1 – Tableau résumant la géométrie d'INDRA. θ : angle polaire, N : nombre de détecteur par couronne, ϕ : angle azimuthal du détecteur, e : épaisseur du détecteur pour les CsI(Tl), épaisseur nominale pour les Si.



(a)



(b)

FIGURE 2.1.1 – a) Photographie de INDRA dans sa configuration classique. b) Schéma de la disposition des couronnes d'INDRA pour l'expérience E789. La direction et le sens du faisceau sont représentés.

Les détecteurs

Les scintillateurs à iodure de césium dopés au thallium CsI(Tl)

Les 240 scintillateurs à iodure de césium dopés au thallium (CsI(Tl)) sont présents sur toutes les couronnes, chacun couplé à son photomultiplicateur. La longueur des scintillateurs dépend de l'angle auxquels ils sont placés : plus l'angle θ est grand, plus l'épaisseur des CsI(Tl) est petite. La cinématique impliquant que les particules émises vers l'arrière aient une énergie moindre, une telle disposition garanti l'arrêt de la plupart¹ des particules dans les CsI(Tl).

Les particules incidentes vont transmettre leur énergie aux niveaux moléculaires du cristal de CsI qui se désexcitent par émission de photons dans le spectre ultra-violet. Ces derniers vont être absorbés par les atomes de thallium qui vont à leur tour émettre des photons, dont les longueurs d'ondes sont bien adaptés aux caractéristiques des photomultiplicateurs, dans le spectre visible.

L'une des caractéristiques principales de ces scintillateurs est que leur réponse n'est pas linéaire. Non seulement le nombre total de photons émis va dépendre de l'énergie et de la nature de la particule incidente, mais en plus la quantité de lumière émise au cours du temps n'est pas constante. Il est possible d'identifier une réponse « rapide » et une réponse « lente » du cristal, et leur corrélation permet d'identifier en charge et en masse le produit de réaction détecté jusqu'à $Z = 5$.

Les détecteurs siliciums

Les modules des couronnes 6 et 7 comportent 48 détecteurs siliciums d'une épaisseur nominale de $150 \mu m$ tandis que les couronnes 8 et 9 comportent 48 siliciums d'une épaisseur nominale de $300 \mu m$. Chacun des siliciums précède un scintillateur CsI(Tl) afin de permettre l'identification en charge des particules incidentes ($\Delta E_{Si} - E_{CsI}$). La corrélation des signaux produits par les détecteurs siliciums avec les scintillateurs CsI(Tl) qui les succèdent permet de déterminer la charge des particules ayant traversé le silicium et, dans le meilleur des cas, de mesurer leur masse jusqu'aux isotopes d'oxygène.

Afin de réduire les zones mortes les siliciums sont regroupés par 4 sur des plaquettes (cf fig 2.1.2a).

Les siliciums sont des semi-conducteurs à jonction P-N. Lors du passage d'une particule des paires électron-trou sont créées. La tension électrique appliquée et le champ électrique qu'elle induit va permettre la mise en mouvement de ces charges. La quantité de charges créées est directement proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

L'électronique d'acquisition

L'électronique du multi-détecteur INDRA [42] utilise les standards de l'époque de son développement et est séparée en deux parties. L'une est placée au sein de la chambre et est

1. Pour les couronnes 6 à 7 comportant les CsI(Tl) les plus épais, il faut $\approx 190.44 MeV$ à un proton pour les traverser (sans prendre en compte le Si qui est devant).

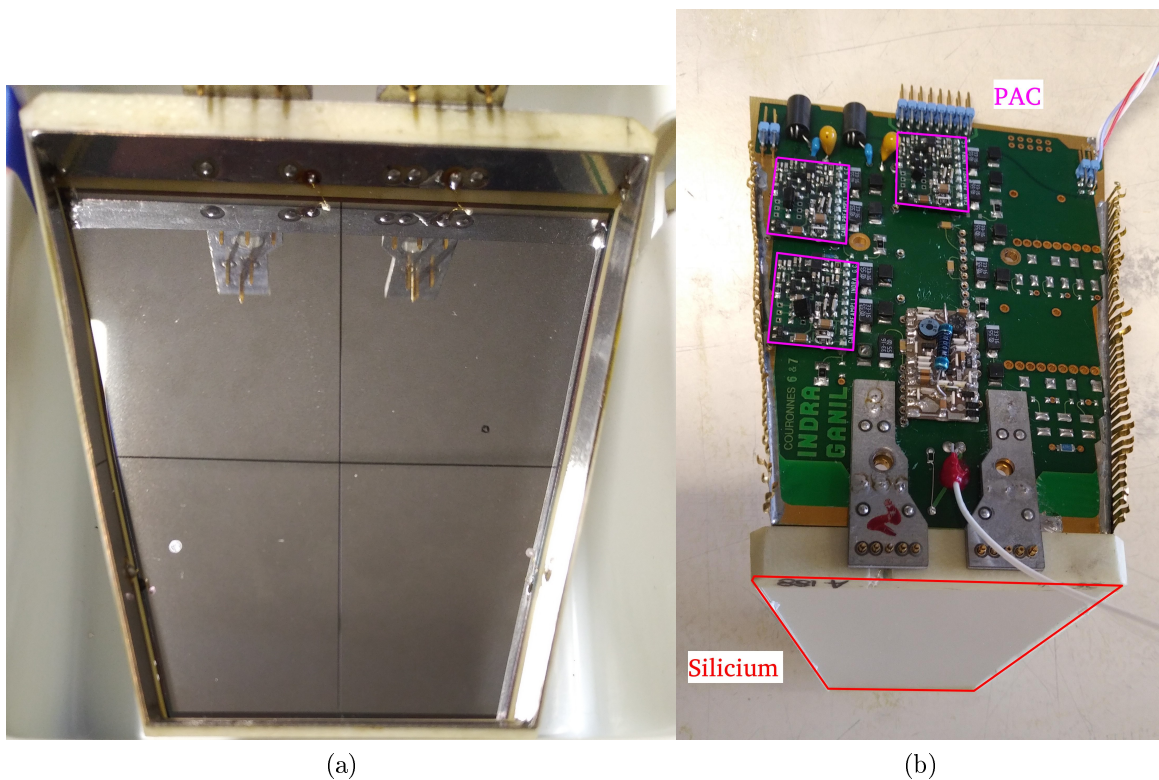


FIGURE 2.1.2 – À gauche : Photographie d'un silicium de INDRA où apparaissent les 4 pads de détecteurs siliciums de la couronne 6 et 7. À droite : Photographie d'une carte-mère sur laquelle est branchée une plaquette de silicium et ses PAC (en magenta).

principalement composée des photomultiplicateurs couplés aux scintillateurs CsI(Tl) et des cartes-mères sur lesquelles sont branchées les plaquettes de siliciums et leurs préamplificateurs de charges. L'autre est placée à l'extérieur à quelques mètres de la chambre et compose le coeur du système d'acquisition de données du détecteur. Les signaux produits par les détecteurs siliciums sont conduits dans des chassis CAMAC pour amplification pour les détecteurs siliciums. Des modules VXI s'occupent de la numérisation du signal et des modules NIM s'occupent d'une partie du déclenchement.

Le placement de l'électronique au sein de la salle expérimentale ainsi que le grand nombre de voies d'INDRA exige un contrôle à distance des différents paramètres de l'électronique, qui est rendu possible avec les standards VXI et CAMAC et des ordinateurs dédiés.

Chaîne électronique des siliciums

Les signaux en sortie directe des détecteurs siliciums sont très sensible au bruit électronique. Pour minimiser la perturbation du signal, des pre-amplificateurs de charge (PAC) (cf fig 2.1.2b) sont placés au sein de la chambre à quelques centimètres des détecteurs.

La cinématique des particules n'étant pas la même en fonction de l'angle d'émission, il est

possible d'ajuster la dynamique, et donc la résolution en énergie des détecteurs, en utilisant des PAC adaptés pour chaque angle de détection. De plus, les détecteurs siliciums des couronnes 6-7 et des couronnes 8-9 ne sont pas de la même épaisseur (voir 2.1). Prenant tout ceci en compte, les gains des PAC choisis pour E789 sont les suivants :

- Couronne 6-7 : Gain de $\sim 4.4 \text{ mV/MeV}$
- Couronne 8-9 : Gain de 2.2 mV/MeV

Ces préamplificateurs sont montés sur la même carte électronique qui sert de support pour la plaquette de 4 détecteurs siliciums (fig 2.1.2b). En outre, cette carte électronique permet l'alimentation électrique des PAC et l'apport de la tension aux détecteurs, variant entre 15 V et 50 V, pour la création du champ électrique entre ses deux faces.

Les signaux ainsi produits sont guidés en dehors de la chambre et envoyés vers un amplificateur (CAMAC). Cet amplificateur est double : pour chaque signal reçu, deux signaux sont produits. L'un des signaux, dit « rapide », est envoyé vers un discriminateur à fraction constante (DFC), un module VXI à 48 voies, qui participe au déclenchement de l'acquisition des données et le déclenchement des codeurs. L'autre, dit « lent », est envoyé vers le codeur en charge. Si la voie est validée le signal est codé sur 12 bits sur deux gammes différentes (petit et grand gain, avec le grand gain décalé de 4 bits par rapport au petit) afin d'avoir un équivalent à un codage sur 16 bits et pouvoir garder une résolution raisonnable malgré la grande dynamique en énergie.

Des générateurs d'impulsions fournis avec les amplificateurs permettent de vérifier le bon fonctionnement de la chaîne électronique et la linéarité des codeurs.

Chaîne électronique des scintillateurs CsI(Tl)

Au sein de la chambre, seuls les photomultiplicateurs participent à la chaîne d'électronique de leurs scintillateurs CsI(Tl) associés. La tension appliquée aux photomultiplicateurs varie entre 1 kV et 1.5 kV de telle sorte que tout les signaux sortants aient à peu près le même gain.

Les signaux produits sont ensuite envoyés vers des modules VXI qui intègrent toutes les fonctions nécessaires à la chaîne électronique (discriminateurs, codeurs).

Comme pour les détecteurs siliciums, un DFC sert au déclenchement de l'acquisition et des codeurs. Les signaux produits par les photomultiplicateurs sont intégrés sur deux portes : une porte « rapide » et une porte « lente ». La première intègre le signal sur 390 ns puis après un délai de 1.6 μ s, la seconde porte intègre le signal sur 1.49 μ s. Si la voie est validée par le codeur, l'intégrale de ces signaux sont codés sur 12 bits chacun et permettent de faire une étude de forme de signal et de discriminer la charge et la masse des particules détectées jusqu'à $Z = 5$.

Déclenchement

L'électronique d'acquisition d'INDRA fonctionne en mode asynchrone : les 336 voies fonctionnent indépendamment du module TRIGGER qui gère la prise de décision sur l'acceptation ou non d'un événement. Le module TRIGGER est décomposé en trois parties.

Premièrement, le **regroupeur** (ensemble de modules NIM) construit des signaux multiples par sommation des signaux issus des DFC. Ces signaux sont ensuite comparés avec la configuration programmée pour l'acceptation de l'événement en analyse rapide. Il est possible de demander une multiplicité M_{Trig} de modules touchés jusqu'à $M_{Trig} = 15$ sur tout le détecteur ou par groupe de couronnes.

Ensuite, le **sélecteur** en fonction des signaux émis par le regroupeur et les voies de décisions externes (par exemple le couplage avec un autre détecteur, tel que FAZIA) envoie un signal validation de l'événement aux codeurs qui empêche leur mise à zéro automatique avant lecture.

Pour terminer, le **corrélateur** assure la communication entre le sélecteur, les châssis VXI et l'électronique de lecture de l'acquisition (VME). Il avertit que certains codeurs peuvent être lus et une fois la lecture terminée demande au sélecteur de réarmer toute l'électronique pour un prochain déclenchement.

Lors d'une expérience, tout dépassement du seuil de multiplicité entraîne l'ouverture d'une fenêtre de coïncidence d'une largeur de 240 ns au niveau du sélecteur. Pendant ce laps de temps, toute voie ayant déclenchée est mémorisée en entrée du sélecteur, qui envoie un signal *Fast Trigger* (FT) aux codeurs pour valider les voies touchées appartenant à l'événement. Les codeurs voient leur remise à zéro inhibée par ce signal FT. Ensuite dans le cas général, quand INDRA n'est pas couplé à un autre détecteur, le sélecteur donne l'ordre (signal OCD) d'envoyer les signaux codés, finalement suivi par un second ordre de réinitialisation afin de préparer l'événement suivant.

Si après l'émission d'un signal par le DFC d'une voie aucun signal de validation n'est reçu par le codeur après $\approx 1 \mu s$, la voie est remise à zéro.

Un schéma résumant le fonctionnement de l'électronique est présenté sur la figure 2.3.1.

Marqueurs de temps

A chaque déclenchement d'une voie, un marqueur de temps lui est attribuée par une horloge 100MHz du standard VXI. Ces marqueurs de temps donnent le positionnement relatif de chaque voie dans un événement. Par exemple, le temps $t_0 = 0 ns$ sera le déclenchement du DFC par la voie et le temps final t_f l'ouverture de la fenêtre du fast trigger. Avec une résolution de 10ns, aucun temps de vol ne peut être mesuré. Il permet cependant de discriminer les coïncidences fortuites entre des particules issues de réactions induites par deux paquets de faisceaux différents qui au GANIL sont espacés de $\sim 80 ns$ à $\sim 120 ns$, en fonction du faisceau.

2.2 Le multi-détecteur FAZIA

Développé au cours des années 2010, FAZIA (Forward A and Z Identification Array) [43] est un multi-détecteur exclusivement composé de télescopes à 3 étages : deux étages de détecteurs siliciums (que l'on nommera Si1 et Si2 dans la suite), et finalement un étage de scintillateur CsI(Tl). FAZIA est constitué de blocs qui eux-mêmes sont composés de deux parties. La première partie est une combinaison de 16 télescopes Si-Si-CsI qui forment la tête de détection.



FIGURE 2.2.1 – Photographie des 12 blocs de FAZIA au sein de la chambre à réaction de INDRA.

La seconde partie se situe juste derrière la première et contient toute l'électronique nécessaire pour le fonctionnement des détecteurs : de l'alimentation électrique au traitement du signal.

FAZIA est le fruit d'un compromis : il présente une grande efficacité en mesure de masse pour une couverture angulaire relativement grande. De telles caractéristiques ont nécessité une très grande attention sur le développement des détecteurs siliciums qui le composent. Des études ont été menées sur l'uniformité de leur résistivité pour garantir une réponse constante quelque soit le point d'entrée d'une particule [44, 45].

L'électronique et le traitement du signal a aussi été le fruit d'un grand effort de développement [46] : les cartes électroniques de FAZIA sont constituées de tous les composants nécessaires au traitement du signal, de la préamplification jusqu'à la génération de la haute tension, et montées derrière les têtes de détection afin de minimiser la perte de signal et le bruit électronique.

Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons la géométrie et le montage mécanique de FAZIA, ses détecteurs et leurs caractéristiques respectives et enfin la chaîne d'électronique.

Géométrie

Les télescopes de FAZIA sont tous identiques. Ils sont constitués de trois étages : deux étages de siliciums et un étage de scintillateur à Iodure de Césium dopé au Tallium ($\text{CsI}(\text{Tl})$).

La surface d'entrée de chaque télescope est de $2 * 2 \text{ cm}^2$, ce qui offre une grande granularité (bien plus grande que celle de INDRA), et ils sont regroupés par 4, pour former des quartets. La combinaison de quatre quartets, et donc de 16 télescopes forme un bloc, qui est la base du multi-détecteur FAZIA. En guise d'illustration, nous présentons la photographie d'un bloc sur la figure 2.2.3.

Pour l'expérience E789 12 blocs de FAZIA, soit un total de 192 télescopes (576 détecteurs), ont été utilisés dans une configuration permettant de couvrir des angles allant de $\theta \approx 2^\circ$ à $\theta \approx 13^\circ$ autour de l'axe du faisceau. FAZIA couvrirait ainsi environ $\approx 1 \%$ de l'angle solide total.

Placés à 1m de la cible, les blocs de FAZIA ne forment pas une surface plane car les centres des quartets sont tous orientés vers la cible, permettant aux blocs d'épouser la surface d'une sphère virtuelle de 1m de rayon ; ainsi on limite les variations de l'angle d'incidence des particules provenant des réactions dans la cible, qui reste d'environ $\approx 90^\circ$.

Les détecteurs

Les détecteurs siliciums

Tout comme pour INDRA, les siliciums de FAZIA sont des détecteurs à jonction P-N et le signal produit est très linéaire. Cependant, dans le cas de FAZIA, ils ont été dopés par transmutation neutronique (nTD) afin d'assurer une résistivité homogène sur toute leur surface. Des recherches ont été menées sur l'effet de l'orientation de la découpe des détecteurs sur la résolution en énergie. Il a été déterminé qu'une découpe selon un angle de 7° par rapport au réseau cristallin permettait d'éviter le plus possible les effets de « channeling », entraînant des fluctuations importantes sur le dépôt d'énergie des particules incidentes [47].

Avec une surface de $2 * 2 \text{ cm}^2$ pour les siliciums, FAZIA possède une très grande granularité et une bonne résolution angulaire. Pour E789, les premier et second étages de siliciums ont respectivement une épaisseur nominale de $300 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}^2$ et sont montés sur un cadre commun à tout un quartet (4 télescopes).

L'étude de la forme du signal émis par le premier étage de silicium lorsqu'une particule s'y arrête permet de mesurer la charge des produits de réaction jusqu'à $Z \approx 34$ ainsi que leur masse jusqu'à $Z \approx 20$. Si une particule traverse le premier étage et interagit avec le second il est possible d'utiliser la méthode d'identification $\Delta E - E$, qui permet de mesurer la charge jusqu'à au moins $Z = 56$ et de faire la mesure de masse de fragment des particules ayant une charge jusqu'à $Z \approx 24$ [44].

Il est cependant important de noter que les mesures de charges et de masses sont possibles si et seulement si la particule a suffisamment d'énergie. Les seuils en énergie ont pu être mesurés et sont reportés sur la figure 2.2.2, directement extraite de [44]. On peut remarquer que même si la méthode $\Delta E - E$ est très efficace en mesure de masse et de charge, les particules incidentes doivent avoir une énergie bien plus importantes que pour les identifications en analyse de signal.

2. Des siliciums d'épaisseur différentes peuvent être montés sur FAZIA.

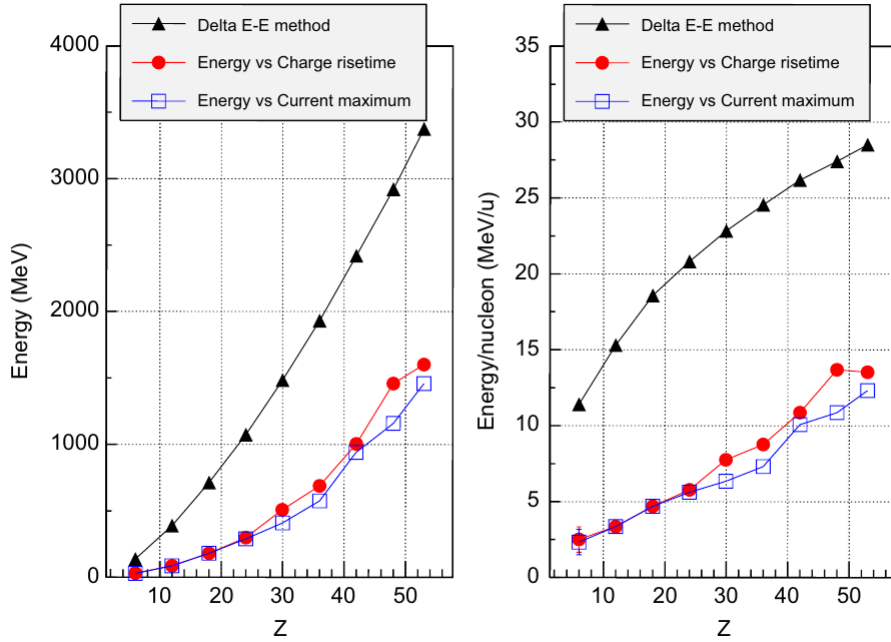


FIGURE 2.2.2 – Présentation des seuils en énergie pour la mesure de charge par les siliciums de FAZIA. En noir pour la méthode $\Delta E - E$, les autres pour l'étude en forme du Si1. En rouge est présenté le résultat de la corrélation entre le signal total et le temps de montée, en bleu le signal total et l'amplitude maximale du courant. Ces graphiques sont directement extraits de [44].

Les scintillateurs CsI(Tl)

Le dernier étage des télescopes de FAZIA est composé de scintillateurs à Iodure de Césium dopés au Tallium (CsI(Tl)) de 10cm. La très grande majorité des produits de réactions qui ont traversés les siliciums s'y arrêtent³ et y déposent leur énergie cinétique, permettant ainsi d'avoir leur cinématique complète. Tout les scintillateurs sont couplés à des photodiodes qui permettent de convertir la lumière produite par les détecteurs CsI en signal électrique. Les photodiodes étant plus petites qu'un photomultiplicateur, on leur applique une tension d'environ 40 V et elles sont couplées à des pré-amplificateurs de charge.

Il est possible de corréler le signal produit par le Si2 et le signal total produit par le CsI(Tl) afin de déterminer la charge des particules jusqu'à $Z \approx 24$ (limité par la statistique) et leur masse jusqu'à $Z \approx 18$ dans le meilleur des cas.

Comme pour INDRA, une analyse en forme de signal permet de mesurer la charge et la masse de toutes les particules détectées jusqu'à $Z = 5$. Cependant pour FAZIA, les signaux sont obtenus en échantillonnant le signal sur $2.5 \mu s$ pour le signal « rapide », et sur $12 \mu s$ pour le signal « total ».

3. Dans le cas des CsI(Tl) de FAZIA, il faut au moins $\approx 194 \text{ MeV}$ à un proton pour les traverser.

L'électronique de FAZIA

Derrière la tête de détection de chaque bloc de FAZIA se trouve un sarcophage contenant 11 cartes électroniques remplissant la quasi-totalité des tâches nécessaires au fonctionnement du multi-détecteur. Seules 5 connexions avec l'extérieur sont nécessaires : un câble délivre une tension de 48V permettant l'alimentation en électricité de toute la chaîne électronique, deux fibres optiques assurent les flux entrant et sortant de données, et finalement deux tuyaux font circuler un liquide de refroidissement dans la plaque de cuivre (que l'on peut apercevoir sur la figure 2.2.3b) sur laquelle repose toute l'électronique de chaque bloc. Un tel montage donne une très grande flexibilité à FAZIA et minimise les perturbations des signaux.

À l'extérieur, la *Regional Board* assure la communication entre chacun des blocs de FAZIA via les fibres optiques et la communication entre tous les blocs de FAZIA et l'acquisition, fonctionnant sur des ordinateurs à l'extérieur de la salle expérimentale.

Dans les paragraphes suivant nous décrivons les fonctionnalités de chacune des cartes électroniques de FAZIA en résumant l'article [46].



FIGURE 2.2.3 – Photographies des composants d'un bloc de FAZIA. a) Photographie d'une tête de détection en train d'être montée sur son bloc d'électronique. On aperçoit le sarcophage en aluminium entourant les cartes électroniques. b) Photographie d'une carte *Front End* (en rouge), *Block Card* (en Cyan), *Half Bridge* (en orange) et *Power Supply* (en magenta), reposant sur une plaque de cuivre permettant leur refroidissement. Après montage, ces cartes sont entourées du sarcophage en aluminium présent sur la photo a). c) Photographie d'une tête de détection. En rouge nous mettons en évidence la géométrie d'un quartet.

À l'intérieur de la chambre

Au sein de la chambre à réaction, derrière les têtes de détection de chacun des blocs de FAZIA se trouvent 4 types de cartes électroniques : 8 cartes *Front End*, 1 carte *Power Supply*, 1 carte *Half-Bridge* et 1 *Block Card* (cf fig 2.2.3).

La carte *Half Bridge* est directement reliée au câble délivrant la tension de 48V. Sa seule fonctionnalité est de séparer les 48V en deux tensions : une de 22V DC avec une intensité maximale de 14A et l'autre de 5.5V DC avec une intensité maximale de 70A. La tension de 5.5V est envoyé aux cartes *Front End* et *Block Card* pour leur alimentation et est surveillé par la carte *Power Supply*, et la tension de 22V est directement envoyée à la carte *Power Supply*.

La carte *Power Supply* produit et surveille les tensions délivrées aux différents composants et cartes électroniques. À partir de la tension de 22V, elle va produire d'autres tensions dédiées à l'alimentation des préamplificateurs des détecteurs. La carte *Power Supply* produit aussi une tension pouvant varier entre 0V et 60V afin de faire fonctionner les photo-diodes qui sont couplées aux scintillateurs CsI(Tl).

La carte *Block Card* est dédiée au regroupement des données issues des cartes Front End du même bloc et assure la communication du slow control avec les autres cartes.

À chaque déclenchement de détecteur, elle construit des signaux multiplicités et construit des événements partiels à partir de ce que lui envoie les cartes *Front End*, et les garde en mémoire en attendant la validation de la *Regional Board*. La *Block Card* contient aussi un port pour une carte micro SD qui permet de définir l'identité du bloc.

La carte *Front End* contient toute la chaîne électronique des 6 détecteurs (2 télescopes) auxquels elle est connectée. Les 6 préamplificateurs de charge (PAC), un pour chaque détecteur, sont montés dans une configuration particulière qui permet d'avoir une dynamique de 8V, soit 4GeV au total pour tout le télescope.

La sortie des PAC est ensuite répartie sur plusieurs voies afin de produire différents signaux : les intensités maximales du courant I1 et I2 pour le premier (Si1) et second étage de silicium (Si2) respectivement, les quantités de charge totales petit gain QH1 et grand gain QL1 pour le Si1 ainsi que la charge totale Q2 pour le Si2, et finalement les signaux « rapide » Q3Fast et « total » Q3 pour le CsI(Tl). Tout les signaux de FAZIA sont codés sur 16bits.

Un générateur d'impulsions contrôlable à distance est aussi intégré à cet étage et permet de vérifier le fonctionnement des PAC.

Finalement, les cartes Front End disposent d'un système permettant de moduler les tensions appliqués aux siliciums. En effet, les rayonnements produits par les collisions de noyaux endommagent les détecteurs et modifie le courant inverse. L'augmentation de la tension permet de maintenir la déplétion des siliciums.

À l'extérieur de la chambre

La *Regional Board* (RB) est la seule carte électronique dédiée exclusivement au fonctionnement de FAZIA qui est à l'extérieur de la chambre. Ses fonctions n'en restent pas moins vitales.

Premièrement ses horloges permettent la synchronisation des blocs de FAZIA et la synchronisation avec l'acquisition.

Deuxièmement, la RB reconstruit les événements. À chaque fois qu'un télescope de FAZIA déclenche, la *Block Card* envoie les données à la RB. Cette dernière reçoit les signaux de tous les blocs et vérifie si la ou les conditions (voir §2.2) en multiplicité imposées par les physiciens sont remplies. Le cas échéant, elle s'occupe de regrouper les données de tous les télescopes sous la forme d'événements pour ensuite les transmettre à l'acquisition.

Le déclenchement

Comme INDRA, l'électronique de FAZIA fonctionne en mode asynchrone, rendue encore plus nécessaire avec la configuration en bloc. Lors du passage d'une particule dans un détecteur, si le signal dépasse le seuil imposé, un numéro d'événement est attribué à ce signal et il est ensuite échantillonné deux fois. Le premier échantillonnage est fait de manière très rapide mais imprécise et est tout de suite envoyé à la *Regional Board*. Le second, produit en parallèle, est fait de manière très précise avec un échantillonnage fin et des filtres anti-crénelage afin d'avoir la meilleure estimation de l'énergie et de la forme du signal, et est ensuite gardé en mémoire par les cartes *Front End*.

La RB reçoit donc les signaux « rapides » envoyés par les différents télescopes touchés. Le nombre total de télescopes touchés est déterminé et comparé avec la ou les conditions de déclenchement paramétrées. Si l'une ou plusieurs de ces conditions sont vérifiées, une vérification est faite pour savoir si les mémoires des *Front End* sont pleines et indique à la RB de les lire ou si une interdiction est imposée par un signal extérieur. Ainsi s'il n'y a pas de contre indication, un signal de validation est envoyé à chacun des blocs avec le numéro d'événement correspondant.

Lorsque la *Block Card* reçoit le signal de validation elle va lire la mémoire des cartes *Front End*. Si le numéro d'événement lu est inférieur à celui envoyé par la RB, il est ignoré. S'il est supérieur, il est gardé en mémoire. S'il est le même, elle rassemble les signaux produits et numérisés et envoie le tout à la RB. Dans le cas où les données ne sont pas validées, elles seront remplacées par les données d'un autre événement.

Finalement, la RB rassemble tous les paquets envoyés par les *Block Card* et envoie le tout à l'acquisition.

Plus tôt nous avons énoncé la possibilité de paramétrer plusieurs conditions en multiplicité. En effet, il est par exemple possible de demander à la RB de vérifier plusieurs conditions en multiplicité M_{trig} pour un même événement, par exemple $M_{trig} \geq 1$ ou $M_{trig} \geq 2$. Ces différentes conditions sont nommées « Trigger Pattern » et permettent l'analyse hors ligne de différents types d'événements. Notons tout de même que des événements ayant un $M_{trig} \geq 1$, s'apparente en général à des collisions élastiques entre un noyau projectile et un noyau cible, qui ont une grande probabilité d'advenir. Pour éviter un flux de données vers l'acquisition trop important, on impose un autre paramètre « downscale », par exemple de 100. Ainsi, la RB n'enverra à l'acquisition un événement $M_{trig} \geq 1$ qu'une fois toutes les 100 occurrences.

2.3 Le couplage INDRA-FAZIA

Le couplage des multi-détecteurs INDRA et FAZIA, dont les caractéristiques ont été décrites dans les paragraphes précédents, a nécessité quelques aménagements au sein de la chambre à réaction ainsi que dans la salle expérimentale.

Pour la mise en coïncidence de l'électronique des deux détecteurs, la communication avec une horloge commune est strictement nécessaire. Simple en théorie, la différence technologique entre les deux électroniques a nécessité de mettre en place des conditions de déclenchement particulières.

De plus, de nombreux dysfonctionnements ont été détectés au niveau de l'électronique de INDRA.

Tout ces points sont présentés dans les paragraphes suivants.

Mise en place au sein de la chambre

Les couronnes 1 à 5 de INDRA, couvrant les angles allant de 2° à 14° , ont été enlevées afin de laisser place à FAZIA. Cependant, les blocs de FAZIA n'ont aucun moyen propre leur permettant d'être surélevés. Pour cela deux structures mécaniques ont été développées : l'une appelée « triplet » permettant à plusieurs blocs (jusqu'à 3) d'être sur la même structure, l'autre est un cadre en aluminium (que l'on aperçoit sur la figure 2.2.1) sur laquelle les triplets sont montés.

En plus du porte-cible, deux plaques de métal épaisse de forme circulaire percées au centre, une grande pouvant couvrir la totalité des blocs de FAZIA et une pouvant couvrir les blocs les plus proches du faisceau, ont été mis en place. Lors de la phase d'alignement du faisceau, ils permettent de protéger FAZIA d'une interaction directe avec un très grand flux de particules et ainsi éviter d'endommager les détecteurs et l'électronique. Ces plaques que l'on nomme boucliers peuvent être commandés depuis la salle d'acquisition et déplacé hors le devant des détecteurs dès que cela est souhaité.

Mise en coïncidence de l'acquisition

La mise en coïncidence des détecteurs est importante pour pouvoir construire des événements cohérents et être sûr que les données acquises par INDRA ou FAZIA proviennent de produits de réactions issus de la même collision de noyaux.

Elle se fait en utilisant un module VXI CENTRUM qui est constitué d'une horloge 100MHz . Ce module a été choisi spécifiquement car l'électronique d'INDRA est adaptée pour son utilisation, et FAZIA a été spécialement préparé pour être compatible, en vu du couplage ; à chaque déclenchement, INDRA avec son module **sélecteur**, ou FAZIA avec la *Regional Board*, envoi une requête au CENTRUM, qui leur envoie à son tour un temps.

Cependant l'utilisation d'une horloge est insuffisante car le temps mort de INDRA d'environ $\approx 200\mu\text{s}$ est bien plus grand que celui de FAZIA, qui est d'environ $\approx 16\mu\text{s}$. Dans de telles conditions, il est impensable de laisser les deux multi-détecteurs fonctionner en autonomie.

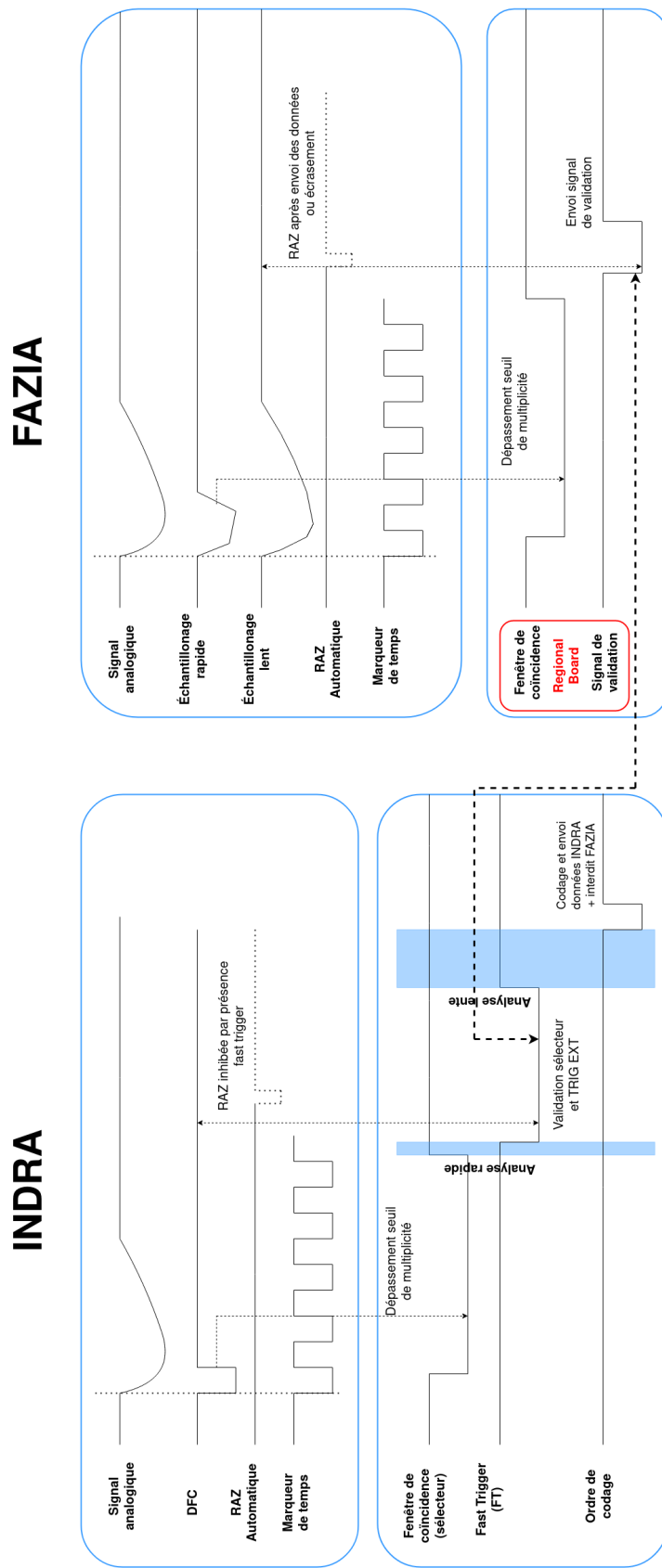


FIGURE 2.3.1 – Représentation schématique du déclenchement de l'acquisition de INDRA et FAZIA. Pour E789, le déclenchement de FAZIA est une condition pour l'acquisition des données de INDRA (voir paragraphes §2.1 et §2.2).

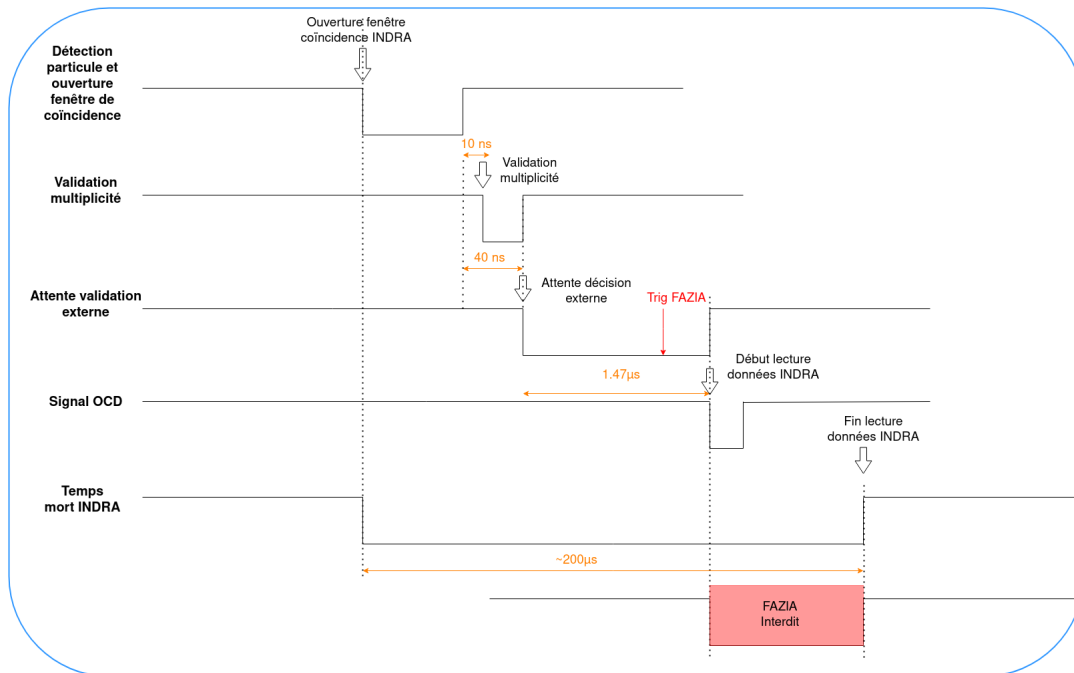


FIGURE 2.3.2 – Représentation schématique des fenêtres en temps et des conditions nécessaires au couplage des acquisitions de INDRA et de FAZIA pour E789 (voir texte).

Le choix qui a été fait a été de mettre le déclenchement de FAZIA en guise de condition de déclenchement pour INDRA (voir 2.3.1).

Lorsque INDRA détecte une particule, le déclenchement se fait comme décrit dans §2.1 au détail près que le sélecteur n'envoie pas de signal de validation aux codeurs. À ce stade, une fenêtre de coïncidence de $1.47\mu s$ est ouverte. Si aucun signal de validation de la part de FAZIA n'est envoyé, les codeurs sont remis à zéro et l'acquisition INDRA se prépare pour un prochain événement. Si un signal de FAZIA est reçu par le sélecteur, l'événement est validé et pendant $\approx 200\mu s$ INDRA ne peut acquérir de nouvel événement. Pendant ce temps là, un interdit est imposé à FAZIA qui ne peut acquérir de nouvel événement. Un schéma de ce raisonnement est présent sur la figure 2.3.2.

Ce mode de fonctionnement a été choisi pour plusieurs raisons ; puisque l'on souhaite mesurer la masse du résidu du projectile, FAZIA est strictement nécessaire pour l'expérience et est prioritaire sur INDRA (l'inverse, avoir INDRA qui autorise l'acquisition de FAZIA, n'aurait aucun intérêt en ce sens) ; le temps mort de FAZIA étant beaucoup plus faible, il peut être prêt pour un nouvel événement beaucoup plus rapidement que INDRA lorsque ceux-ci détectent un événement en coïncidence ; il est donc nécessaire de bloquer FAZIA pour que INDRA soit également prêt.

2.4 Déroulement et problèmes rencontrés

L'expérience E789 s'est déroulée d'avril à mai 2019, mais quelques problèmes ont été rencontrés tout au long de la préparation de l'expérience.

Les premiers tests sous faisceau du couplage ont été réalisés en été 2018 et la mise en coïncidence de l'électronique ne fût pas directe. Le système mis en place était celui expliqué dans le paragraphe §2.3, cependant le module VXI CENTRUM qui sert d'horloge était régulièrement mis en défaut sans raison apparente. Ce problème était dû à FAZIA qui lors de sa mise sous tension envoyait des signaux au module VXI CENTRUM que ce dernier ne pouvait pas interpréter et provoquait sa mise en défaut.

Quelques semaines avant E789, certains modules de l'électronique d'acquisition de INDRA présentaient des dysfonctionnements. Puisque aucune pièce de rechange n'était disponible, des modules qui était nécessaire au fonctionnement des couronnes 1 à 5 (qui rappelons-le, n'étaient pas présentes pour E789) ont été utilisées et l'expérience s'est par la suite déroulée sans nouveaux dysfonctionnements pour INDRA. Avec l'absence de pièce de rechange, un projet de remplacement de l'électronique d'INDRA a été réalisé et est présenté en annexe C.

Au sein de la chambre, une plaque de cuivre de FAZIA, dans laquelle circule le liquide de refroidissement de l'électronique a présenté une fuite et a coulé au sein de la chambre alors qu'elle était sous vide et que l'électronique était en fonctionnement. Le liquide s'étant diffusé dans toute la chambre, il a interagi avec les CsI(Tl) de INDRA et s'en est suivi un dépôt de sel de CsI sur certains siliciums de la couronne 6 à 9. La plaque qui présentait un défaut a été ressoudé pour l'expérience et n'a plus présenté de fuite et aujourd'hui de nouvelles plaques, de conception différente et plus fiable, ont été produites et remplacent les anciennes.

Un faisceau de $^{12}\text{C}@95\text{ MeV}/A$ qui aurait dû être dédié à l'étalonnage des détecteurs avait été demandé et attribué entre deux faisceaux de l'expérience E789. Ce faisceau s'est avéré difficile à produire et a été annulé. En conséquence, même si une solution alternative a été établie pour l'étalonnage de certains détecteurs, les couronnes arrières d'INDRA (de 10 à 17) qui ne comporte que des CsI(Tl) n'ont pas pû être étalonnées (nous en discutons dans le chapitre 3).

Du début jusqu'à la fin de l'expérience E789, les conditions de déclenchement étaient $M_{trig} \geq 2$ pour FAZIA dont la présence était nécessaire pour autoriser le déclenchement en $M_{trig} \geq 1$ de INDRA. Un second déclenchement pour FAZIA, $M_{trig} \geq 1$ *downscale* 100 a été utilisé. Au total, ce sont environ 30 millions d'événements pour chaque réaction qui ont été enregistrées de cette manière. Et tout du long, seul un problème impactant l'analyse est survenu : alors que les détecteurs était sous faisceau pour acquérir des données de la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV}/A$, il était impossible de communiquer avec le bloc 1 de FAZIA. Le problème était logiciel et a été résolu sans couper le faisceau mais presque une journée après la résolution du problème. Les données enregistrées sans le bloc 1 ne seront pas pris en compte dans l'analyse. Malgré tout, la statistique pour cette réaction reste similaire aux autres et l'impact est moindre.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les deux détecteurs INDRA et FAZIA ainsi que leur couplage. INDRA est un multi-détecteurs à grande couverture angulaire composé de 336 détecteurs dont le but est de récolter une grande partie des produits de réaction afin de pouvoir reconstruire la cinématique complète. FAZIA quant à lui est placé aux angles avant et permet la mesure de masse des plus gros fragments produits.

La technologie utilisée pour l'électronique d'acquisition des deux multi-détecteurs étant très différente, leur couplage a représenté un défi qui a été résolu en utilisant FAZIA comme condition extérieure pour l'acquisition de INDRA.

Un grand travail a été nécessaire pour la réalisation de l'expérience avec les nombreux problèmes qui ont été rencontrés. Cependant, en dehors d'un unique dysfonctionnement, l'expérience en elle même s'est très bien passée et les données obtenues sont de grande qualité.

Connaissant le fonctionnement des détecteurs, nous allons dans les chapitres suivants présenter leur étalonnage ainsi que l'exploitation des données.

Chapitre 3

Identification des particules chargées et étalonnage en énergie

L'interaction d'une particule dans un détecteur de INDRA ou de FAZIA induit un signal électrique qui dépend des propriétés de la dite particule. Le dépouillement des données a pour but de déterminer les caractéristiques (masse, charge, énergie) des particules détectées, et représente un travail conséquent.

Ce chapitre est dédié à la présentation des différentes méthodes d'identification qui sont utilisées et des méthodes d'étalonnage des presque 1000 détecteurs du dispositif. Nous présenterons aussi les fonctionnalités qui ont été mise au point avec la suite logicielle KaliVeda [48], basée sur ROOT [49]. Les algorithmes permettant d'assembler les signaux (et par conséquent les propriétés déterminées pour les particules détectées) dans des ensembles cohérent ainsi qu'un bilan complet des identifications et des étalonnages sont aussi présentés. Une liste complète des détecteurs qui ne fonctionnaient pas a été établie durant les processus d'étalonnage, et se trouve en annexe A.

3.1 Identification des particules chargées

Pour mesurer la masse et la charge de particules chargées dans l'expérience E789, deux méthodes sont principalement utilisées : l'analyse en forme de signal (PSA pour *Pulse Shape Analysis*) et la méthode dite des pertes d'énergie aussi appelée méthode $\Delta E - E$.

La première utilise les propriétés intrinsèques des détecteurs et de leurs réponses : temps de montée du signal, temps de descente du signal, amplitude maximale. Ces caractéristiques sont dépendantes de la nature des particules incidentes.

La seconde utilise l'équation de Bethe et l'énergie que perd une particule en traversant la matière. Le signal électrique total produit par un détecteur étant liée à l'énergie incidente de la particule, la corrélation des signaux de deux détecteurs successifs permet de déterminer la charge et la masse de la dite particule.

Nous présentons les méthodes énoncées dans les sous-paragraphes suivant ainsi que les fonctionnalités de KaliVeda qui permettent les identifications des particules.

Traitement des identifications

Des fonctionnalités implémentées dans KaliVeda permettent l'identification en charge et en masse. Chaque isotope ayant une signature particulière lorsque l'on étudie les signaux, on peut attribuer à chacune des signatures une masse et une charge de manière logique. Des fluctuations étant présentes, cette attribution ne se fait pas point par point mais de manière globale sur toute une matrice d'identification (voir figures 3.1.1b, 3.1.4a, 3.1.3a, 3.1.7) à l'aide de lignes¹ tracées avec le logiciel. Un algorithme s'occupera par la suite de comparer l'éloignement entre les lignes et les points et d'attribuer ou non masse et charge.

D'un détecteur à un autre, les signaux peuvent être modifiés, le gain électronique pouvant changer. Un éditeur a été développé pour faciliter la tâche : par un jeu de translation et de mise à l'échelle, les lignes sont mises à jour afin de correspondre à un autre détecteur, puis la nouvelle version est sauvegardée. Ce processus permet de grandement accélérer et de rendre plus efficace le travail d'identification. Ces fonctionnalités sont décrites de manière détaillée dans

Analyse de la forme du signal

Le signal électrique produit par un détecteur n'est pas constant dans le temps. Dans le cas des siliciums de FAZIA et des CsI(Tl) de INDRA et de FAZIA, il dépend des caractéristiques des particules. L'étude de la forme du signal produit par les détecteurs permet ainsi de déterminer la masse et la charge de ces dernières.

Dans le cas des siliciums, cela n'est possible que pour le premier étage de FAZIA, et pour les CsI(Tl) de INDRA et de FAZIA les méthodes d'identifications sont équivalentes.

Étude de la forme des signaux produits par les CsI(Tl) (CsI PSA)

Le fonctionnement et les signaux produits par les scintillateurs CsI(Tl) ont été décrits dans les paragraphes §2.1 pour INDRA et §2.2 pour FAZIA. Nous décrivons ici leur utilisation pour l'identification. Pour les deux multi-détecteurs la mesure de charge et de masse avec ces scintillateurs est possible jusqu'à $Z = 5$.

Cas de INDRA On présente sur la figure 3.1.1a un exemple de corrélation des signaux rapide et lent produit par les CsI(Tl) de INDRA ici pour le module 22 de la couronne 9 pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{MeV}/A$. On les nomme « matrice rapide-lente ». On observe plusieurs lignes, la plupart correspondent à un isotope précis. Chaque espèce est mise en évidence sur la figure. Une ligne correspond aux rayonnements γ et aux rayonnements cosmiques, une autre appelée « IMF » représente les particules qui ne peuvent être identifiées avec cette méthode car leur charge est trop grande. Les autres correspondent à des noyaux identifiables.

Cas de FAZIA Sur la figure 3.1.1b est présenté la corrélation des signaux produits par le CsI du télescope 111 de FAZIA. Elle est définie telle que :

1. Ce sont littéralement des lignes tracées logiquement par dessus chacune des signatures.

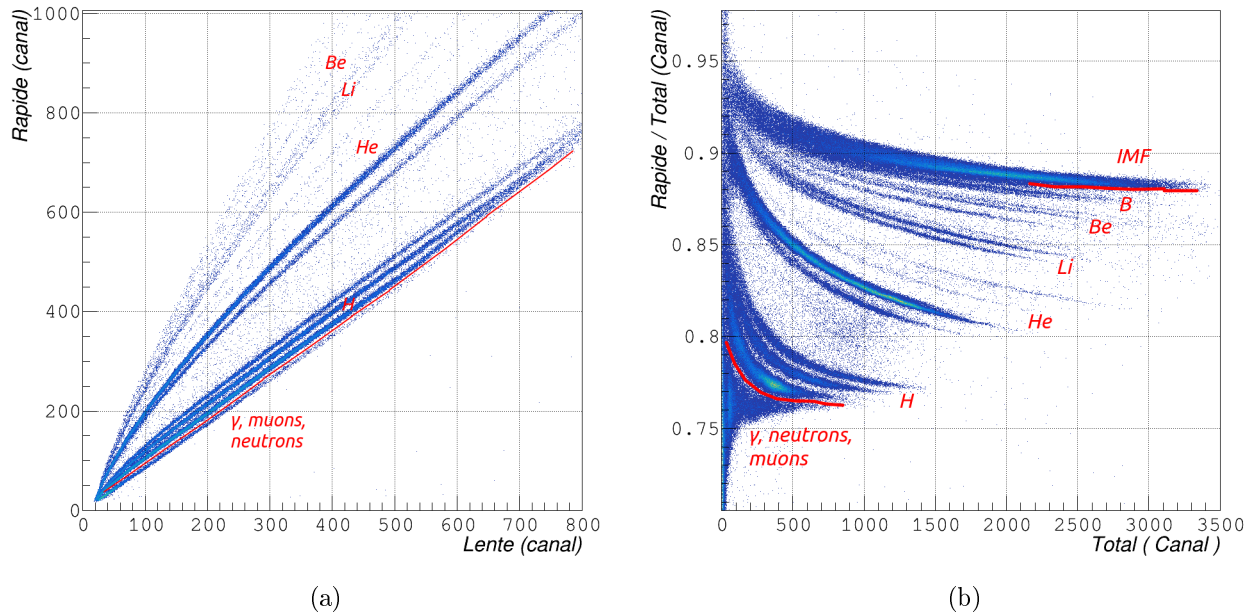


FIGURE 3.1.1 – Analyse PSA de scintillateurs $CsI(Tl)$ pour la réaction $^{58}Ni + ^{58}Ni@52 MeV/A$. Les différentes espèces sont indiquées en rouge. À gauche : Corrélation entre les deux portes d'intégration d'un signal issu du $CsI(Tl)$ INDRA n°22 de la couronne 9. À droite : Corrélation entre les signaux « rapide » et « total » issus du $CsI(Tl)$ de FAZIA du télescope 111.

$$\frac{Rapide}{Total} = f(Total) \quad (3.1.1)$$

Cette méthode de représentation ne change en rien les capacités d'identification par rapport à celle de INDRA, mais est plus rapide à traiter. Les différentes espèces sont aussi présentées.

On présente sur la figure 3.1.2 le résultat de cette première méthode d'identification. À gauche on retrouve la corrélation entre la charge Z des particules détectées en fonction du numéro de couronne de INDRA dans laquelle elles se sont arrêtées et à droite la même chose pour FAZIA, mais en fonction de l'angle de détection θ au lieu du numéro de couronne. Les points noirs représentent la charge moyenne des particules identifiées en charge uniquement et les points rouges la charge moyenne des particules identifiées en charge et en masse. Pour cette méthode, les deux se superposent.

Les couronnes de INDRA couvrant des angles très différents, on remarque que les distributions en Z évoluent grandement, ce qui n'est pas le cas pour FAZIA. Comme le montre ces graphiques, la méthode d'identification $CsI(Tl)$ PSA permet surtout d'identifier les particules les plus légères à tout angle couvert par les deux détecteurs.

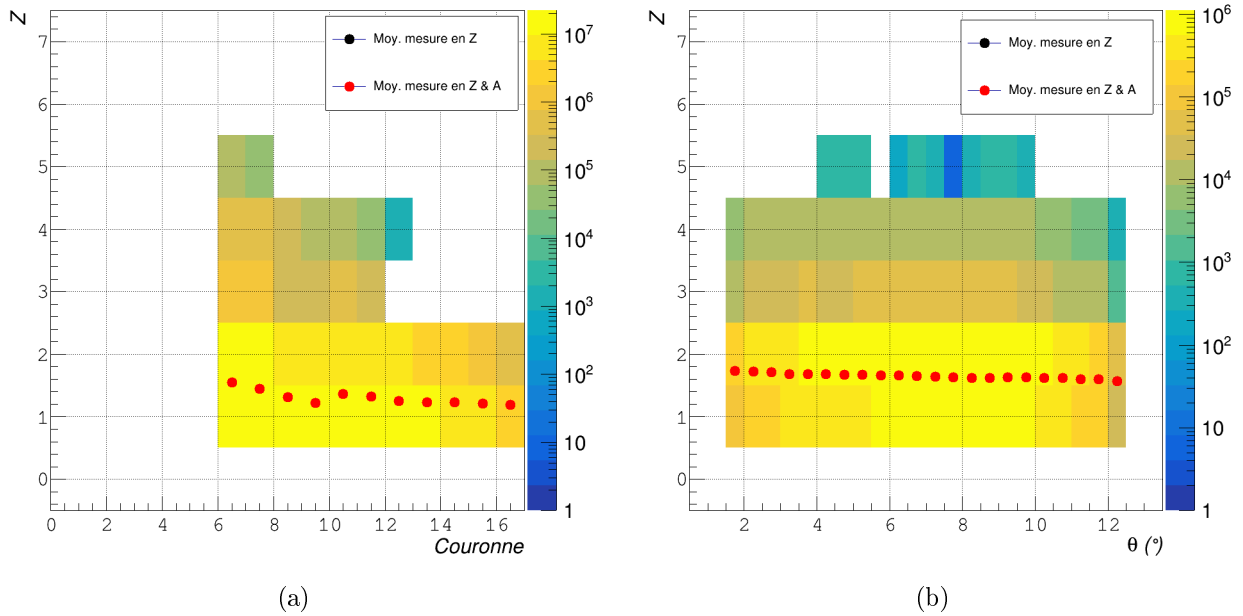


FIGURE 3.1.2 – Résultat des identifications CsI(Tl) PSA pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV/A}$. À gauche : Corrélation entre la charge et le numéro de couronne du détecteur de INDRA ayant détecté la particule. À droite : Corrélation entre la charge et l’angle de détection de la particule dans FAZIA. Pour les deux graphiques, les points noirs représentent la charge moyenne des particules identifiées, et les points rouges la charge moyenne des particules identifiées en masse.

Pour E789, plus de 90 % des CsI(Tl) de FAZIA fonctionnaient (le nombre diffère en fonction de la réaction, voir tableaux 3.1.1, A.0.2 et A.0.3 pour la liste complète) quand pour INDRA plus de 99 % étaient en état de marche (voir tableau A.0.1).

Analyse en forme de signal pour les siliciums de FAZIA (Si PSA)

La corrélation entre l’amplitude maximale I_{max} du signal de courant du Si1 et le signal de charge intégrée $QH1$ du Si1 permet de mesurer la charge des particules détectées jusqu’à $Z \approx 30$ ainsi que leur masse jusqu’à $Z \approx 20$ pour les données acquises durant l’expérience E789. Un exemple est présenté sur la figure 3.1.3a. Ce genre d’analyse est aussi possible avec le Si2, mais les données nécessaires n’ont pas été enregistrées pour cette expérience, car elles sont substituées par les matrices Si1-Si2. Les résultats de ces identifications sont présentés sur la figure 3.1.3b. On note ici l’efficacité de cette méthode pour mesurer de grandes charges. La charge moyenne de la particule est plus élevée lorsque sa masse est mesurée quelque soit l’angle de détection. En effet cette méthode est peu efficace pour la mesure de masse des particules les plus légères. La décroissance en Z en fonction de l’angle est due à la cinématique de réaction.

La quasi-totalité des Si1 ont fonctionnés durant l’expérience (voir tableau 3.1.1).

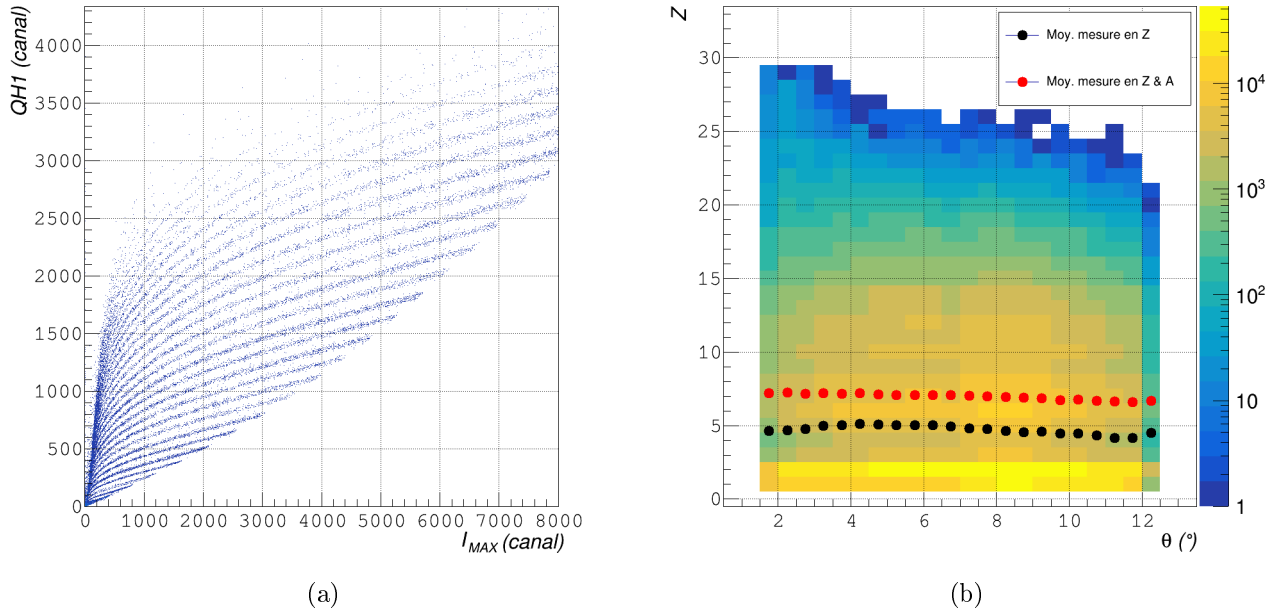


FIGURE 3.1.3 – Présentation de l'identification Si PSA de FAZIA pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{MeV}/A$. À gauche : Matrice d'identification produite en corrélant l'amplitude maximale du signal de courant I_{MAX} en fonction du signal de charge intégrée $QH1$. À droite : Résultat des identifications. La légende est similaire à celle de la figure 3.1.3b.

Matrices de pertes d'énergie $\Delta E - E$

La quantité d'énergie dE déposée par une particule dans une épaisseur de matière dx est définie par l'équation de Bethe. Pour la forme très simplifiée, cela donne :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E_{inc}} \quad (3.1.2)$$

où Z , A et E_{inc} sont respectivement la charge, la masse et l'énergie cinétique de l'ion incident.

Pour cette méthode, il n'est pas possible de déterminer les caractéristiques d'une particule si nous n'utilisons qu'un seul détecteur. Cependant, si une particule traverse une succession de deux détecteurs, par conservation d'énergie, l'énergie déposée dans chacun d'eux sera corrélée. La corrélation des deux dépôts d'énergie fait apparaître, avec une statistique suffisante, des hyperboles pour chaque Z . Si la résolution des détecteurs le permet, on peut aussi discriminer les masses.

Une telle méthode d'identification est nommée méthode $\Delta E - E$ et est très largement utilisée pour l'expérience E789 et plus généralement en physique nucléaire. Nous la présentons dans les paragraphes qui suivent.

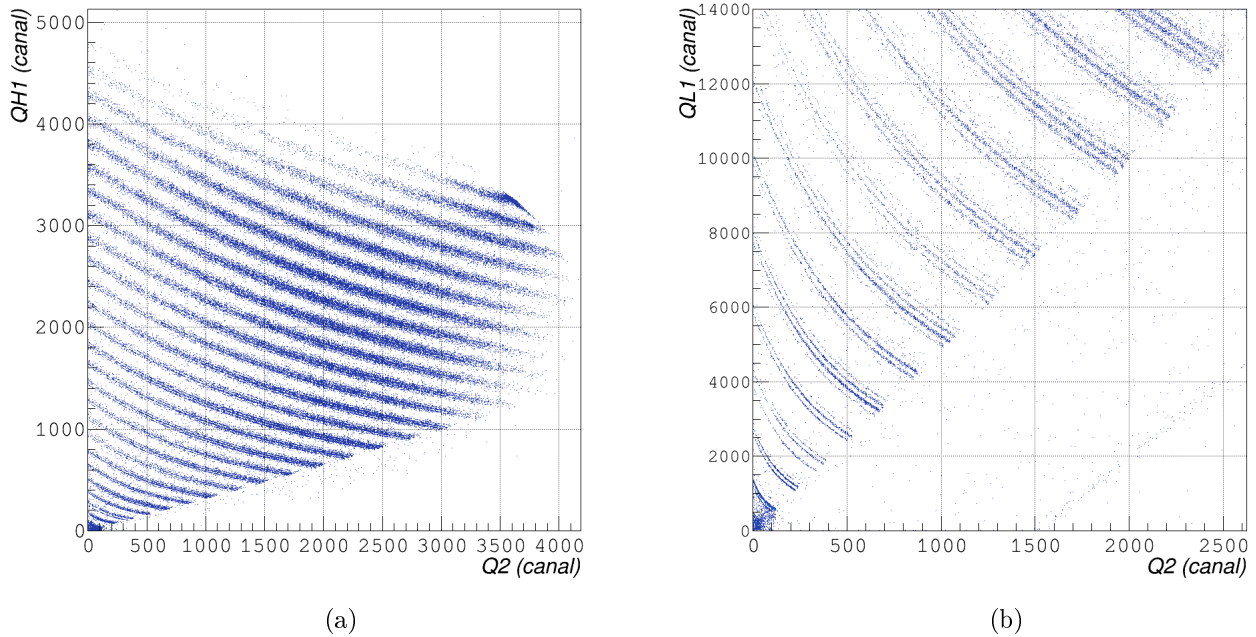


FIGURE 3.1.4 – Matrices Si-Si de FAZIA pour le télescope 122 pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV/A}$. À gauche pour le signal QH1 et à droite pour le signal QL1 du Si1.

Matrices Silicium-Silicium FAZIA (Si-Si)

Les matrices Si-Si de FAZIA sont construites en réalisant la corrélation entre le signal produit par le Si1 QH1 ou QL1 et le signal produit par le Si2 Q2. QH1 et QL1 sont le même signal mais sur deux gammes : grande échelle pour QH1 (figure 3.1.4a), permettant de voir toutes les particules détectées et petite échelle pour le QL1 (figure 3.1.4b), permettant de mieux discriminer les masses des plus petits noyaux ($Z < 10$).

Cette méthode d'identification a pu être utilisée pour la totalité des détecteurs qui ont fonctionnés durant l'expérience (voir tableau 3.1.1).

Cette méthode a permis une mesure en charge jusqu'à $Z = 29$ et en masse jusqu'à $Z = 26$ dans le meilleur des cas.

Sur la figure 3.1.5, on présente les résultats des identifications en Si-Si. Présentée de cette manière, cette méthode d'identification a l'air aussi efficace que la Si PSA pour mesurer la charge des particules. Cependant les capacités de mesure en masse sont possibles pour $Z = \{1; 2; 3; 4\}$ et pour $Z > 20$.

Cas où le CsI(Tl) du télescope ne fonctionne pas Sur les deux figures 3.1.4 nous avons présenté une matrice d'identification utilisant les deux siliciums de FAZIA. Or lorsqu'une particule traverse les deux siliciums, son dépôt d'énergie est plus faible (par rapport à une particule s'étant arrêtée dans le Si2) et diminue à mesure que l'énergie incidente augmente. En

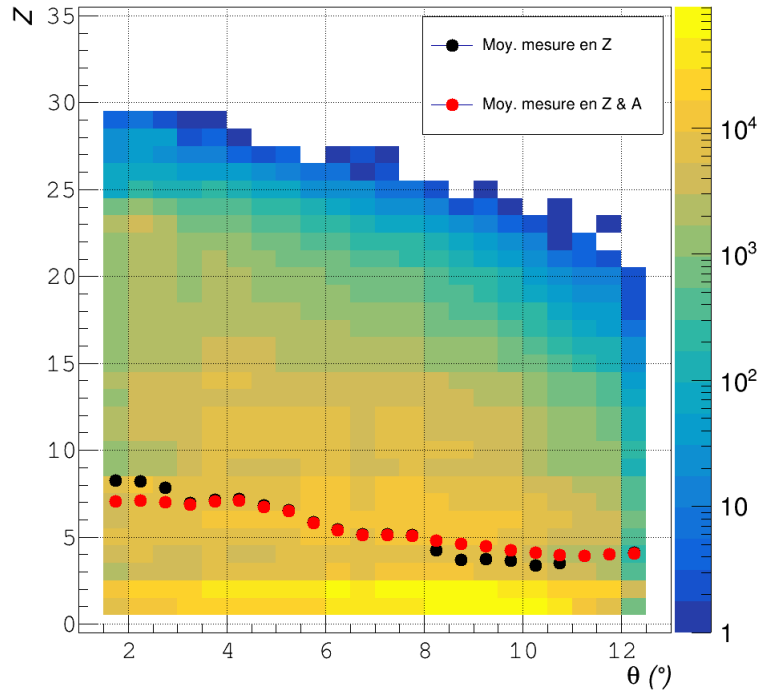


FIGURE 3.1.5 – *Résultat des identifications en Si-Si pour FAZIA. La légende est identique à celle des figures 3.1.2 et 3.1.3b.*

conséquence, une particule de charge Z et de masse A pourra se retrouver sur une hyperbole correspondant à une charge et une masse moindre, faussant l'identification. On nomme ce phénomène rebroussement. Pour l'éviter, lorsqu'un signal est produit par le CsI(Tl) (et donc qu'une particule a traversé les deux siliciums), aucun point n'est tracé sur la matrice Si-Si.

Lorsque ce n'est pas possible, parce que le CsI(Tl) ne fonctionne pas, ou parce que la condition est insuffisante, le rebroussement rend une partie de l'identification impossible. Dans le premier cas, on peut obtenir la figure 3.1.6 et elle montre que sous la ligne rouge, aucune identification n'est possible. Un traitement spécifique a donc été mis en place pour ce genre de matrices et deux cas de figure sont possibles :

- Les points sont au-dessus de la ligne rouge (présente sur la figure 3.1.6) et la charge et la masse des particules peuvent être mesurées.
- Les points sont en-dessous de la ligne rouge et leur caractéristiques ne peuvent être déterminées. Elles sont tout de même reconnues comme des particules chargées et sont prises en compte dans l'analyse pour calculer la multiplicité de particules chargées.

Ici nous avons présenté un cas extrême où le CsI(Tl) ne fonctionne pas pour mettre en avant le problème du rebroussement. Peu de scintillateurs présentaient de sévère dysfonctionnement, mais beaucoup de télescopes comportaient du rebroussement. Un recensement des matrices en présentant a été réalisé, détecteur par détecteur et réaction par réaction et nous en présentons

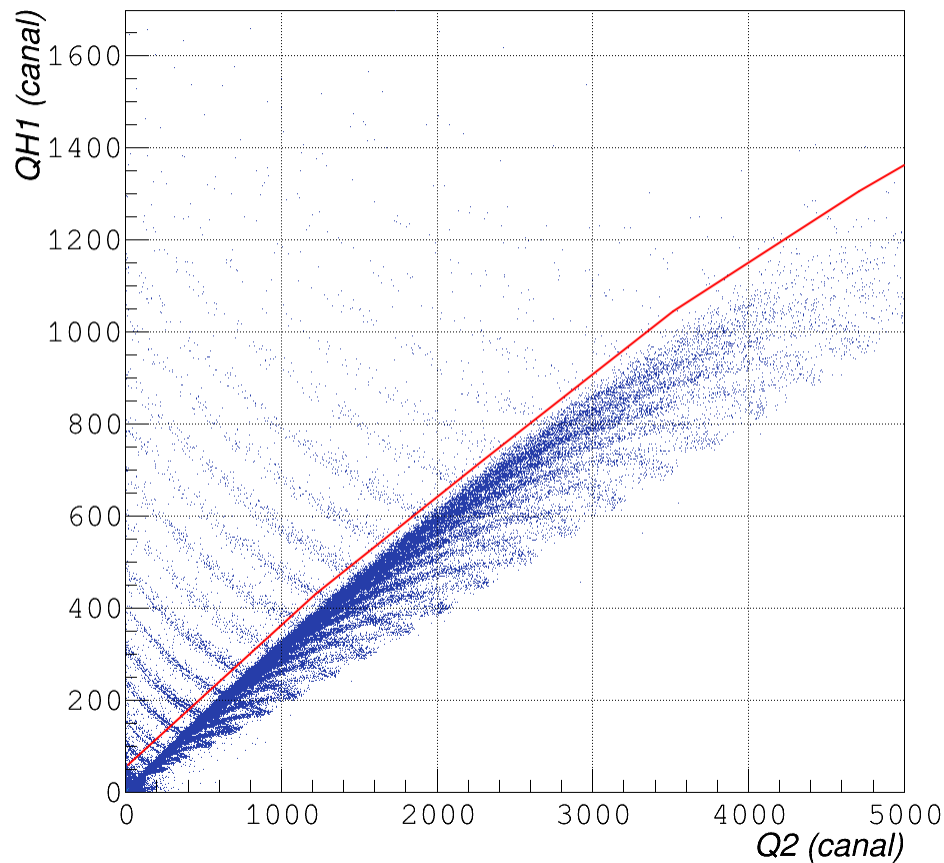


FIGURE 3.1.6 – Matrice $\Delta E - E$ Si1-Si2 du télescope 14 de FAZIA. Ici, le CsI(Tl) ne fonctionne pas et le rebroussement ne peut être supprimé (voir texte).

un résumé dans le tableau 3.1.1. On note un grand nombre de détecteurs ayant un problème sur les Si-Si, dont l'origine est un problème d'alignement le Si2 et le CsI. On recense aussi dans ce tableau le nombre de détecteurs qui n'ont pas fonctionné durant l'expérience.

Matrices Silicium-CsI(Tl) (Si-CsI)

Les matrices Si-CsI sont obtenues en corrélant le signal lumière totale L_{TOT} d'un scintillateur CsI(Tl) avec le signal du silicium qui le précède. Ici, ce sont soit les télescopes Si-CsI(Tl) pour les couronnes 6 à 9 de INDRA, soit la combinaison des signaux des Si2 et CsI(Tl) des télescopes de FAZIA.

Pour FAZIA, cette méthode permet d'identifier les particules en masse jusqu'à $Z \approx 23$ dans le meilleur des cas pour E789. Pour INDRA, on peut identifier la masse jusqu'à $Z = 8$ dans le meilleur des cas. Pour les deux multi-détecteurs, la charge de toutes les particules détectées peut être mesurée.

Énergie de faisceau (MeV)	Projectile	Cible	Rebroussement sur matrice Si-Si		Si1 dysfonctionnel	Si2 dysfonctionnel
			avec CsI(Tl) fonctionnel	avec CsI(Tl) dysfonctionnel		
52	^{58}Ni	^{58}Ni	72	16	6	14
		^{64}Ni	73	20	6	13
	^{64}Ni	^{58}Ni	75	11	4	13
		^{64}Ni	78	13	5	14
32	^{58}Ni	^{58}Ni	68	19	9	11
		^{64}Ni	71	21	7	12
	^{64}Ni	^{58}Ni	67	14	6	12
		^{64}Ni	66	13	4	12

TABLE 3.1.1 – Tableau résumant le nombre de détecteurs CsI(Tl) qui ne permettaient pas d’empêcher complètement le rebroussement (voir texte). Est aussi présenté le nombre de détecteurs qui ne fonctionnaient pas.

Un exemple de matrices Si-CsI pour INDRA pour le module 01 de la couronne 6 et pour FAZIA pour le télescope 111 est présent sur la figure 3.1.7. Les deux matrices ont été produites avec les données de la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV}/A$.

Sur la figure 3.1.8 on présente les résultats de ce type d’identification, à gauche pour FAZIA et à droite pour INDRA. Pour les plus petits angles, on note que la proportion de particules ayant leurs masses mesurées est petite par rapport au reste. Pour INDRA, même si seules 4 couronnes peuvent faire l’identification Si-CsI, elles permettent tout de même de faire une mesure en charge des particules détectées jusqu’à $Z = 18$.

Bilan des identifications

Connaître la masse des particules détectées est d’une importance capitale car l’interprétation que nous allons donner après l’analyse découle directement des distributions isotopiques. Un très grand soin y a donc été apporté.

Alors qu’une première version des identifications avaient été réalisée, lors de nos vérifications et du début de l’analyse, nous avons remarqué plusieurs problèmes.

Premièrement, nous avons vu lors de l’étalonnage des CsI(Tl) de INDRA (décrit au paragraphe §3.2) de nombreuses incohérences sur les spectres en énergie. Nous avons découvert que pour certains d’entre eux les identifications étaient très différentes entre le début et la fin de l’expérience. En réalité, la réponse des CsI(Tl) changeait au cours du temps et les lignes d’identification ne se superposaient plus avec les matrices CsI(Tl) PSA. Pour palier à ce problème, nous avons créé de nouvelles grilles d’identification pour chaque détecteur, pour chacune des 8 réactions afin que toutes les mesures de charge et de masse restent pertinentes pour toute l’expérience. Plus tard, nous avons répété la même opération avec les CsI(Tl) de FAZIA. Les

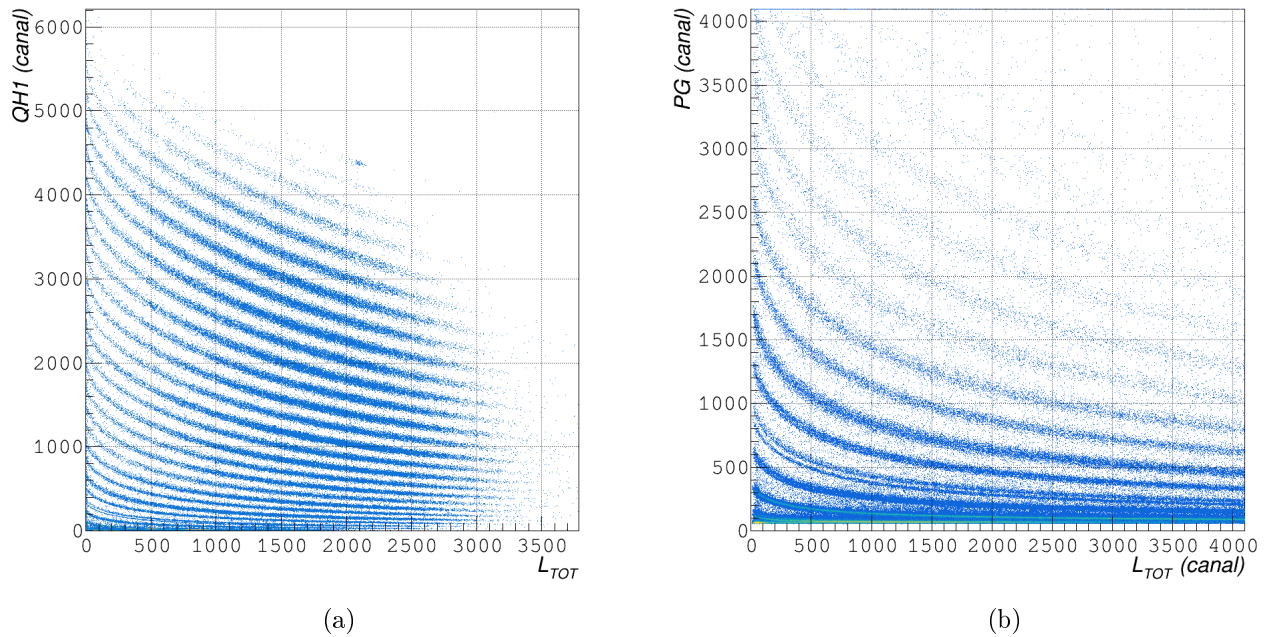


FIGURE 3.1.7 – Matrices Si-CsI utilisées pour l'identification de particules pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV/A}$. À gauche pour FAZIA pour le télescope 111. À droite pour INDRA pour le module 01 de la couronne 6.

matrices Si-Si et Si-CsI n'ont pas nécessité d'être modifiées : le rapport des signaux rapides et lents change, mais ce n'est pas le cas pour le signal total.

Deuxièmement, un problème que nous avons déjà décrit : le rebroussement (voir §3.1). Initialement supposé comme non impactant, des structures singulières avaient été aperçues dans les spectres en énergie. Nous avons donc vérifié un à un tous les détecteurs pour voir s'ils fonctionnaient (voir tableau 3.1.1), établi une liste, et exclu les parties des matrices touchées par le rebroussement de l'analyse à l'aide d'une fonctionnalité de KaliVeda spécialement développée pour l'occasion.

Les problèmes rencontrés ayant été résolus, les identifications donnent désormais un résultat pertinent. Dans les paragraphes précédents nous avons présentés 6 méthodes d'identification différentes avec chacune des capacités d'identification différentes. Sur la figure 3.1.9 on en présente le résumé. Les carrés bleus pleins et les carrés bleus vides représentent la charge maximale et minimale mesurée pour chaque méthode respectivement. Cela permet d'apprécier la gamme en Z qui a pu être identifiée par chacune des méthodes pour E789. Les étoiles rouges représentent la charge maximale pour laquelle une masse a été mesurée et indique les meilleures performances de chacune des méthodes. Enfin, nous avons fait la moyenne de la charge maximale ayant une masse mesurée pour chaque détecteur et nous l'avons représentée par des cercles pleins rouges, indiquant les performances nominales des détecteurs. On retrouve

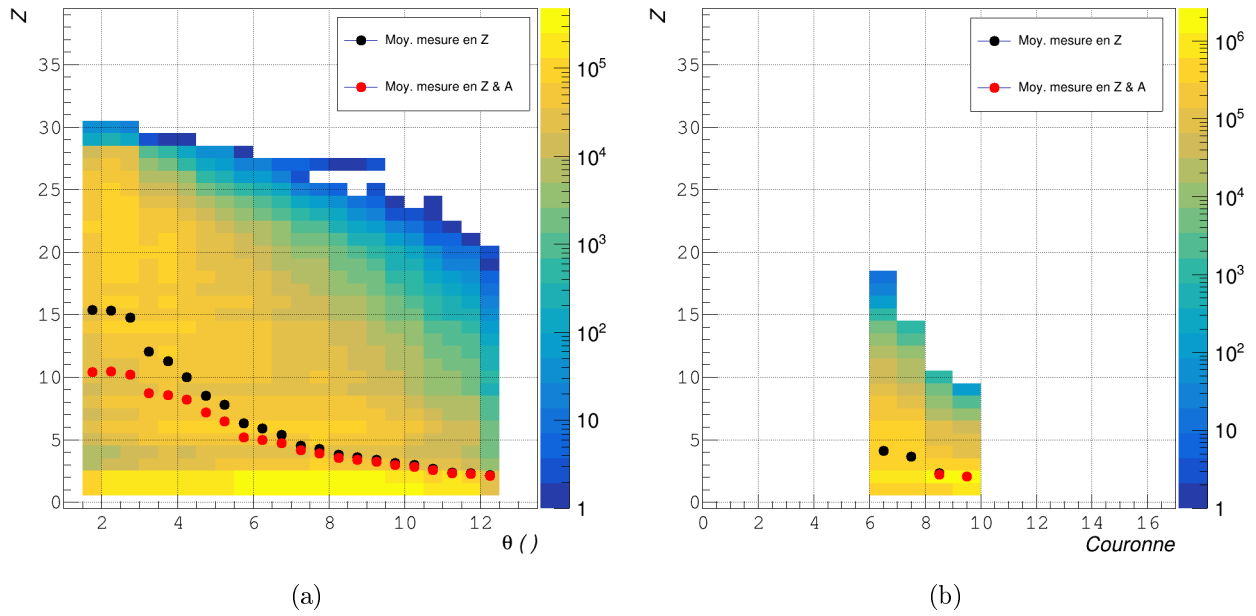


FIGURE 3.1.8 – *Résultat des identifications Si-CsI(Tl) pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A. Légende identique à la figure 3.1.2. À gauche pour FAZIA. À droite pour INDRA.*

ici des performances pour FAZIA similaires à celle qui ont été montrées dans les articles présentant son développement [43].

3.2 Étalonnage en énergie

Jusqu'ici, nous n'avons présenté les données qu'avec les signaux bruts, en canaux. Leur interprétation en énergie est nécessaire pour reconstruire la cinématique des particules.

Ayant déterminé la nature des particules qui ont été détectées (§3.1), et en utilisant une source radioactive pour étalonner le premier étage des télescopes (§3.2), on peut calculer l'énergie incidente et l'énergie résiduelle des particules considérées, en interpolant les tables de pertes [50, 51] avec KaliVeda, pour étalonner le deuxième étage des télescopes de INDRA (§3.2) et de FAZIA (§3.2) et le troisième étage des télescopes de FAZIA (§3.2).

La combinaison de toute ces méthodes est résumée sur la figure 3.2.1, les identifications qui y sont énoncées ont été présentées au paragraphe §3.1, les autres étapes sont présentées dans les paragraphes suivants.

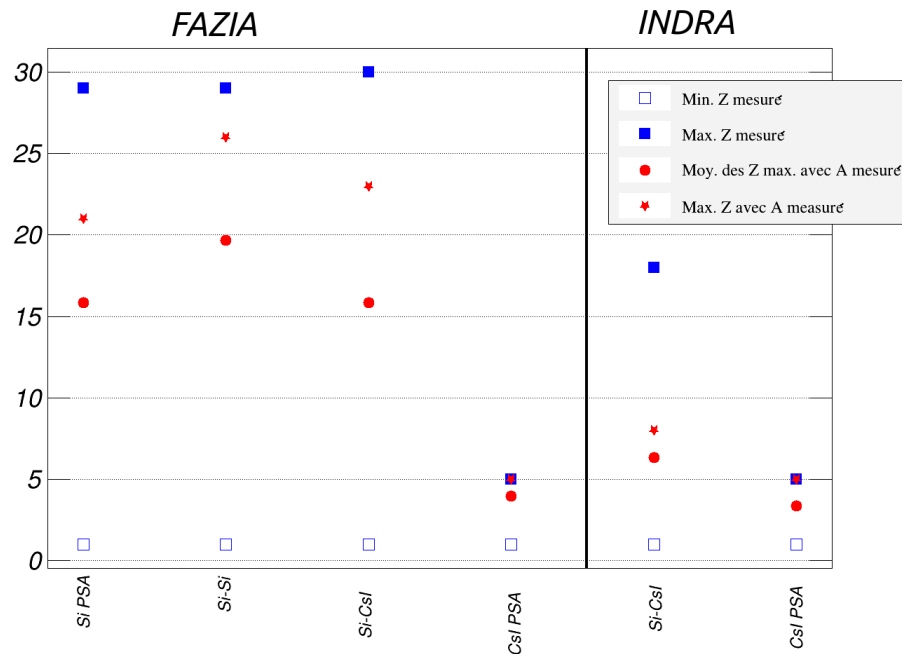


FIGURE 3.1.9 – Résumé des résultats des différentes méthodes d'identification. A signifie la masse des noyaux et Z leur charge. Les carrés pleins sont pour la charge maximale mesurée, les carrés vides pour la charge minimale mesurée, les cercles pleins pour la moyenne de la charge pour laquelle une masse est mesurée, et les étoiles rouges pour la charge maximale pour laquelle une masse est mesurée. À gauche on retrouve les méthodes d'identification pour FAZIA et à droite celles de INDRA. Ce graphique a été produit en utilisant exclusivement les données issues de la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV/A}$ mais des résultats identiques sont observés pour les autres réactions.

Étalonnage des siliciums d'INDRA et du premier étage de silicium de FAZIA

Les siliciums de INDRA ainsi que le premier étage des télescopes de FAZIA (SI1) ont été étalonnés à l'aide d'une source radioactive émettrice de particules alpha. Celle que nous utilisons est constituée des radio-isotopes ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm . Les principaux rapports d'embranchement ainsi que les énergies des α émis par chacune de ces espèces sont répertoriés dans le tableau 3.2.1. Dans ce tableau, la somme des intensités n'est pas toujours égale à 100 % ; les rapports d'embranchement les plus faibles n'ont pas été pris en compte.

La résolution des détecteurs n'étant pas suffisante pour identifier les énergies des particules α issues d'un même radio-isotope, nous avons calculé et utilisé la moyenne (colonne 4 du tableau 3.2.1) de l'énergie des α émis par chaque espèce.

Les multi-détecteurs totalisant 288 détecteurs siliciums à étalonner avec la source radioactive, nous avons développé un algorithme afin de le faire automatiquement. Cet algorithme se décompose en quatre étapes :

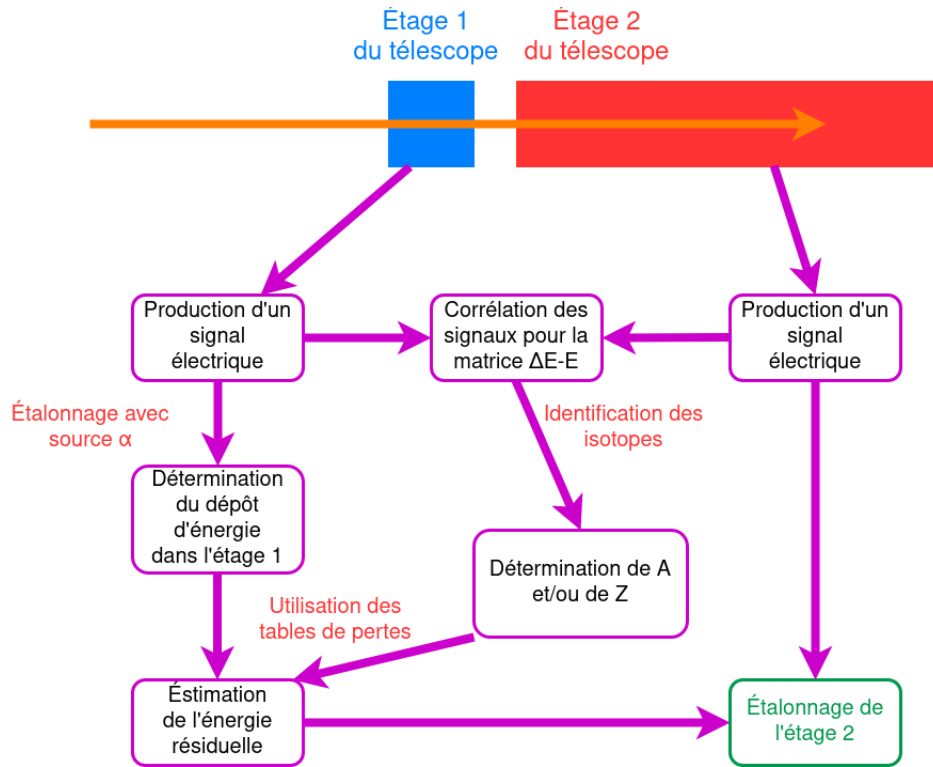


FIGURE 3.2.1 – Schéma résumant les étapes nécessaires pour l'étalonnage des détecteurs d'un télescope à deux étages. Elles sont toutes décrites en détails dans le chapitre 3.

1. recherche des maxima avec la classe TSpectrum de ROOT,
2. pré-étalonnage linéaire en utilisant les coordonnées des pics qui sert ensuite à initialiser les paramètres de notre modèle,
3. ajustement des paramètres du modèle de manière à reproduire le spectre expérimental,
4. les coefficients d'étalonnage sont finalement déduits directement de l'ajustement car ils apparaissent explicitement dans notre modèle.

Dans le cas présent, notre modèle se résume à une somme de trois gaussiennes. Une attention particulière a été portée quant au choix des paramètres libres de manière à minimiser les corrélations triviales entre ces derniers. On peut résumer le modèle avec l'équation suivante :

$$f(x) = \sum_i \frac{N_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp -\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_i}{\sigma_i} \right)^2$$

avec :

- $i = \{^{239}Pu, ^{241}Am, ^{244}Cm\}$
- $\mu_i = a_0 + a_1 E_\alpha^i$, la position du centroïde de la gaussienne i en canaux,
- $\sigma_i = a_2 a_1 E_\alpha^i$, l'écart-type de la gaussienne i en canaux,
- N_i le nombre de coups correspondant à la gaussienne i ,

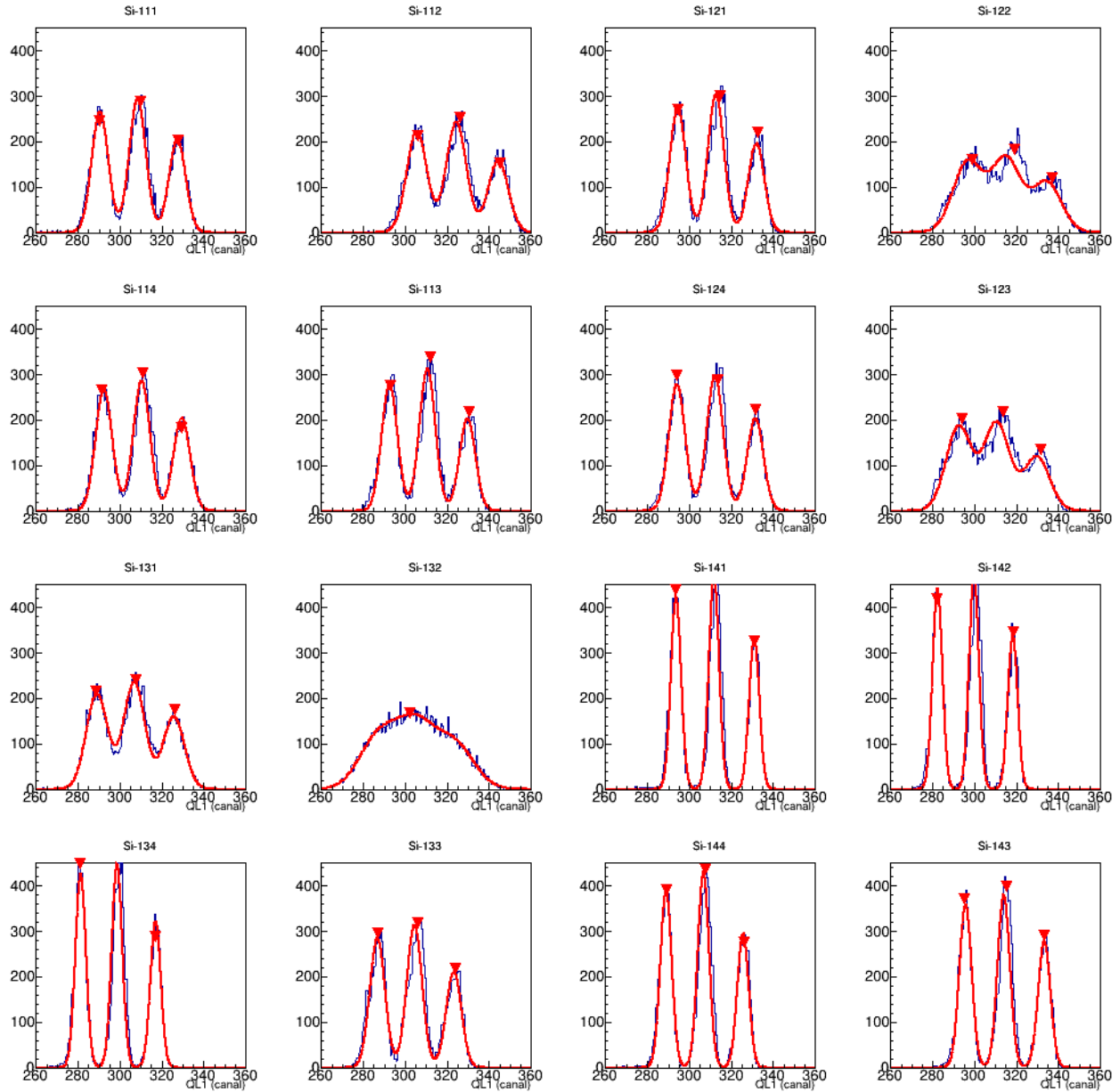


FIGURE 3.2.2 – Spectre d'étalonnage du Si1 du bloc 1 de FAZIA. En bleu, le spectre. En rouge, le résultat de l'ajustement. Les flèches rouges sont le résultat de la phase d'initialisation (voir texte).

Nucléide	Énergie (MeV)	Intensité (%)	Moyenne (MeV)
^{239}Pu	5.105	11.5	5.142
	5.143	15.1	
	5.155	73.3	
^{241}Am	5.389	1.42	5.459
	5.443	13.6	
	5.486	84.2	
	5.545	0.42	
^{244}Cm	5.764	23.3	5.796
	5.806	76.7	

TABLE 3.2.1 – Tableau résumant les principales énergies des particules α émises par la source radioactive. Les intensités les plus petites sont négligées pour le calcul de la moyenne.

— E_{α}^i la moyenne pondérée de l'énergie des différents α de l'émetteur i calculée à partir du tableau 3.2.1.

L'énergie moyenne pour chaque émetteur étant connue, il reste finalement six paramètres libres : l'intégrale des pics $\{N_{239\text{Pu}}, N_{241\text{Am}}, N_{244\text{Cm}}\}$, les deux coefficients d'étalonnage a_1 et a_0 ainsi qu'un facteur d'élargissement commun à tout les pics a_2 .

Sur la figure 3.2.2 on présente le résultat de l'ajustement pour la totalité des Si1 du bloc 1 de FAZIA. Mettre des facteurs communs aux pics nous a permis de contraindre notre modèle de manière efficace. Les histogrammes pour lesquels la résolution est la plus mauvaise, par exemple les Si1 122 et 123, ont pu être ajustés automatiquement. Le détecteur 132 quant à lui présente un dysfonctionnement et n'a pas été étalonné.

Les résolutions typiques obtenues pour FAZIA sont d'environ 50keV quand celles d'INDRA sont d'environ 300keV pour les siliciums de $300\mu\text{m}$ et de 100keV pour les siliciums de $150\mu\text{m}$.

Particularité pour l'étalonnage des siliciums d'INDRA Pour les siliciums d'INDRA, une étape supplémentaire est nécessaire pour l'étalonnage. Des signaux provenant d'un générateur à impulsions de différentes amplitudes sont envoyés aux pré-amplificateurs des siliciums qui à leur tour envoient une tension aux codeurs. Les codeurs convertissent la tension en canal. Un étalonnage Volts - Canal est ensuite réalisé, afin de s'assurer de la linéarité des codeurs.

Détermination de l'épaisseur des Si1 de FAZIA

Pour étalonner le deuxième étage de silicium de FAZIA, le dépôt d'énergie ΔE par les particules dans le premier étage va être utilisé. Afin de mieux l'estimer, nous avons déterminé avec une plus grande précision l'épaisseur des Si1.

En effet, la valeur de l'épaisseur donné par le fabricant est de $300\mu\text{m}$. Or cette valeur peut varier de quelques μm , impliquant une erreur de quelques centaines de keV pour des α , à une dizaine de MeV pour des ^{40}Ca , que l'on souhaite éviter au maximum.

Sur les matrices Si1-Si2, aux alentours de 0 sur l'axe des abscisses, les points correspondent à des particules ayant traversé et déposé la quasi-totalité de leur énergie dans le Si1. On nomme ces points « punch-through » et sont mis en valeur pour les isotopes d'oxygène sur la figure 3.2.3, qui est une copie de la carte $\Delta E - E$ du télescope 121 de FAZIA.

Avec l'étalonnage en énergie du Si1 (voir §3.2), on peut déterminer l'énergie déposée dans ce dernier. Avec l'interpolation des tables de pertes, nous pouvons lier l'énergie déposée et épaisseur de matière et déterminer l'épaisseur du Si1 en considérant le *punch-through* d'un isotope donné. Afin de s'assurer de la pertinence du résultat, pour chaque détecteur plusieurs valeurs d'épaisseurs ont été déterminées en utilisant des *punch-through* de différents noyaux.

Enfin, on détermine l'incertitude sur cette épaisseur. Les principales sources d'incertitude sont :

- L'incertitude sur les paramètres d'étalonnage a_1 (pour l'étalonnage Canal - Énergie).
- L'incertitude sur les coordonnées du point de punch-through PT due à la résolution du détecteur.
- L'incertitude sur la perte d'énergie ΔE de la particule dans le silicium.

L'incertitude sur les coordonnées du point de punch-through a été estimée à 10%. L'incertitude sur la perte d'énergie a été calculée et au vu de sa contribution ($< 10^{-3}\mu m$) nous l'avons négligé.

L'équation pour le calcul de l'incertitude $u(S)$ de l'épaisseur S est donc :

$$u(S) = \sqrt{a_1 * u(PT)^2 + (u(a_1) * PT)^2}$$

En prenant pour exemple le télescope n°012 de FAZIA, son épaisseur est $S = 305.97 \pm 3.52\mu m$ avec $k = 2$, ce qui donne une incertitude relative de $\approx 1.2\%$. Cette mesure permet d'avoir une meilleure estimation de l'énergie perdue par la particule, et améliorer la précision de l'étalonnage du Si2.

Étalonnage en énergie du second étage de silicium de FAZIA

En l'absence de faisceau dédié, l'étalonnage du Si2 a été réalisé en utilisant les tables de pertes et les matrices $\Delta E - E$. Pour étalonner les Si2, nous avons suivi la procédure présentée sur la figure 3.2.1. Avec la table des pertes, connaissant la masse et la charge de la particule ayant traversé le Si1 ainsi que l'énergie qu'elle y a déposé, on calcule l'énergie résiduelle.

L'énergie maximale étant l'énergie de *punch-through*, on en repère pour plusieurs isotopes. Connaissant l'épaisseur des Si1 on peut calculer l'énergie de *punch-through* et un ajustement linéaire de la corrélation Canal - Énergie permet d'obtenir le paramètre d'étalonnage. Pour ce travail, l'épaisseur des Si2 a été fixée à $510\mu m$.

Étalonnage en énergie des CsI de INDRA (couronnes 6 à 9)

La réponse lumineuse des CsI(Tl) aux pertes d'énergie des particules chargées peut être bien approximée par l'expression suivante [52, 53] :

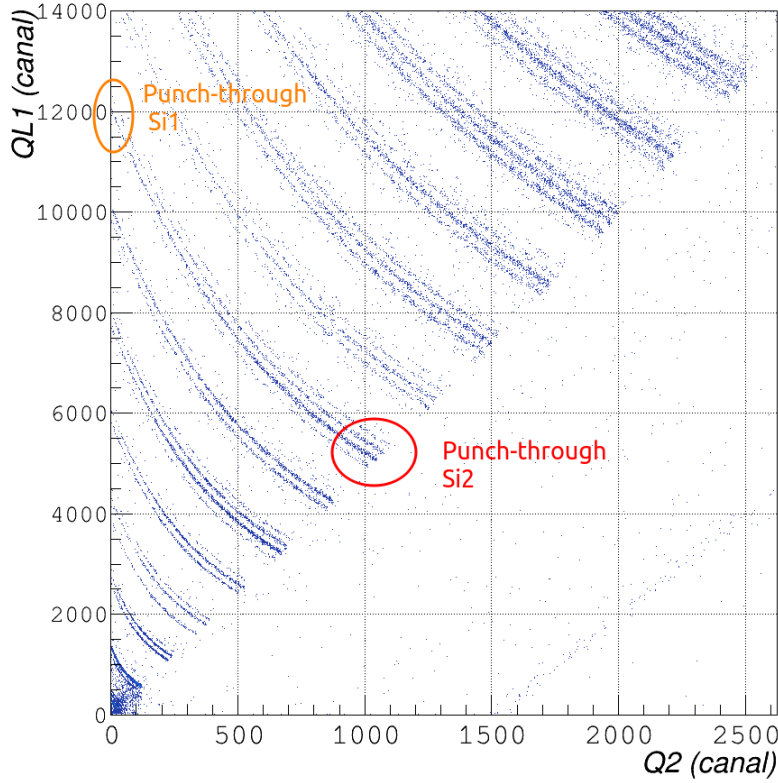


FIGURE 3.2.3 – Matrice Si-Si du télescope 121 de FAZIA (repris directement de la figure 3.1.4b). Le cercle orange sert à repérer les point de punch-through des ions d’oxygène pour le Si1, le cercle rouge pour le Si2.

$$L = a_1 \left\{ E_0 \left[1 - a_2 \frac{AZ^2}{E_0} \ln \left(1 + \frac{1}{a_2 AZ^2 / E_0} \right) + a_4 a_2 AZ^2 \ln \left(\frac{E_0 + a_2 AZ^2}{Aa_3 + a_2 AZ^2} \right) \right] \right\} \quad (3.2.1)$$

qui, en plus de la charge Z , la masse A , et l’énergie E_0 de la particule en question, dépend des 4 paramètres suivants :

- Le gain électronique a_1 .
- Le paramètre de « quenching » a_2 qui quantifie le nombre de photons produit par le scintillateur qui ont été réabsorbés par ce dernier avant d’avoir interagit avec le photomultiplicateur.
- Le seuil de production d’électron delta e^-_δ a_3 , qui est l’énergie minimum nécessaire à l’ion incident pour créer des e^- secondaire au sein du scintillateur.
- La fraction d’énergie perdue due à la production de e^-_δ a_4 .

Les paramètres a_2 , a_3 et a_4 sont directement liés aux propriétés intrinsèques du scintillateur. Ils ont été définis lors d’une précédente expérience du multi-détecteurs INDRA et leurs valeurs

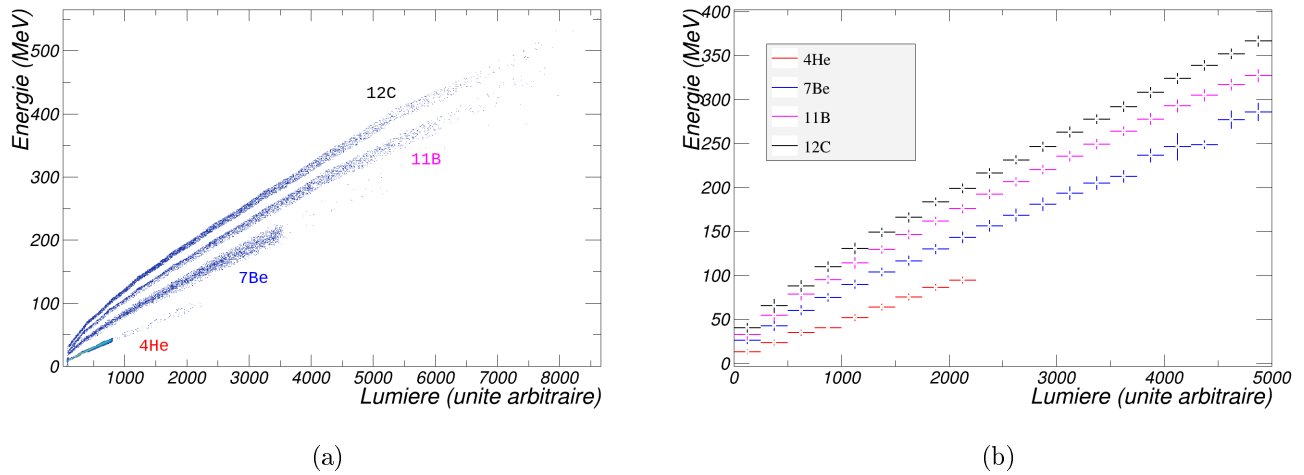


FIGURE 3.2.4 – Corrélation entre la lumière émise par le CsI(Tl) du module 0601 de INDRA et l'énergie résiduelle calculé à partir de l'énergie déposée dans le silicium. Seuls les spectres pour les isotopes ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ sont présentés ici (voir texte). À gauche, les spectres bruts. À droite, leur évolution moyenne. La barre horizontale représente la largeur de l'intervalle ; la barre verticale l'écart-type sur la moyenne de l'énergie. Le rouge est attribué au ${}^4\text{He}$, le bleu au ${}^7\text{Be}$, le magenta au ${}^{11}\text{B}$ et le noir au ${}^{12}\text{C}$.

sont inchangées pour E789. Seul le paramètre a_1 nécessite d'être modifié.

Puisque la lumière émise dépend aussi de la charge et de la masse de la particule incidente, la détermination du paramètre a_1 doit être réalisée en prenant plusieurs types de particules en compte. Pour les choisir, nous avons deux conditions :

1. Que la masse et la charge soit mesurée à l'aide de l'identification en Si-CsI présentée dans le paragraphe §3.1 afin d'estimer l'énergie déposée dans les CsI(Tl).
2. Que leur statistique soit suffisante sur une gamme d'énergie relativement grande pour pouvoir faire l'étalonnage.

La première implique que seules les particules détectées dans les couronnes 6 à 9 et que seuls des isotopes ayant une charge $Z \leq 8$ peuvent être utilisés à cause des capacités d'identification pour cette expérience. Au final, les isotopes retenus sont : ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$. On présente sur la figure 3.2.4 la corrélation entre le signal produit par le scintillateur et l'énergie résiduelle calculée à partir de la perte d'énergie dans le silicium, avec à gauche le spectre des particules ayant une masse mesurée, et à droite l'histogramme utilisé pour l'ajustement. Sur le graphique de gauche, la coupure nette pour le ${}^4\text{He}$ et le ${}^7\text{Be}$ est due à la première condition de sélection de particules énoncée précédemment : pour les particules les plus énergétiques le dépôt d'énergie ΔE dans le silicium est trop faible pour qu'elles puissent être identifiées en masse. Ainsi l'étalonnage a été réalisé sur un intervalle plus limité pour les ${}^4\text{He}$.

L'algorithme utilisé pour l'ajustement est un algorithme de minimisation du χ^2 . Ce dernier est défini tel que :

$$\chi^2 = \left(\frac{[E_0 - E_{calc}]}{u(E_0)} \right)^2$$

Avec E_{calc} l'énergie calculée avec l'équation 3.2.1 pour une lumière L et une charge et une masse donnée. Les valeurs sont ensuite données à l'algorithme TMinuit de ROOT pour la minimisation. Un exemple de résultat d'ajustement est présenté sur la figure 3.2.5 pour le module 0601 de INDRA pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV}/A$. Les points sont les mêmes que sur la figure 3.2.4b tandis que les lignes pointillées représentent le résultat de l'ajustement.

On a pu ainsi déterminer de nouveaux paramètres d'étalonnage pour les CsI(Tl) des couronnes 6 à 9 de INDRA pour chacune des 8 réactions de E789, lorsque que le silicium ou le scintillateur ne présentent pas de dysfonctionnements, soit environ 80 par réaction.

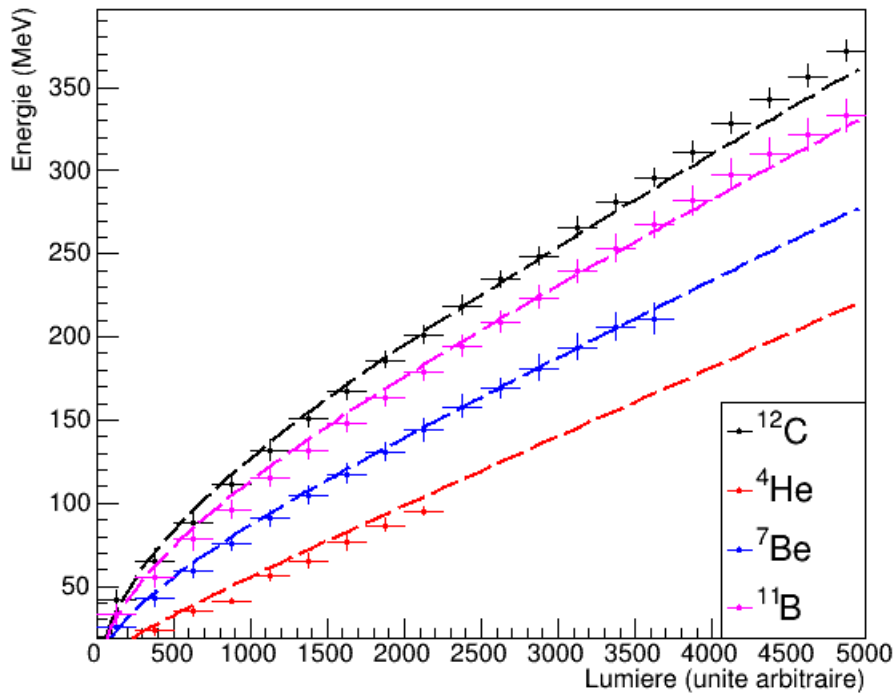


FIGURE 3.2.5 – Résultat de l'ajustement pour l'étalonnage du CsI(Tl) du module 0601 de INDRA pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV}/A$. Les points sont les mêmes que sur la figure 3.2.4b. Les traits pointillés représentent le résultat de l'ajustement avec les nouveaux paramètres d'étalonnage.

Étalonnage des couronnes 10 à 17

En l'absence de faisceau d'étalonnage, les CsI(Tl) qui ne sont pas précédés par un silicium ne peuvent pas être étalonnés : nous ne connaissons pas l'énergie des particules incidentes.

Une tentative d'étalonnage a été réalisée en utilisant les rayonnements cosmiques, dont le dépôt d'énergie est supposé linéaire, et les rayonnements γ produits par les isotopes radioactifs de thallium présents dans les cristaux. Elle s'est révélée infructueuse. Une autre solution est d'utiliser les spectres en signal total des CsI(Tl) de la seconde campagne d'INDRA pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{MeV}/A$: en les superposant avec les spectres de E789, on peut déterminer un facteur d'homotétie et déterminer un nouveau jeu de paramètres a_1 . Cet étalonnage n'a pas encore été réalisé et aucune énergie n'est attribuée aux particules ayant été détectées dans les couronnes 10 à 17 dans l'analyse présentée dans cette thèse.

3.3 Bilan final des étalonnages et identifications

Dans les paragraphes précédents nous avons présenté les diverses méthodes d'identification et d'étalonnage qui ont été utilisées pour E789. Le résultat de chacune des méthodes d'identification ont été présentées. De nombreux problèmes ont été rencontrés pour ces dernières comme le rebroussement (§3.1) et la dérive du signal des scintillateurs (§3.1) et ont pu être résolus avec du temps. Les résultats globaux des identifications ont pu être déterminés (voir figure 3.1.9) et sont similaires à ce qui a été publié par la collaboration [43].

Les différentes méthodes d'étalonnage ont aussi été présentées. Les siliciums de INDRA et les Si1 de FAZIA ont été étalonnés avec une méthode d'ajustement automatique que nous avons développé. Cet algorithme a été implémenté dans KaliVeda pour pouvoir être réutilisé par la collaboration. Les CsI(Tl) de INDRA ont été étalonné avec un algorithme de minimisation du χ^2 , et son automatiser a permis de produire un jeu de paramètres pour les 8 réactions facilement.

En dehors des détecteurs qui présentaient des dysfonctionnements, et les couronnes 10 à 17 de INDRA, tout les détecteurs ont pu être étalonnés.

Pour conclure, nous présentons sur la figure 3.3.1 une corrélation entre la charge des noyaux détectés et leur énergie par nucléon. Chaque couleur représente le domaine en charge et en énergie pour lequel une méthode d'identification peut mesurer la charge. En violet pour Si PSA, en bleu $\Delta E - E$ Si-Si, en orange $\Delta E - E$ Si-CsI et en rouge CsI PSA. Une teinte plus foncée de chacune des couleurs utilisées met en avant le domaine pour lequel la masse est aussi mesurée. Pour les méthodes $\Delta E - E$ Si-CsI et CsI PSA les identifications de INDRA et FAZIA sont mises en communs.

Cette figure met donc en avant les seuils en énergie de chacune des méthodes d'identification pour une identification en masse et/ou en charge ainsi que les capacités du dispositif à mesurer l'énergie des particules incidentes sur une grande gamme. Elle est aussi le résultat final de tout ce que nous avons présenté dans ce chapitre et montre les capacités globales de notre dispositif pour la mesure des propriétés des particules produites lors d'une collision au sein de la chambre à réaction.

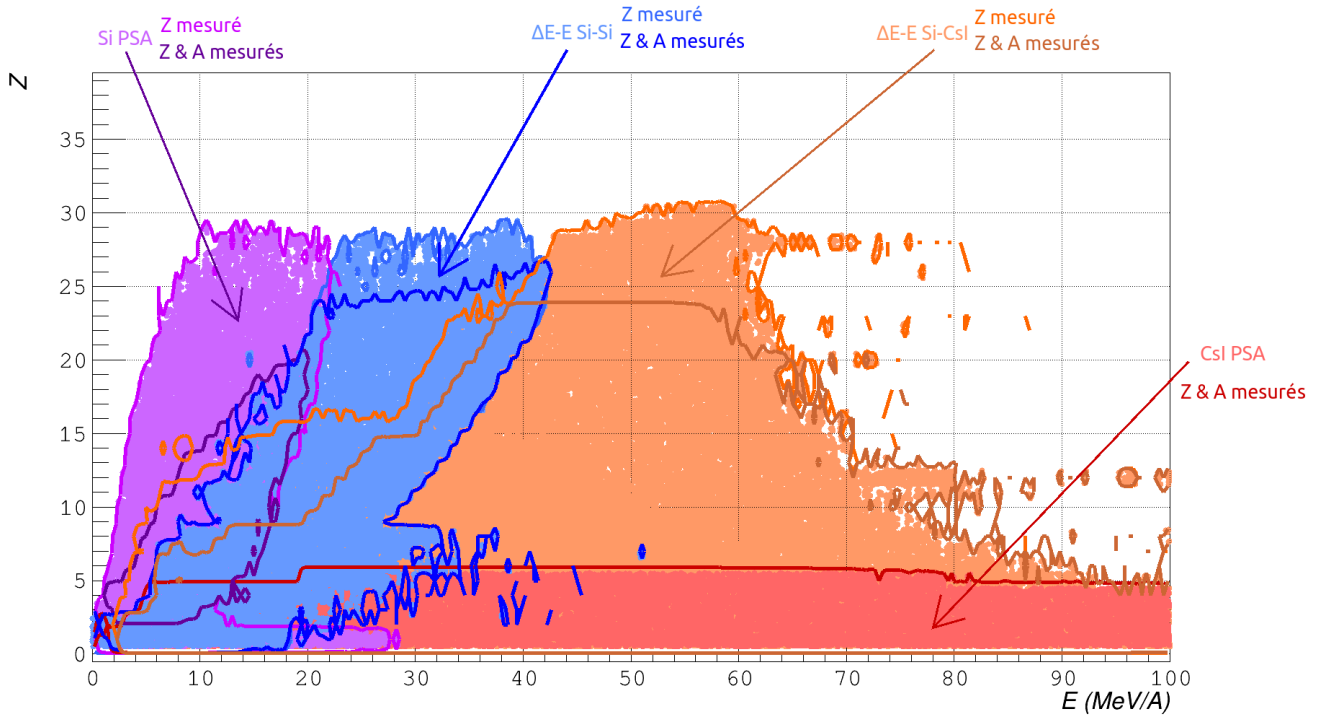


FIGURE 3.3.1 – Corrélation entre la charge et l'énergie par nucléon des particules détectées. Chaque couleur représente le domaine en charge et en énergie pour lequel une méthode d'identification est efficace. Le violet pour Si PSA, le bleu pour $\Delta E - E$ Si-Si, l'orange pour $\Delta E - E$ Si-CsI et le rouge pour CsI PSA. Une teinte plus foncée de ces couleurs est utilisée pour rendre compte du domaine où la masse est elle aussi mesurée.

3.4 Reconstruction des données avec KaliVeda

Les identifications et les étalonnages étant réalisés, les caractéristiques des particules peuvent être déterminées. Les télescopes à deux et trois étages possèdent plusieurs étalonnages et identifications pour une unique particule. La reconstruction consiste à assembler les informations données par tous les télescopes dans un ensemble cohérent, événement par événement. Un algorithme a été développé dans ce but pour reconstruire les données de la collaboration INDRA-FAZIA.

Dans un premier temps, le résultat de l'identification donnée par le dernier étage du télescope considéré est étudié. Ce résultat peut être l'identification d'une particule chargée, il peut être ambigu (le point dans la matrice d'identification trop éloigné des lignes d'identification), ou indiquer qu'une particule neutre ou un rayonnement cosmique a interagi dans le détecteur.

Dans le premier cas, le résultat est comparé aux autres identifications réalisées et si aucune d'entre elles ne donne un résultat différent, la charge et la masse sont attribuées aux signaux. Si deux identifications diffèrent, on vérifie leurs cohérences. Si une particule identifiée en Si-CsI a un Z donné, le résultat en Si-Si doit être inférieur, car la matrice présente du rebroussement.

Dans ce cas, la particule est identifiée. Si la mesure de charge est supérieure en Si-Si que celle de la méthode Si2-CsI, cela suggère qu'une deuxième particule est arrivée en même temps (c'est l'empilement, ou *pile-up*).

Dans les deux autres cas, l'algorithme passe à l'identification suivante et répète l'opération décrite précédemment. Dans le cas où toutes les identifications de particules chargées seraient ambiguës, aucune identification n'est attribuée et seule une limite minimale ou maximale est donnée sur la charge mais la particule est tout de même comptabilisée.

À chaque particule est attribué un code indiquant quelle méthode a permis de l'identifier en tant que particule chargée ou de mesurer sa charge et/ou sa masse.

Dans le cas où deux particules arriveraient en même temps, l'algorithme teste le cas où la particule s'est arrêtée dans le Si1. Si le test est positif, on peut avec les calculs de perte d'énergie retrouver la nature des deux particules détectées. Sinon, l'identification est abandonnée.

Dans un second temps, les énergies sont attribuées aux particules. Pour cela, tous les étalonnages sont utilisés pour déterminer l'énergie déposée dans chaque détecteur et la somme de ces énergies est attribuée à la particule. Dans le cas d'un empilement, l'énergie est partiellement calculée à l'aide des tables de pertes. Si un détecteur ne fonctionne pas, l'énergie qui y a été déposée sera calculée et dans ce cas précis les détecteurs suivants ne pourront pas être étalonnés. Un autre code est attribué à la particule pour indiquer si son énergie a été partiellement calculée ou non.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les premières étapes du dépouillement, l'étalonnage et l'identification, ont été présentés. Les diverses méthodes d'étalonnage ont été présentées individuellement en détails, et les résultats globaux des identifications sont présents sur la figure 3.1.9. De même, chaque méthode d'étalonnage a été présentée et nous avons présenté les algorithmes que nous avons développés.

Enfin, un bilan complet a été présenté dans le paragraphe §3.3 et la figure 3.3.1 montre les domaines en charge et énergie pour lesquels nos identifications sont efficaces.

Tous les problèmes que nous avons énoncés, rebroussement, dérive des détecteurs, ont été résolus.

Les caractéristiques des noyaux détectés ayant été déterminées quand cela était possible, les événements ont été reconstruits et nous allons pouvoir débiter les dernières vérifications des données.

Chapitre 4

État des données et exclusion des événements double collision

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté l'identification et l'étalonnage des particules détectées lors de l'expérience. Il reste cependant quelques vérifications à réaliser. Nous voulons connaître la réponse du dispositif en termes d'énergie et de charge totale récoltée.

Dans ce chapitre un résumé de l'état des données est présenté, ensuite nous expliquons les diverses vérifications et corrections réalisées.

4.1 État des données disponibles

Pour chacune des 8 réactions de E789, un temps de faisceau similaire a été attribué. Divers problèmes techniques sont advenus pendant l'expérience et cela a influé sur la quantité de données qui ont pu être enregistrées. Dans le tableau 4.1.1 nous présentons, l'énergie de faisceau, la masse du projectile et de la cible et le nombre d'événements enregistrés pour chacune des réactions. On y présente aussi le nombre total de particules qui ont été identifiées comme particules chargées, ainsi que la proportion qui ont été détectées par FAZIA ou INDRA. INDRA ayant une plus grande couverture angulaire, il détecte la majorité des particules. La proportion de particules ayant charge ou charge et masse mesurée est similaire. Enfin, seule la moitié des particules détectées ont pu être étalonnées. Au vu des taux pour chacun des multi-détecteurs, ces chiffres sont dus à l'absence d'étalonnage pour les couronnes arrières de INDRA.

En plus de présenter l'état des données, ce tableau montre qu'en fonction de ce que nous voulons étudier, la charge ou l'énergie d'une particule, nous n'aurons pas accès au même set de données. Considérer la masse ou l'énergie des particules est une première sélection des données.

On définit la multiplicité comme étant le nombre de particules chargées détectées dans un événement. En fonction du statut des particules on peut définir plusieurs types de multiplicité :

- M_{ch} le nombre de particules chargées.
- M_{IDZ} la multiplicité de particules dont la charge a été mesurée.

Énergie de faisceau (MeV/A)	Projectile	Cible	Nombre d'événements enregistrés (*10 ⁶)	Nombre de particules identifiées			Taux de particules avec :		Taux de particules identifiées en charge et étalonnées		
				Au total (*10 ⁶)	Taux détectée par FAZIA (%)	Taux détectée par INDRA (%)	Charge mesurée (%)	Masse et charge mesurée (%)	Total (%)	Pour FAZIA (%)	Pour INDRA (%)
52	⁵⁸ Ni	⁵⁸ Ni	26.6	340.3	21.52	78.48	89.50	85.57	48.88	78.98	40.63
		⁶⁴ Ni	27.2	323.9	22.73	77.26	88.79	84.84	49.32	78.30	40.79
	⁶⁴ Ni	⁵⁸ Ni	14.6	162.2	24.00	76.00	87.80	83.19	49.49	78.08	40.46
		⁶⁴ Ni	26.2	293.0	23.57	76.43	88.13	82.69	49.29	77.32	40.65
		⁵⁸ Ni	21.2	233.9	19.98	80.02	87.65	80.60	48.97	82.13	40.69
		⁶⁴ Ni	17.4	177.5	21.69	78.31	86.63	81.55	48.10	79.48	39.41
32	⁵⁸ Ni	⁵⁸ Ni	28.5	295.4	21.16	78.84	86.39	78.51	48.44	81.68	39.52
		⁶⁴ Ni	22.1	281.1	22.19	77.81	85.82	77.74	48.96	80.84	39.87

TABLE 4.1.1 – Présentation de l'état des données pour chaque réaction. Les taux de particules étalonnées et détectées par FAZIA ou INDRA sont calculés à partir du nombre de particules détectées par le détecteur correspondant. Tout les autres sont calculés à partir du nombre total de particule identifiées.

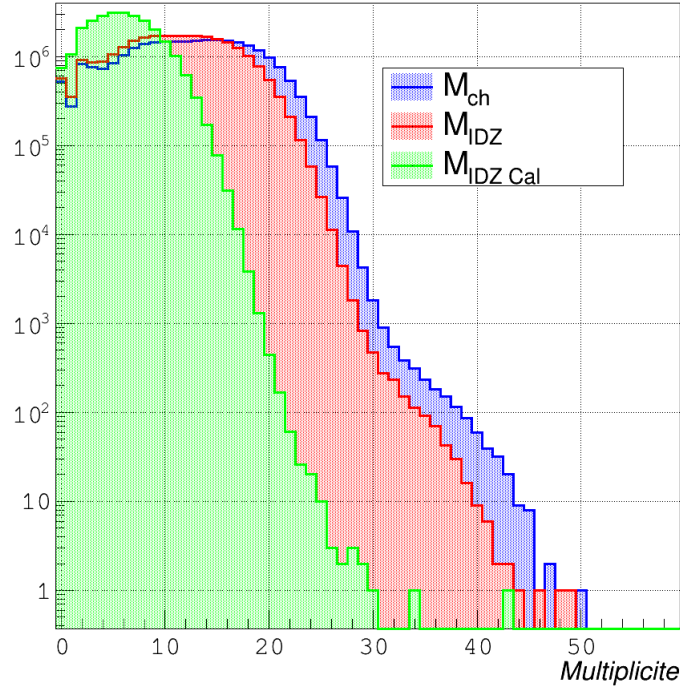


FIGURE 4.1.1 – Comparaison de distributions en multiplicité pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52 \text{ MeV}/A$. En bleu la distribution de la multiplicité des particules chargées M_{ch} , en rouge des particules identifiées en charge M_{IDZ} et en vert des particules identifiées en charge et étalonnées $M_{IDZ Cal}$.

- $M_{IDZ Cal}$ la multiplicité de particules dont la charge a été mesurée et pour lesquelles une énergie a été attribuée.

On présente les distributions de ces trois quantités sur la figure 4.1.1. Elle illustre les sélections tout juste discutées.

4.2 Vérifications et premières sélections des données

Événements non corrélés

Comme décrit dans le paragraphe §2.3, un marqueur de temps $MT_{CENTRUM}$ est envoyé à INDRA et FAZIA lorsqu'ils détectent une particule. La différence des deux valeurs $MT_{CENTRUM}$ informe sur le temps qu'il y a eu entre le déclenchement de l'électronique de FAZIA et de INDRA (rappelons que la fenêtre de temps utilisée pour la coïncidence des deux multi-détecteurs est d'environ $\approx 1.47 \mu s$). Sur la figure 4.2.1 on en présente une distribution pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52 \text{ MeV}/A$ en unité arbitraire (un facteur 10 permet d'obtenir des ns sur l'axe des abscisses). Entre $10 u.a.$ et $70 u.a.$, on observe deux pics qui correspondent

à une corrélation entre les deux multi-détecteurs. Au-delà de 70 *u.a.* un fond quasiment plat est présent, où le déclenchement des deux électroniques d'acquisition ne semblent pas être corrélés. Ce fond doit en principe être exclu de l'analyse.

Dans ce but, nous avons ajusté une droite à la distribution dans l'intervalle [76; 110] *u.a.*, que l'on présente en rouge sur la figure 4.2.1a. Cette droite délimite le fond par rapport au reste. En soustrayant le fond au spectre total, on obtient un second spectre où n'apparaît que la structure correspondant aux événements corrélés. Le rapport de ce dernier avec le spectre total permet d'obtenir le taux d'événements corrélés pour chaque valeur de $MT_{CENTRUM}$. Ce taux, présent sur la figure 4.2.1b, permet d'attribuer un poids dans les analyses ultérieures : le taux de la figure 4.2.1b représente notre estimation de la probabilité, pour chaque valeur de $MT_{CENTRUM}$, que les événements enregistrés par INDRA et FAZIA correspondent à une véritable coïncidence.

Cette étude a été menée pour chacune des réactions de l'expérience et donnent un spectre similaire.

Ce poids n'est pas utilisé immédiatement, car nous avons l'intention d'examiner les données sans aucune sélection en premier lieu. Nous l'indiquerons explicitement lorsqu'il sera pris en compte.

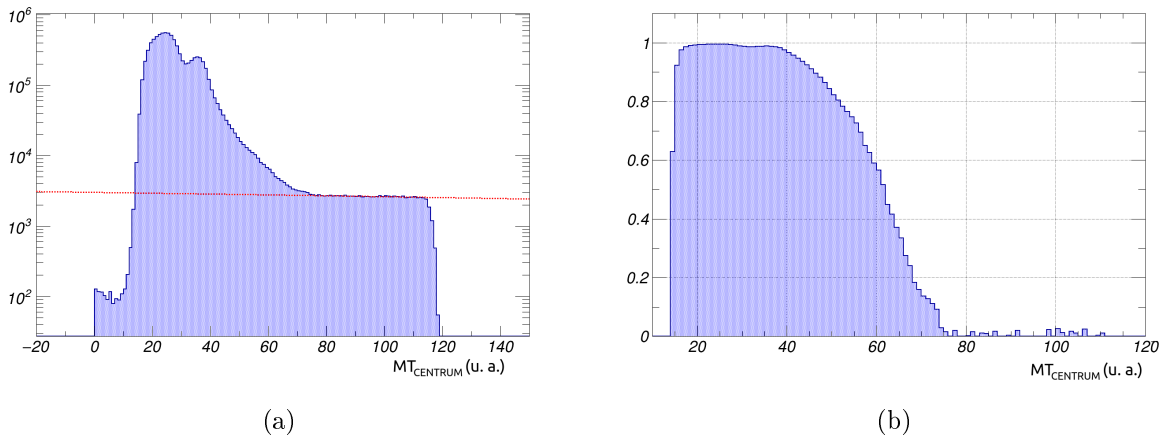


FIGURE 4.2.1 – À gauche : Spectre en $MT_{CENTRUM}$ pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A. La ligne rouge représente la modélisation du fond dû aux événements décorrélés. L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique. À droite : Rapport entre le spectre des événements corrélés et le spectre total (voir texte).

Événements doubles collisions

La fréquence de production du cyclotron pour E789 est d'environ 12 *MHz* pour une intensité de faisceau de 10^8 particules par seconde en moyenne. Soit environ 12 ions pénètrent la chambre à réaction toutes les 80 ns. Utilisant la systématique de [54] (implémentée dans KaliVeda), nous obtenons une section efficace moyenne de réaction de 3.3 *b* pour les réactions

de $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à 32 MeV/A et 52 MeV/A . Avec la masse surfacique de la cible de ^{58}Ni utilisée de 300 mg/cm^2 , on obtient une probabilité d'avoir $1 * 10^{-4}$ réactions par paquet. Supposant une distribution de Poisson pour le nombre actuel de réactions par paquet, nous obtenons une probabilité de $5 * 10^{-9}$ d'avoir deux réactions par paquet. Soit, en moyenne, nous avons enregistré un événement contenant une double collision toutes les 16 secondes. De par la difficulté de déterminer l'origine des particules lorsque deux collisions adviennent en même temps, il est important d'écarter au maximum ces événements de l'analyse.

Soit la pseudo-impulsion du faisceau \tilde{P}_{beam} , la pseudo-impulsion totale normalisée à la pseudo-impulsion du faisceau \tilde{P}_{TOT} et la charge totale récoltée Z_{TOT} d'un événement ayant un nombre N de particules détectées définies telles que :

$$Z_{TOT} = \sum_i^N Z_i$$

$$\tilde{P}_{beam} = Z_{beam} V_{beam}$$

et :

$$\tilde{P}_{TOT} = \frac{\sum_i^N Z_i V_i}{\tilde{P}_{beam}}$$

avec Z_i et V_i la charge et la norme de la vitesse de la particule i respectivement, sur la figure 4.2.2a on présente la corrélation entre la pseudo-impulsion totale de l'événement normalisée à la pseudo-impulsion du faisceau \tilde{P}_{TOT} et la charge totale récoltée Z_{TOT} . Cette figure montre que pour un certain nombre d'événements, la pseudo-impulsion totale récoltée dépasse largement celle qui est délivrée par le faisceau. De plus pour certains événements on a $Z_{TOT} > 56$, ce nombre étant la somme des charges de la cible et du projectile. Sur la figure 4.2.2b on présente la pseudo-impulsion du plus gros fragment détecté $\tilde{P}_{Z_{MAX}}$ en fonction de Z_{TOT} . Ici sont présentes deux structures notables : l'une à $\tilde{P}_{Z_{MAX}} \approx 1$, qui correspondrait à un ion du faisceau qui, après une collision élastique, dépose la totalité de son énergie dans un télescope. La charge totale récoltée allant bien au-delà de 56 il semble que plusieurs collisions soient advenues et que l'une d'entre elles ait été une collision élastique. Tout ce qui a été discuté jusqu'ici est dû aux doubles collisions. La seconde structure à $\tilde{P}_{Z_{MAX}} = 0$ correspond aux particules non étalonnées et n'a pas forcément de lien avec les doubles collisions.

Une autre conséquence des doubles collisions peut se voir sur les distributions de multiplicité, par exemple sur la figure 4.1.1, où aux alentours de 30 sur l'axe des abscisses pour la distribution M_{ch} on aperçoit un accouplement qui augmente artificiellement la multiplicité.

Sur la figure 4.2.3 on présente en bleu la distribution des temps de détection (TdD) spécifiques à chacun des détecteurs de INDRA (la valeur 0 marquant le déclenchement de l'électronique du multi-détecteur) et en rouge la même chose, mais pour les événements ayant $\tilde{P}_{beam} > 1$. On remarque que pour les deux cas les distributions sont sur la même gamme de

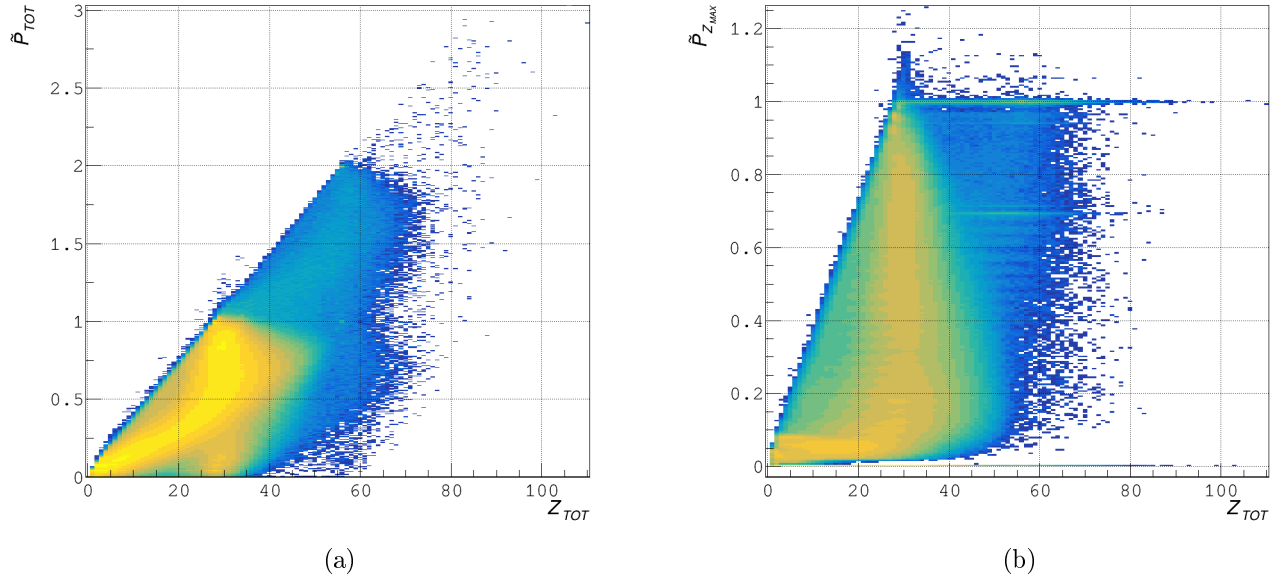


FIGURE 4.2.2 – Pour les deux figures, les données sont celles de la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@52\text{ MeV/A}$. À gauche : Corrélation entre la pseudo-impulsion totale ZV_{TOT} et la charge totale Z_{TOT} . À droite : Corrélation entre la pseudo-impulsion de la particule la plus chargée $\tilde{P}_{Z_{MAX}}$ et la charge totale Z_{TOT} .

TdD. Initialement, nous souhaitons discriminer les doubles collisions à l'aide de ces temps de détections et au vu de cette distribution cela s'avère impossible.

Nous avons donc procédé à des coupures dans les différents spectres afin de retirer les événements de double collision de l'analyse. Pour supprimer la structure que nous observons à $\tilde{P}_{Z_{MAX}} = 1$ sur la figure 4.2.2b, nous avons retiré de l'analyse tout événement ayant un $Z_{MAX} \geq 28$. Nous excluons tout événement ne respectant pas la condition $\tilde{P}_{TOT} < 1.05$. Nous laissons 5 % de marge pour considérer l'erreur faite sur l'absence de mesure de masse. Aussi, nous excluons tout événement ayant $Z_{TOT} > 56$. Finalement, sans rapport avec les doubles collisions, nous excluons les événements ayant une multiplicité $M_{ch} \leq 1$ car non-représentatif du déclenchement expérimental.

Sur la figure 4.2.4 on présente les distributions en M_{ch} avec et sans les sélections. Ici, le poids déduit du spectre $MT_{CENTRUM}$ (voir §4.2) est aussi appliqué. On remarque que même si des événements de double collision sont exclus, cela ne permet pas de supprimer complètement les événements participant à l'accouement dans les distributions en multiplicité. La conclusion est que nous ne pouvons complètement retirer les doubles collisions des données. Ces premières sélections écartent de l'analyse moins de 0.5% des événements.

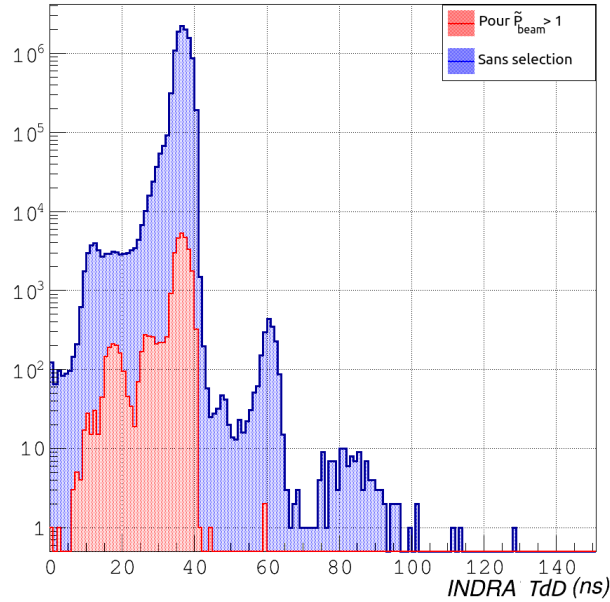


FIGURE 4.2.3 – Distribution des temps de détection des détecteurs TdD de INDRA par rapport au déclenchement de l'électronique. En bleu, la distribution totale. En rouge, la distribution pour les événements considérés comme double collisions avec la sélection $\tilde{P}_{beam} > 1$.

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, le bilan des données a été présenté. Nous avons pu observer que la quantité de particules qui ont été étalonnées et la quantité qui ont été identifiées ne sont pas les mêmes, et que cela a une grande incidence sur les données que l'on étudie. Nous avons aussi remarqué que certains événements n'ont pas l'air de présenter une corrélation entre les deux multi-détecteurs et se répartissent sur tout le spectre en $MT_{CENTRUM}$. Nous avons pris en compte ce fond d'événements non corrélés en appliquant un poids aux événements. Finalement, nous avons exclu des événements où plusieurs collisions ont été enregistrées. Une partie des doubles collisions sont encore dans les données, mais ne peuvent être complètement écartées. Dans les prochains chapitres, toutes les sélections présentées dans ce chapitre seront appliquées.

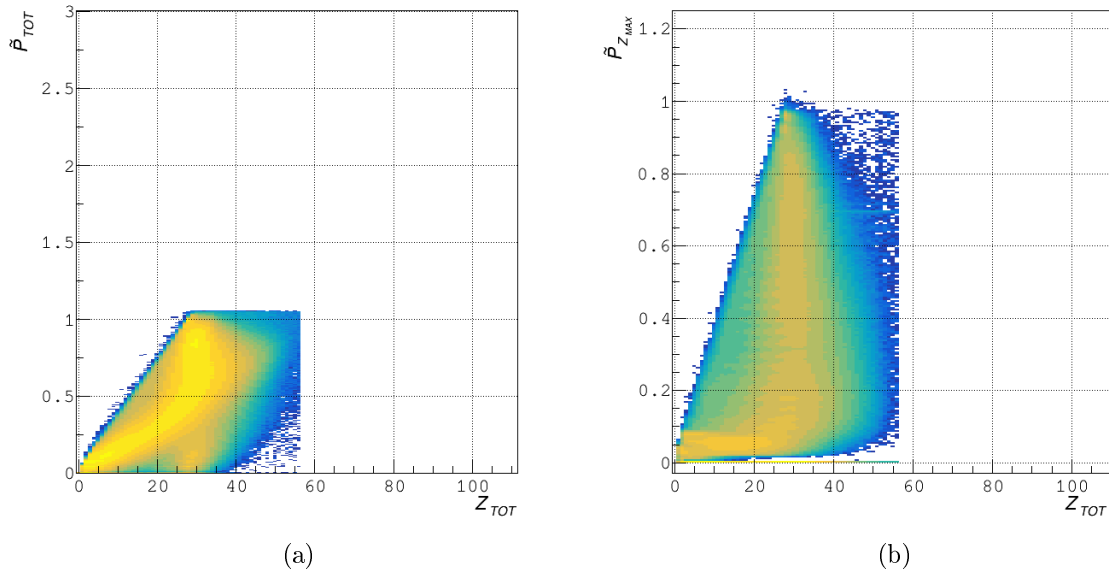


FIGURE 4.2.4 – Même légende et corrélations que pour la figure 4.2.2. Les sélections pour retirer le double collisions sont implémentées (voir texte).

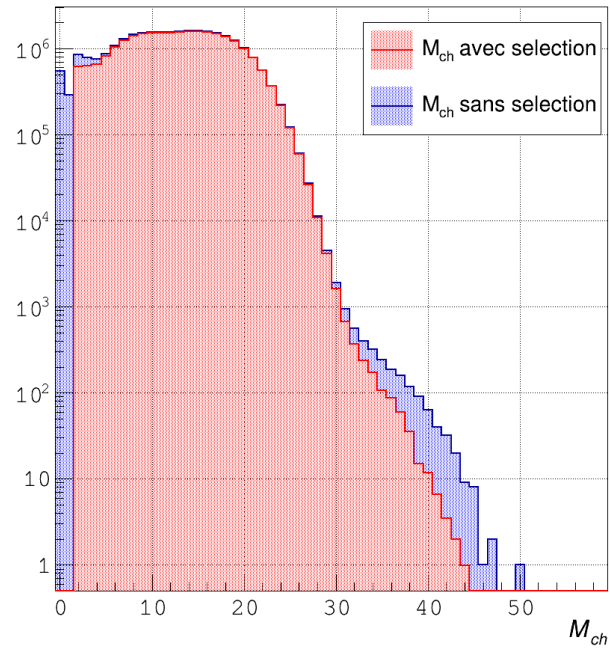


FIGURE 4.2.5 – Comparaison entre les distributions de M_{ch} avec et sans sélection (voir texte). En rouge la distribution avec les sélections en double collisions et l'application du poids déterminé dans le paragraphe §4.2. En bleu, la même distribution sans les sélections.

Chapitre 5

Éstimation de la distribution de paramètre d'impact expérimentale

En général des observables liées à la centralité, comme la multiplicité de particules chargées ou encore l'énergie transverse des particules légères, sont utilisées pour classifier les événements par type de collision (centrale / périphérique). Cependant, ces observables expérimentales ne sont pas forcément reproduites par les simulations, et la comparaison entre théorie et expérience peut s'avérer difficile à mettre en oeuvre. Ainsi, de nombreux travaux ont été entrepris au sein de la communauté afin d'estimer la centralité d'une collision.

Ce chapitre est dédié à l'estimation du paramètre d'impact pour chacune des réactions de E789 à l'aide d'une méthode récemment développée au sein de la collaboration INDRA [55]. La méthode sera dans un premier temps présentée et appliquée aux données de l'expérience.

Des simulations du modèle de transport *Anti-symmetrized Molecular Dynamics* (AMD) [56] ont été réalisées pour chacune des réactions de E789. Les résultats de cette simulation étant des noyaux chauds, le code de désexcitation statistique GEMINI++ [57] a été utilisée pour simuler leur désintégration. La réponse du dispositif expérimental en termes de couverture angulaire et de seuils d'énergie a été simulée. Ces simulations sont utilisées à titre de comparaison dans ce chapitre.

Toutes les sélections des données présentées dans le chapitre 4 sont appliquées dans l'analyse qui suit.

5.1 Présentation des simulations AMD + GEMINI++

Le modèle de transport *Anti-symmetrized Molecular Dynamics* (AMD) [56] permet de générer des événements de collisions nucléaires. Il décrit les systèmes nucléaires à l'aide de produits de paquets d'ondes gaussiens antisymétrisés représentant les nucléons. L'interaction nucléaire à deux corps de ces simulations sont décrites par un potentiel skyrme Sly4 [58]. Il a été paramétrisé pour correspondre à deux valeurs de L_{sym} : $L_{sym} = 46 \text{ MeV}$ (paramétrisation nommée *soft*) et $L_{sym} = 108 \text{ MeV}$ (paramétrisation nommée *stiff*). Pour chaque réactions et chaque paramétrisation, 20 000 collisions ont été simulées. La simulation d'une collision est

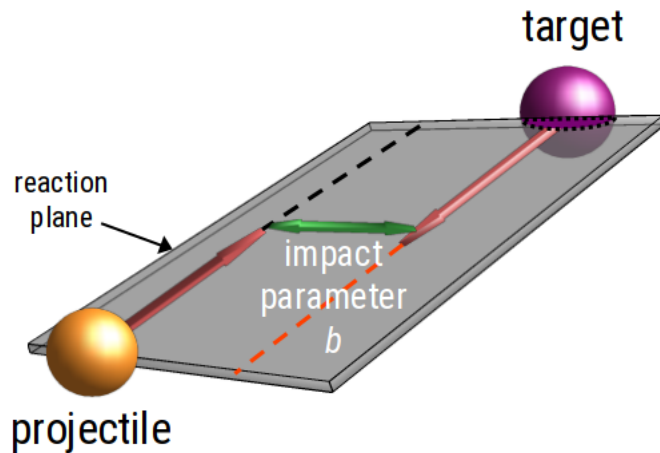


FIGURE 5.2.1 – Représentation schématique du paramètre d'impact.

systématiquement stoppée après un temps de $500 \text{ fm}/c$.

Les noyaux chauds produits par les simulations AMD ont été désexcités par le modèle statistique GEMINI++. Il traite la désintégration des noyaux comme étant une série de décroissance binaires séquentielles.

Pour chaque collision simulée, les noyaux ont été désexcités 100 fois, produisant un total de 2 millions de réactions pour chaque réaction pour chaque paramétrisation. La réponse du couplage de INDRA-FAZIA a ensuite été simulée à l'aide de la suite logicielle KaliVeda.

5.2 Méthode d'estimation du paramètre d'impact

Soit deux noyaux acteurs d'une collision en phase d'approche à distance infinie, le paramètre d'impact est défini par la distance perpendiculaire à la trajectoire de leurs centres respectifs. Il est représenté schématiquement sur la figure 5.2.1. Le paramètre d'impact permet de classer les collisions de noyaux par type : un grand paramètre d'impact donne une collision élastique quand un petit paramètre d'impact donne une collision inélastique très dissipative. Ainsi les observables expérimentales sont intrinsèquement liées au paramètre d'impact des collisions.

L'un des défis majeurs dans l'étude des collisions d'ions lourds est d'estimer le paramètre d'impact des collisions, et ce, sans aucune dépendance à un modèle. Une méthode développée initialement pour la physique des collisions à hautes énergies, et présentée dans l'article [59], a été utilisée pendant plusieurs décennies et reposait sur des considérations géométriques du paramètre d'impact. Cependant, ce modèle n'est valide que dans un régime où les fluctuations sont absentes, ou alors suffisamment petites pour pouvoir être ignorées. Or, dans le domaine de l'énergie de Fermi, les fluctuations ont une place importante dans les collisions, car de nombreux phénomènes entrent en jeu : les collisions nucléon-nucléon, la fragmentation et la multi-fragmentation, et l'évaporation des noyaux excités qui reposent sur des phénomènes probabilistes.

Très récemment, deux articles ont été publiés [60, 61] présentant une nouvelle méthode permettant d'estimer le paramètre d'impact indépendamment de tout modèle. Elle a été exclusivement appliquée à des données issues de collisions d'ions à très hautes énergies réalisées au LHC du CERN. Elle repose sur une approche bayésienne et permet aussi d'estimer les fluctuations entre l'observable étudiée et le paramètre d'impact. Dans le premier article, l'unique hypothèse est que les fluctuations suivent une distribution gaussienne, dans le second ces fluctuations suivent une distribution gamma. Dans l'article [55], la méthode développée dans [60, 61] a été adaptée et appliquée aux collisions aux alentours de l'énergie de Fermi. Nos travaux sur l'estimation de la distribution du paramètre d'impact reposent sur [55], que nous présentons dans la suite. Toutes les équations qui seront présentées seront directement extraites des articles cités précédemment.

Afin d'illustrer les propos qui vont suivre, nous présentons sur la figure 5.2.2 des spectres produits par une simulation AMD non filtrée pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni} @ 52 \text{ MeV}/A$.

L'une des conditions fondamentales pour que la méthode puisse être utilisée est que l'évolution d'une observable X avec le paramètre d'impact b soit monotone. L'évolution moyenne de la multiplicité de particules chargées M_{ch} avec b que l'on présente sur la figure 5.2.2a avec des données simulées est en accord avec cette condition. Une seconde condition est que la dépendance de X en b doit pouvoir s'écrire sous la forme d'une distribution de probabilité conditionnelle $P(X|b)$. La distribution de l'observable X issue de toutes les collisions mesurées avec une distribution de paramètre d'impact, en principe inconnue, est définie comme :

$$P(X) = \int_0^\infty P(b)P(X|b)db \quad (5.2.1)$$

Ici, la corrélation de M_{ch} avec b serait la probabilité à plusieurs variables $P(X, b)$, équivalente à $P(X, b) \equiv P(X|b)P(b)$ ou encore $P(X, b) \equiv P(b|X)P(X)$. Dans ce cas, $P(X)$ est la distribution en bleu sur 5.2.2b) et $P(b)$ la distribution en bleu sur 5.2.2c). $P(X|b)P(b)$ est la distribution en multiplicité associée à une valeur de b , et $\int_{b_1}^{b_2} P(X|b)P(b)db$ la distribution associée à un intervalle de b . Cette dernière est, pour l'intervalle délimité par les lignes vertes sur 5.2.2a, représentée par la distribution verte sur 5.2.2b).

À l'inverse $\int_{M_{ch1}}^{M_{ch2}} P(b|X)P(X)dX$ est par exemple la distribution rouge sur 5.2.2c) pour l'intervalle délimité par les lignes rouges.

En introduisant la fonction de répartition de $P(b)$, la centralité c_b peut être définie comme :

$$c_b = \int_0^b P(b')db'$$

On peut réécrire l'équation 5.2.1 :

$$P(X) = \int_0^1 P(X|c_b)dc_b \quad (5.2.2)$$

Car $P(c_b) = 1$ par définition.

Il a été initialement proposé dans [60, 61], et réutilisé dans [55], de réécrire $P(X|c_b)$ comme :

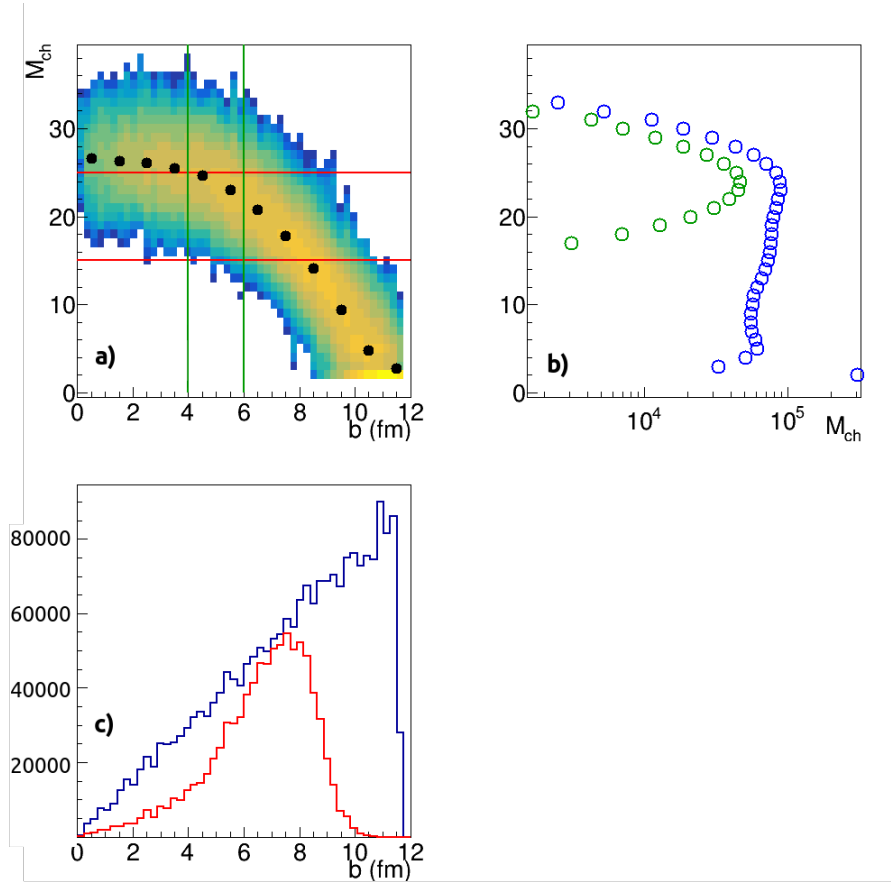


FIGURE 5.2.2 – Simulation AMD non filtrée pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52 \text{ MeV/A}$. a) corrélation entre la multiplicité de particules chargées M_{ch} et le paramètre d'impact b . Les points noirs donnent l'évolution moyenne. b) distribution de M_{ch} associée en bleu. En vert, la projection de l'intervalle délimité par les lignes vertes. c) Distribution de b associée en bleu. En rouge, la projection de l'intervalle délimité par les lignes rouges.

$$P(X|c_b) = f[\bar{X}(c_b), \theta(c_b)] \quad (5.2.3)$$

où f est une fonction de densité de probabilité avec pour valeur moyenne $\bar{X}(c_b)$ et une variance réduite $\theta(c_b) = \text{var}(X)/\bar{X}(c_b)$.

Selon l'équation 5.2.2, nous pouvons obtenir $P(X|c_b)$ en ajustant la distribution expérimentale de l'observable X , $P(X)$. Pour cela il faut paramétriser la fonction f de l'équation 5.2.3. L'hypothèse faite dans les articles [55, 61] est que les fluctuations apportées par $P(X|c_b)$ suivent une distribution gamma :

$$f[k, \theta] = \frac{1}{\Gamma(k)\theta^k} X^{k-1} e^{-X/\theta} \quad (5.2.4)$$

avec $k = \bar{X}/\theta$. Les observables ayant une relation avec le paramètre d'impact étant majoritairement strictement positive (par exemple M_{ch} ou encore l'énergie transverse totale des

particules détectées), la distribution gamma est préférable à une distribution gaussienne, cette dernière pouvant avoir des valeurs négatives pour de petits \bar{X} . Enfin, seule la dépendance en centralité de k doit être déterminée. Dans [61] le paramètre k a été défini comme l'exponentielle d'un polynôme dont l'ordre peut être défini. Dans les présents travaux, nous utilisons la définition de [55] :

$$k(c_b) = k_{max} [1 - c_b^\alpha]^\gamma + k_{min} \quad (5.2.5)$$

Ce sont au final 5 paramètres libres qui sont nécessaires pour cette méthode : γ et α sont directement liés à la forme de l'évolution de la moyenne de X avec c_b , θ représente les fluctuations de l'observable autour de cette valeur moyenne et k_{max} et k_{min} déterminent les valeurs moyennes maximales et minimales pouvant être atteinte par l'observable pour des collisions à $b = 0$ avec $X_{max} = \bar{X}(b = 0) = \theta(k_{max} + k_{min})$ et $X_{min} = \theta k_{min}$. X_{max} et θ sont quand à eux contraint principalement par les queues de distribution. X_{min} est contraint par les premières valeurs de la distribution.

Après avoir déterminé $P(X|c_b)$ en ajustant la distribution $P(X)$ il est possible de déterminer la distribution en centralité pour une sélection donnée de l'observable. Soit pour une sélection $x_1 \leq X \leq x_2$ nous obtenons :

$$P(c_b|x_1 \leq X \leq x_2) = \frac{\int_{x_1}^{x_2} P(c_b|X) P(X) dX}{\int_{x_1}^{x_2} P(X) dX} \quad (5.2.6)$$

Si, et seulement si, la distribution $P(b)$ est connue ou peut être estimée, alors un changement de variable permet d'obtenir la valeur absolue du paramètre d'impact b au lieu de la centralité c_b et on peut ainsi pour un intervalle donné de l'observable, obtenir le paramètre d'impact moyen et l'écart-type associé permettant de définir une catégorie de collision. L'analyse des phénomènes régissant les collisions d'ions lourds peut impliquer de faire des sélections plus contraignantes, il est dans ce cas possible de déterminer la distribution de paramètre d'impact d'une sélection S en utilisant les paramètres de l'ajustement de l'observable X en rendant l'équation 5.2.6 plus générale :

$$P(c_b|S) = \frac{\int P(X|c_b) \frac{P(X|S)}{P(X)} dX}{\int P(X|S) dX} \quad (5.2.7)$$

Toutes les équations présentées ici ont été implémentées dans KaliVeda et ce sont celles que nous utiliserons. Dans la suite, l'observable X utilisée sera la multiplicité de particules chargées M_{ch} , et c'est avec celle-ci que sont réalisées les estimations $P(b|S)$. Une autre observable aurait pu être utilisée : l'énergie transverse des particules légères Et_{12} (sont considérées comme légères toute particules ayant $Z = \{1; 2\}$). Elle a d'ailleurs largement été utilisée par la collaboration INDRA en utilisant la méthode issue de [59] et présente des avantages : les valeurs sont continues et sur une large gamme contrairement à M_{ch} . Cependant, l'étalonnage de INDRA pour E789 n'a pas été réalisé pour $\theta > 45^\circ$ (voir chapitre 3). Par conséquent, une grande quantité de particules n'ont pas d'énergie attribuée. En revanche, la multiplicité peut tout de même être estimée sur tous les angles couverts par INDRA-FAZIA que les particules aient une énergie attribuées ou qu'elles soient seulement identifiées.

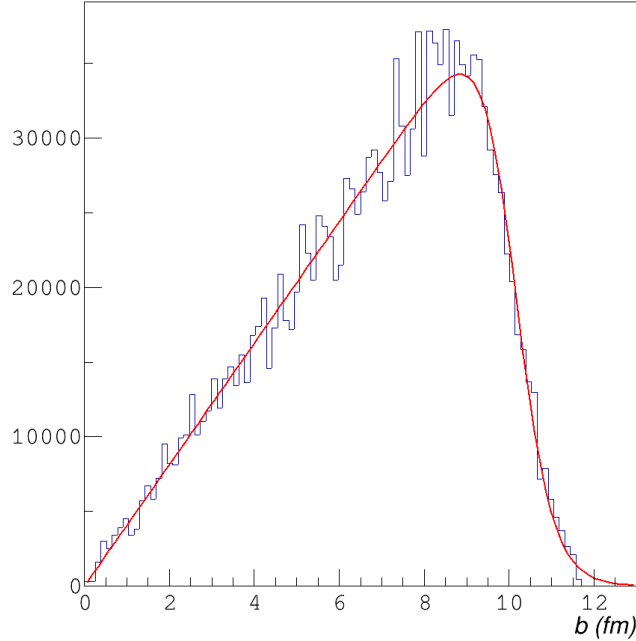


FIGURE 5.3.1 – Distribution du paramètre d'impact pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV}/A$ simulée avec AMD et filtrée avec le dispositif INDRA tel qu'il était lors de la seconde campagne expérimentale C2. Les conditions de déclenchement de l'électronique ($M > 4$) ont été imposées pour cette analyse. En rouge, ajustement réalisé avec l'équation 5.3.1.

5.3 Déduire la forme de $P(b)$ pour E789 à partir des données

Pour obtenir la distribution $P(b|S)$ de E789 que nous allons utiliser par la suite, il faut deux choses :

1. Les paramètres α , γ , θ , X_{min} et X_{max} déterminés avec un ajustement de la distribution en multiplicité déterminant l'évolution de M_{ch} en fonction de c_b .
2. La distribution de b $P(b)$ correspondant à la réaction considérée sans sélection.

Cependant, la distribution $P(b)$ pour E789 est inconnue. De plus, la section efficace de réaction n'a pas pu être mesurée, car nous n'avions pas de dispositif permettant de mesurer l'intensité du faisceau, ce qui aurait au moins permis de déterminer le paramètre d'impact maximal b_{MAX} en utilisant $\sigma_R = 2\pi b_{MAX}$.

En revanche, les réactions $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ont aussi été réalisées à $32,52\text{ MeV}/A$ lors de la deuxième campagne expérimentale de INDRA (C2). Pour ces expériences, INDRA était constitué de toutes ses couronnes et avait alors une très grande couverture angulaire. Les seuils de détection en énergie étaient assez bas grâce aux chambres à ionisation réparties sur toutes les couronnes sauf la première. Dans [55], ces données ont été analysées et, considérant

les capacités de INDRA à ce moment-là, il a été supposé que le multi-détecteur biaise très peu la distribution $P(b)$ et cette dernière est supposée de forme triangulaire. La figure 2a de [62], réalisée à l'aide de simulation va en ce sens, tout comme la distribution qui résulte des simulations AMD filtrée avec INDRA, présentée sur la figure 5.3.1. La ligne rouge représente l'ajustement de la distribution de b réalisé avec l'équation :

$$P_R(b) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{b-b_0}{\Delta b}\right)} \quad (5.3.1)$$

avec b_0 la valeur à partir de laquelle la distribution n'est plus triangulaire et Δb le paramètre d'adoucissement. Ici, l'ajustement donne $\Delta b = 0.422$, similaire à ce qui est donné dans l'article [55].

Nous présentons les distributions de multiplicité de particules chargées M_{ch} pour E789 et C2 sur la figure 5.3.2, à gauche pour un faisceau d'énergie de $32 \text{ MeV}/A$, à droite pour $52 \text{ MeV}/A$. Le déclenchement expérimental de la C2 ayant été $M \geq 4$, cette même condition a, dans l'analyse qui suit, aussi été imposé pour E789. Nous observons que les distributions ont une forme très différente. Ainsi, si nous ajustons les distributions en multiplicité pour E789 et C2 avec les équations que nous avons présenté au paragraphe 5.2, les paramètres obtenus seraient différents, impliquant que $P(X|c_b)$ et l'évolution de M_{ch} avec b diffèrent eux aussi. Or ce ne devrait pas être le cas : les réactions et les phénomènes entrant en jeu sont identiques. Donc, si $P(X)$ changent, mais que $P(X|b)$ n'est pas modifiée, c'est que $P(b)$ a été biaisé.

Émettons alors deux hypothèses :

- les données de C2 sont la mesure la moins biaisée possible dont nous disposons des réactions $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32, 52 \text{ MeV}/A$,
- les données obtenues avec E789 correspondent à un sous-ensemble des événements enregistrés avec C2, soit une sélection de ces événements.

Et donc, appliquer l'équation 5.2.7 à la distribution de M_{ch} de E789 permet d'estimer $P(b)$ pour cette même expérience.

Nous aurions pu utiliser les distributions $P(b)$ produites par les simulations AMD filtrées et les appliquer à l'expérience, mais notre objectif ici est d'obtenir une distribution en paramètre d'impact à partir des données expérimentales exclusivement, et de ne dépendre d'aucun modèle. Une comparaison entre les $P(b)$ expérimentales et simulées sera tout de même réalisée.

Les sections efficaces de réaction correspondant aux réactions enregistrées pendant les expériences de la seconde campagne de INDRA, permettant de fixer la valeur b_0 , ont été déterminées en mesurant la charge totale déposée dans une cage de Faraday, placée au bout de la ligne faisceau. En prenant en compte le temps mort de l'électronique et les conditions de son déclenchement ($M \geq 4$) la section efficace de réaction σ_R obtenue est de $\sigma_R = 1566 \text{ mb}$ pour la réaction à $52 \text{ MeV}/A$, et $\sigma_R = 2091 \text{ mb}$ pour la réaction à $32 \text{ MeV}/A$. L'ajustement des distributions en multiplicité pour les données issues de ces réactions a déjà été réalisé et présenté dans [55], nous les réutilisons ici.

Une normalisation arbitraire a été appliquée aux données de E789 dans la figure 5.3.2 en remarquant la grande similarité entre les distributions de E789 et de C2 dans les queues de

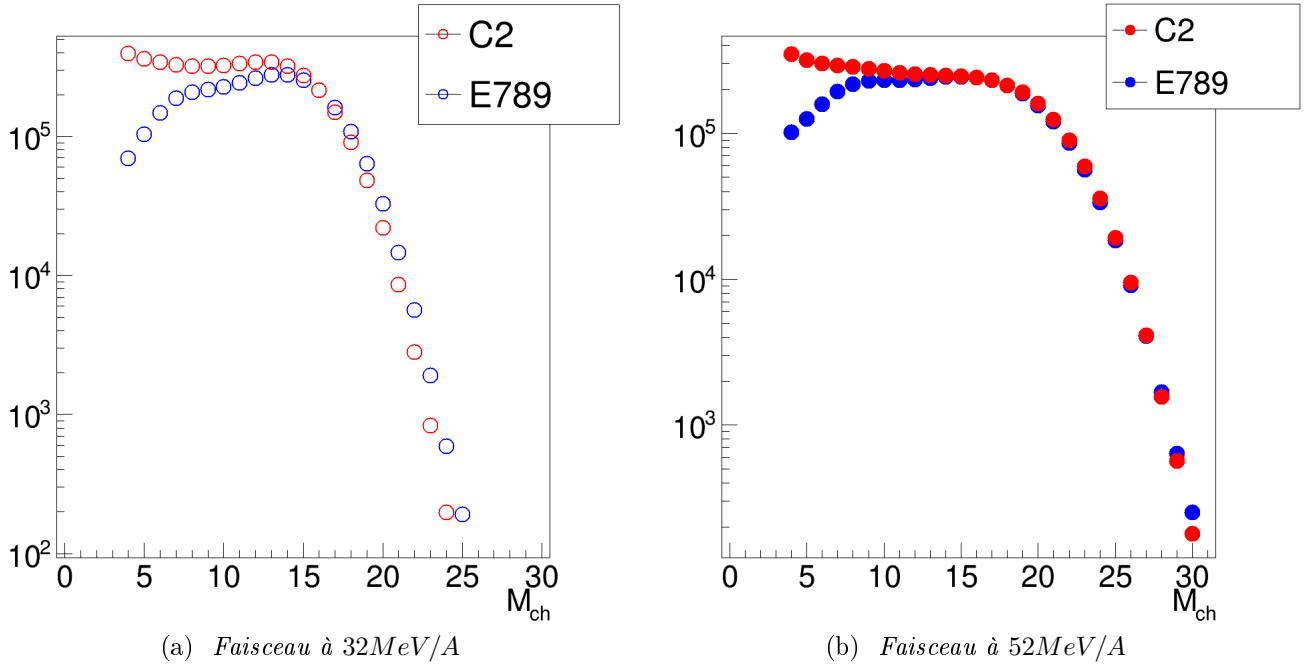


FIGURE 5.3.2 – Distribution en M_{ch} . En rouge pour la C2, en bleu celle de E789 normalisée à celle de la C2. À gauche à 32 MeV/A. À droite à 52 MeV/A.

distributions aux grandes multiplicités. La normalisation a été faite pour que ces distributions se superposent le plus possible, de telle sorte que les données de E789 ne dépassent celles de C2 le moins possible. En effet, les valeurs de $\frac{P(X|S)}{P(X)}$ de l'équation 5.2.7 sont calculées à partir du contenu des deux histogrammes pour une même valeur de M_{ch} , et le terme $\frac{P(X|S)}{P(X)}$ doit en principe être inférieur à 1. Notons aussi que tout facteur global appliqué à la distribution de E789 ne jouera le rôle que d'un facteur constant dans l'équation 5.2.7 et ne modifiera pas la forme de la distribution $P(b|S)$ calculée de cette manière. De plus, afin que la comparaison soit possible, nous avons imposé dans l'analyse que la multiplicité de particules chargées de E789 soit supérieure ou égale à 4 (afin de respecter le déclenchement expérimental de la C2 et d'exclure les queues de distributions de E789 qui n'étaient pas présente pour C2).

La comparaison des deux expériences pour une énergie de faisceau de 32 MeV/A nous permet de voir qu'une grande quantité de collisions périphériques et semi-périphériques ne sont pas détectées. Les distributions en paramètre d'impact extraites de ces distributions sont présentées sur la figure 5.3.3 pour les réactions de $^{58}Ni + ^{58}Ni$ aux deux énergies. Pour les réactions à 52 MeV/A les distributions sont similaires sur une majeure partie du domaine en paramètre d'impact et différent pour les plus grand b . Pour les deux énergies nous perdons alors des collisions à faible multiplicité. Cela peut être expliqué par la couverture angulaire de INDRA-FAZIA qui est moindre, mais aussi les conditions de déclenchement de l'électronique

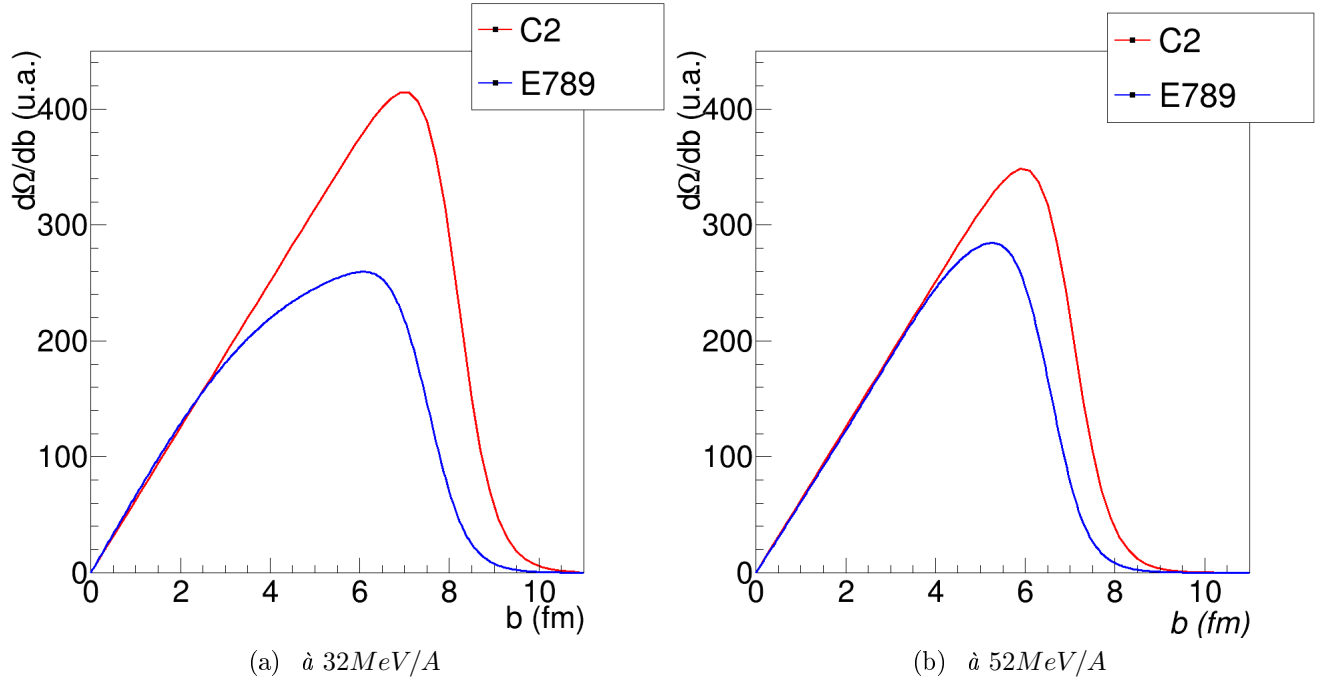


FIGURE 5.3.3 – Distributions de paramètre d'impact déterminées. Les unités de l'axe des ordonnées ne sont valables que pour la courbe de la seconde campagne de INDRA. En bleu pour E789, en rouge pour la 2nd campagne expérimentale de INDRA. a) Pour les réactions à 32 MeV/A . b) Pour les réactions à 52 MeV/A .

qui, nous le rappelons, nécessite d'avoir deux particules détectées dans FAZIA¹.

Notons qu'ici nous ne comparons que la forme de la distribution. La section efficace de réaction n'ayant pas été mesurée pour E789, et la normalisation restant arbitraire, les valeurs de section efficace absolue présentes sur les figures ne sont valables que pour C2.

Comparons désormais nos résultats avec les simulations AMD à titre de vérification.

Les distributions de paramètre d'impact de la figure 5.3.3 sont reportées sur la figure 5.3.4. Nous avons ajouté sur ces dernières une simulation AMD filtrée avec : le dispositif INDRA-FAZIA et INDRA de la seconde campagne. Afin que les sections efficaces du filtre de C2 reproduisent les sections efficaces expérimentales, les distributions de paramètre d'impact de la simulation ont été renormalisées. Les facteurs appliqués pour les réactions à 32 MeV/A et 52 MeV/A sont de 0.8 et de 0.7 respectivement.

Pour la figure 5.3.4b, AMD filtré reproduit la forme de la distribution expérimentale. En revanche, pour la figure 5.3.4a, quelques différences apparaissent pour des collisions aux alentours de 6 fm mais on note tout de même que les deux ont une forme similaire et triangulaire.

1. Cela implique que, peu importe le nombre de particules détectées dans INDRA, l'événement est rejeté si FAZIA ne détecte pas au moins deux particules.

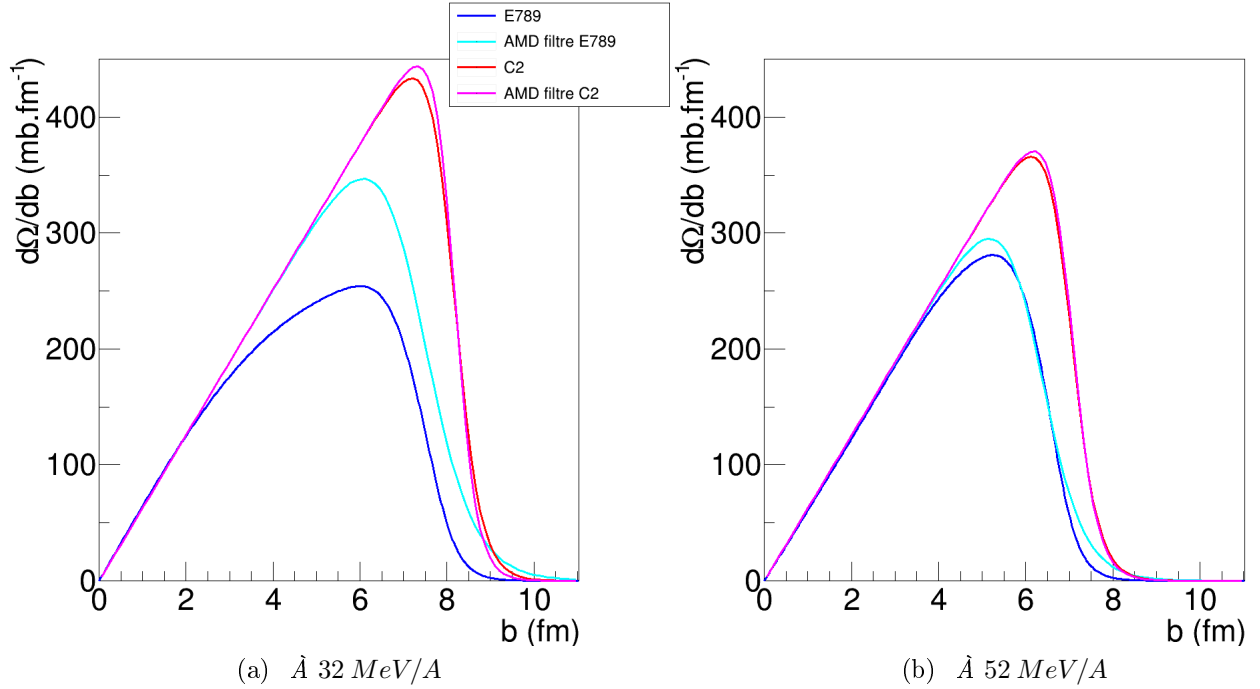


FIGURE 5.3.4 – *Distribution de paramètre d'impact. En bleu pour E789, en rouge pour la C2, en cyan pour AMD filtré avec INDRA-FAZIA, en magenta pour AMD filtré avec INDRA, en noir E789 déterminé avec l'ajustement des distributions M_{ch} expérimentales. À gauche : à $32 \text{ MeV}/A$. À droite : à $52 \text{ MeV}/A$.*

Cette comparaison entre simulation et l'expérience ne remet pas en cause nos hypothèses. Malgré les différences entre les distributions de E789 à $32 \text{ MeV}/A$, les distributions expérimentales aux deux énergies sont correctes et nous les utiliserons dans la suite. Seules les réactions $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ont été réalisées lors de C2, le travail présenté ici n'est donc possible que pour ces réactions. Or, nous souhaitons obtenir une information sur le paramètre d'impact pour chacune des réactions.

Nous allons voir maintenant que les distributions de multiplicité totale ont une dépendance systématique sur l'isospin que nous devons prendre en compte afin de comparer les formes des distributions de chacune des réactions, mais aussi afin de pouvoir estimer les distributions de paramètre d'impact pour les réactions autre que $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$.

Dépendance en isospin des distributions de multiplicité totale de particules chargées

Sur la figure 5.3.5 nous présentons les distributions de M_{ch} pour toutes les réactions de E789, pour les deux énergies de faisceau. Cette figure montre que la multiplicité maximale que l'on peut atteindre dépend du nombre de neutrons qui constituent les noyaux de la réaction. En effet, au-delà de $M_{ch} = 15$ on observe que la distribution correspondant à la réaction

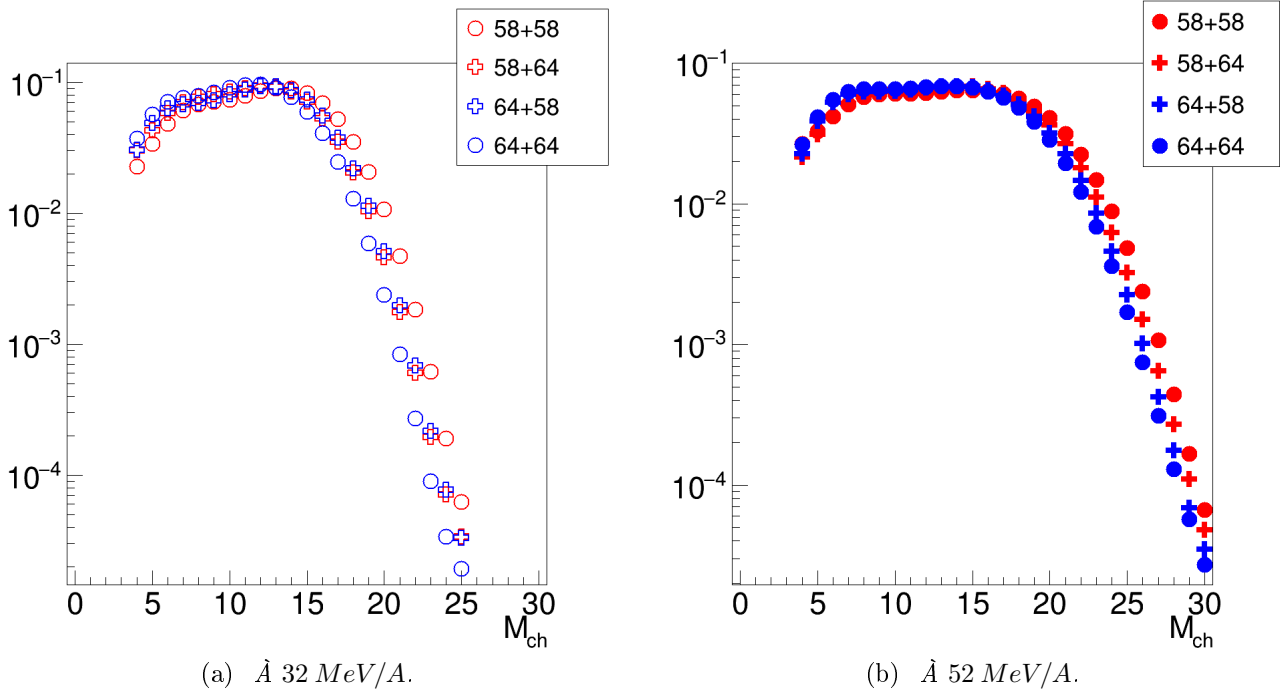


FIGURE 5.3.5 – Comparaison des distributions en multiplicité pour toutes les réactions. En bleu les réactions avec un projectile de ^{64}Ni , rouge pour un projectile ^{58}Ni . Rond pour les réactions symétriques, croix pour les autres. Les intégrales de chacune des distributions ont été normalisées à 1. a) Pour une énergie de 32 MeV/A. b) Pour une énergie de 52 MeV/A.

$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ a une probabilité plus grande d’avoir une multiplicité supérieure aux autres. À l’inverse, pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$, il y a une plus grande probabilité d’avoir une multiplicité inférieure aux autres. Les réactions asymétriques quant à elles ont des distributions similaires et sont intermédiaires aux distributions des réactions symétriques. Nous pouvons quantifier cette observation en utilisant les équations du paragraphe §5.2. En effet, la queue de distribution de $P(X)$ est surtout déterminée par les fluctuations réduites de l’observable, θ , et la moyenne de la valeur maximale de l’observable à $b = 0$, X_{MAX} . Nous pouvons donc supposer que les différences observées pour les 4 réactions à chaque énergie seraient associées à des variations de la multiplicité moyenne atteinte pour les collisions les plus centrales.

L’estimation du paramètre X_{max} d’une distribution est réalisée en ajustant la queue de chaque distribution. Quatre exemples d’ajustements sont présentés sur la figure 5.3.6 pour les réactions symétriques aux deux énergies de faisceau. Les valeurs issues des ajustements sont reportées dans le tableau 5.3.1.

Le paramètre X_{max} est, pour une distribution donnée, la moyenne des valeurs maximales de M_{ch} atteinte pour des collisions à $b = 0\text{ fm}$, $\langle M_{ch}(b = 0) \rangle$. Les valeurs de $\langle M_{ch}(b = 0) \rangle$ obtenues pour E789 sont présentées sur la figure 5.3.7a en fonction du rapport du nombre total de neutrons avec le nombre total de protons de la réaction $\frac{N}{Z}$. Une tendance globale apparaît : plus le $\frac{N}{Z}$ de la réaction augmente et plus $\langle M_{ch}(b = 0) \rangle$ diminue quelque soit l’énergie du

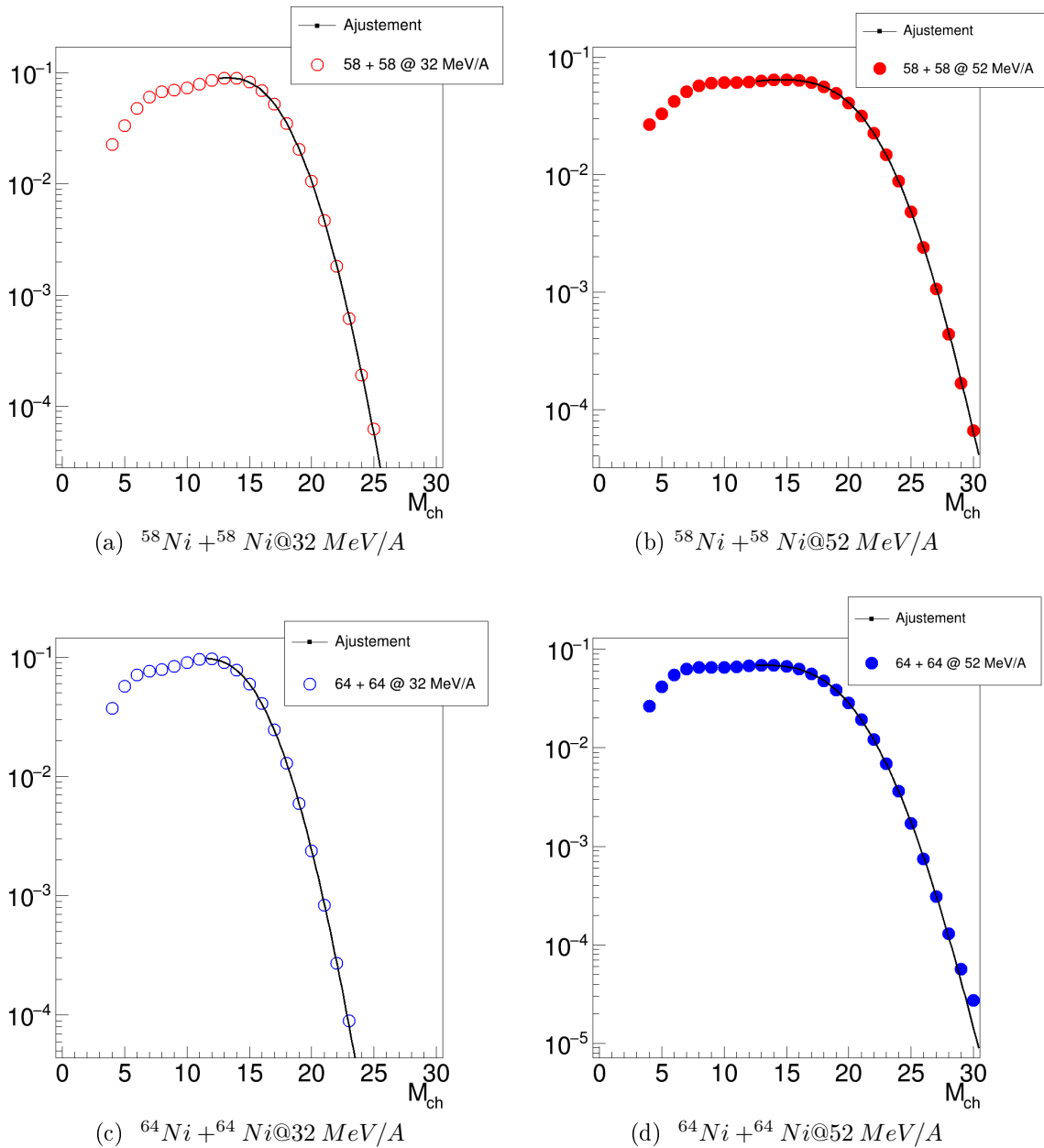


FIGURE 5.3.6 – Distributions en multiplicité de particules chargées pour les réactions symétriques. Les intégrales des distributions sont normalisées à 1 et l'axe des ordonnées est à l'échelle logarithmique. Les queues de distribution ont été ajustées (lignes noires) à partir des équations présentées dans le paragraphe 5.2. a) Réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni} @ 32 \text{ MeV/A}$. b) Réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni} @ 52 \text{ MeV/A}$. c) Réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni} @ 32 \text{ MeV/A}$. d) Réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni} @ 52 \text{ MeV/A}$.

Énergie de faisceau (MeV/A)	Projectile	Cible	$\frac{N}{Z}$ de la réaction	Paramètres d'ajustement	
				θ	X_{max}
52 MeV/A	58	58	1.071	0.247	22.96
		64	1.179	0.300	21.56
	64	58	1.179	0.361	19.98
		64	1.286	0.363	19.68
32 MeV/A	58	58	1.071	0.240	17.85
		64	1.179	0.235	17.26
	64	58	1.179	0.317	15.77
		64	1.286	0.298	15.49

TABLE 5.3.1 – Tableau répertoriant les paramètres d'ajustements des distributions de M_{ch} pour les réactions de E789 et les valeurs du $\frac{N}{Z}$ de la réaction.

faisceau. De plus, pour une même valeur de $\frac{N}{Z}$ la valeur de $\langle M_{ch}(b=0) \rangle$ pour les réactions ayant un projectile riche en neutrons est plus petite que lorsque le projectile est pauvre en neutrons.

Des différences entre les queues des distributions de multiplicité avaient déjà été observées dans [34] pour des données de la cinquième campagne expérimentale de INDRA dans des réactions entre plusieurs isotopes de xénon et d'étain à 32 MeV/A et 45 MeV/A. L'observation faite était qualitative, et nous avons ici quantifié les valeurs de $\langle M_{ch}(b=0) \rangle$ et nous les reportons sur la figure 5.3.7a. Toutes les réactions présentées ont été réalisées à deux énergies de faisceau sauf $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ qui n'a été réalisée qu'à 32 MeV/A. La même tendance que pour E789 est observée : $\langle M_{ch}(b=0) \rangle$ diminue avec l'augmentation du $\frac{N}{Z}$ de la réaction. Les réactions croisées à 32 MeV/A de la cinquième campagne expérimentale de INDRA sont inversées par rapport à ce que est observée pour E789.

Au vu des valeurs une évolution est observée pour les fluctuations mais aucune réelle tendance avec le $\frac{N}{Z}$ de la réaction n'apparaît.

À partir de ces résultats, nous pouvons estimer les distributions de paramètre d'impact pour toutes les réactions de E789.

Renormalisation des distributions en multiplicité

Précédemment, nous avons utilisé les données de la seconde campagne expérimentale de INDRA pour déduire la distribution de paramètre d'impact pour les réactions de $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$. Pour cela, nous avons supposé que tous les phénomènes qui interviennent dans la production des particules chargées sont inclus dans $P(M_{ch}|c_b)$. De là, nous avons pu utiliser le $P(M_{ch}|c_b)$ à partir des ajustements des distributions de M_{ch} de la seconde campagne expérimentale de INDRA (tout en supposant une forme quasi-triangulaire pour la distribution de b pour ces mêmes réactions) pour déduire la distribution de paramètre d'impact de E789.

Pour les autres réactions, nous avons observé expérimentalement que à énergie de bombardement constante $\langle M_{ch}(b=0) \rangle$ dépend de la réaction. Cela implique qu'une valeur unique de multiplicité de particules chargées n'a pas la même signification pour chaque réaction. Si

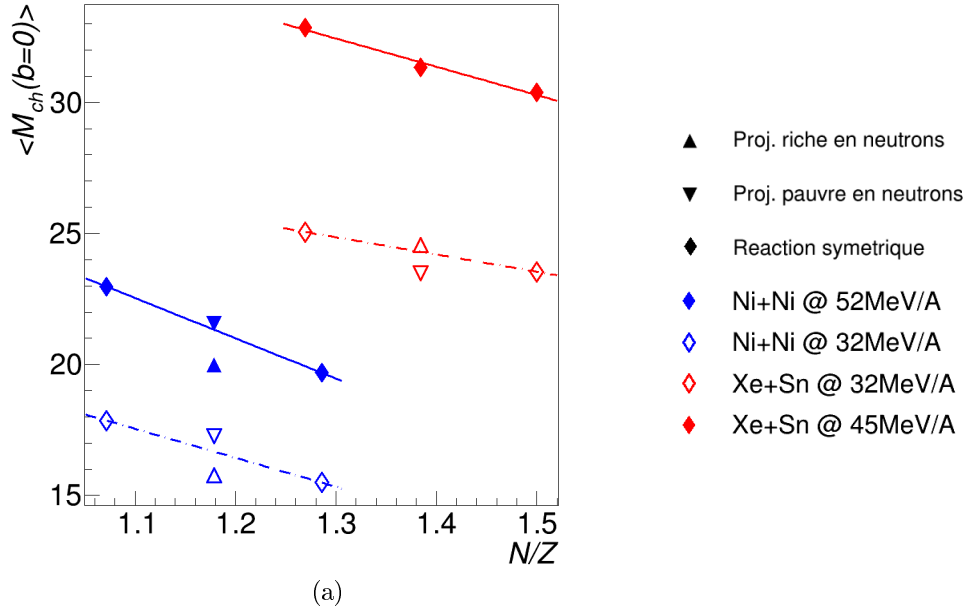


FIGURE 5.3.7 – Corrélation de $\langle M_{ch}(b=0) \rangle$ avec le $\frac{N}{Z}$ total de la réaction. En bleu pour E789, en rouge pour la 5ème campagne expérimentale de INDRA. Symboles pleins et vides respectivement pour haute et basse énergie de faisceau. Pour un même $\frac{N}{Z}$ les projectiles les plus riches en neutrons sont représentés par un triangle qui pointe vers le haut, et inversement pour les projectiles pauvres en neutrons. Les droites relient les losanges d'une même réaction. Les incertitudes données par le résultat de l'ajustement sont plus petites que les marqueurs.

nous supposons que tout ce qui change pour un couple projectile-cible est la valeur X_{MAX} , et non pas la forme de $P(M_{ch}|c_b)$ qui est définie par les paramètres α et γ , on peut continuer à utiliser la relation $P(M_{ch}|c_b)$. Il est nécessaire cependant de renormaliser les multiplicités selon les variations observées de X_{MAX} .

Nous avons dans un premier temps tenté de faire le rapport entre les valeurs des X_{MAX} pour recalculer les distributions à celle des réactions $^{58}Ni + ^{58}Ni$, mais cette méthode n'a pas été fructueuse. Il est possible que simplement considérer X_{MAX} soit insuffisant et qu'une prise en compte de θ soit aussi nécessaire. Nous avons alors recalculé les distributions de multiplicité par rapport au point de la distribution de M_{ch} des réactions $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ayant la plus grande valeur. Le résultat de l'application des facteurs se trouvent sur la figure 5.3.8.

En comparant ces nouvelles distributions à celles de la seconde campagne expérimentale de INDRA, nous obtenons des distributions de paramètre d'impact pour les réactions autres que $^{58}Ni + ^{58}Ni$. Elles sont présentées sur la figure 5.3.9. Les distributions de paramètre d'impact estimées ont la même forme que celles déterminées à partir des réactions $^{58}Ni + ^{58}Ni$ et sont toutes de forme triangulaire, même si pour les réactions à une énergie de bombardement de 32 MeV/A elles sont un peu aplaties.

Les distributions de b que nous venons de déterminer seront utilisées dans la suite de ce

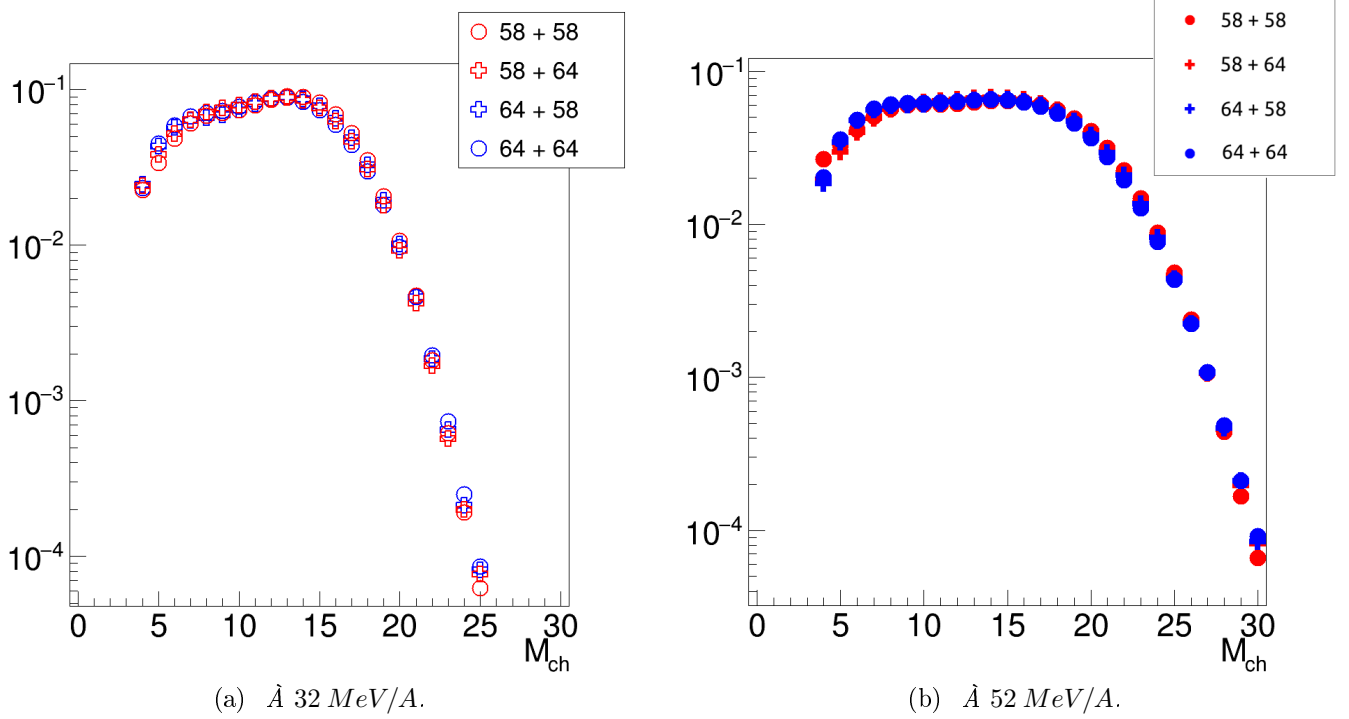


FIGURE 5.3.8 – Comparaison des distributions en multiplicité recalées pour toutes les réactions. En bleu les réactions avec un projectile de ^{64}Ni , rouge pour un projectile ^{58}Ni . Rond pour les réactions symétriques, croix pour les autres. Les intégrales des distributions ont été normalisées à 1. a) Pour une énergie de 32 MeV/A. b) Pour une énergie de 52 MeV/A.

mémoire dans l'ultime but de comparer directement données simulées et expérimentales.

5.4 Conclusion

L'estimation de la distribution de paramètre d'impact associée à un ensemble d'événement à toujours été un défi majeur dans l'étude des collisions d'ions lourds. Récemment, une nouvelle méthode d'estimation du paramètre d'impact a été développée pour les collisions d'ions à très haute énergie [61, 60]. Cette méthode a été adaptée pour les collisions d'ions dans le domaine de l'énergie de Fermi dans [55], et nous avons pour la première fois appliqué les équations de cette référence à des données expérimentales. En comparant les distributions de multiplicité de E789 avec celle de C2, nous avons estimé les distributions de paramètre d'impact associées à chacune des réactions de E789. Pour cela, de nombreuses hypothèses ont été formulées mais, nous insistons sur ce fait, aucun modèle n'a été utilisé pour estimer ces distributions de paramètre d'impact.

Dans le chapitre suivant, pour chacune des réactions, nous allons déterminer des intervalles de M_{ch} équivalents en section efficace et déterminer les distributions de paramètre d'impact

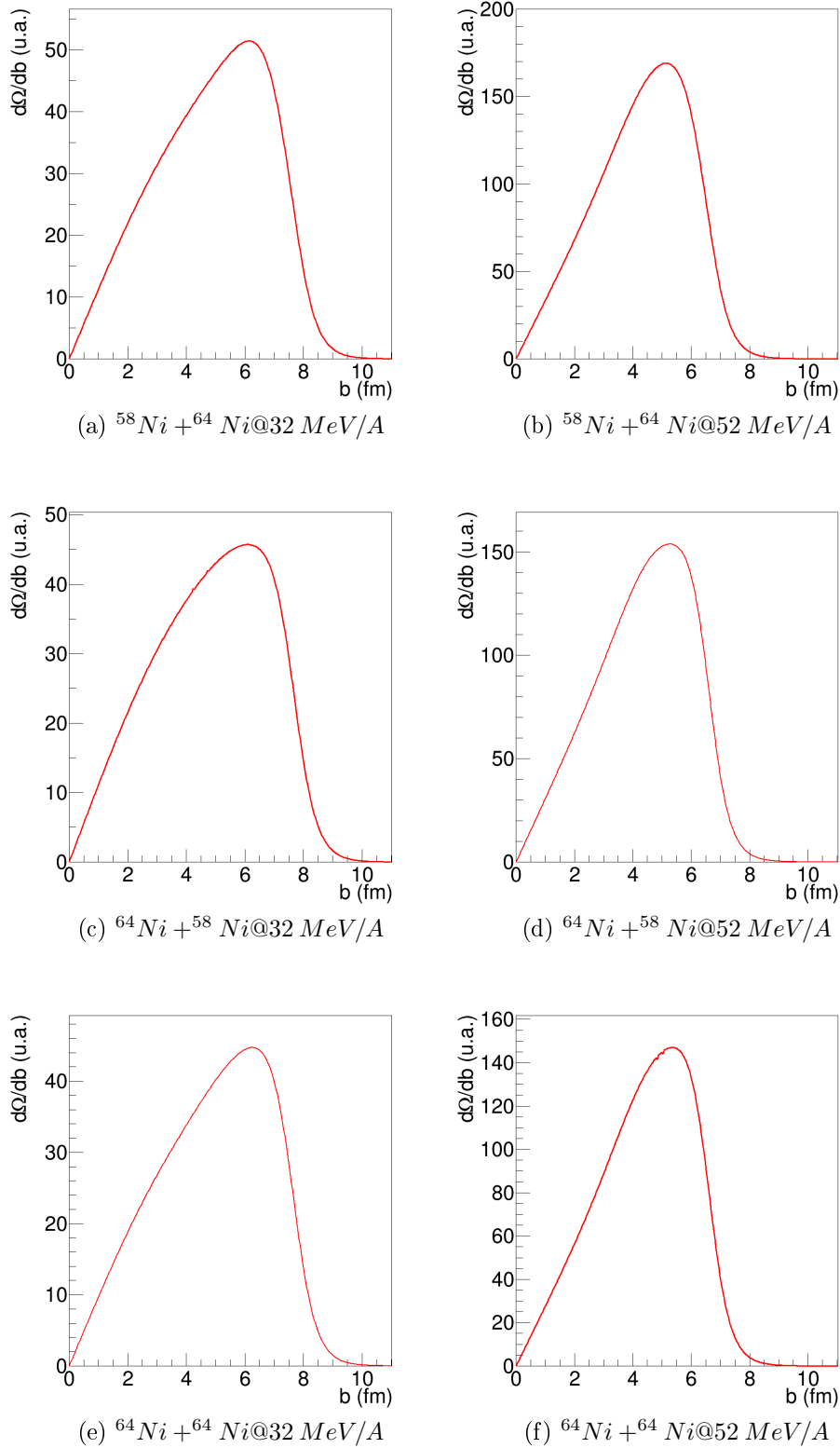


FIGURE 5.3.9 – Distribution de paramètre d'impact déduite en comparant les distributions de multiplicité de E789 et de C2. L'échelle des ordonnées est en unité arbitraire.

en appliquant la méthode présentée dans ce chapitre. Ces distributions de b permettront de comparer directement expérience et simulation.

Chapitre 6

Effets de l'isospin sur les propriétés des noyaux détectés

À partir des distributions de multiplicité, nous avons pu, dans le chapitre 5, estimer les distributions de paramètre d'impact associées à chaque ensemble d'événements enregistrés pour une réaction. Les observables liées au paramètre d'impact, telle que l'énergie transverse des particules légères¹ Et_{12} , ou la multiplicité de particules chargées M_{ch} , ne sont pas nécessairement reproduites par les simulations de collisions. En revanche, le paramètre d'impact est identique pour les modèles théoriques et les données expérimentales. L'estimation des distributions de paramètre d'impact étant un défi désormais résolu, nous étudions dans ce chapitre l'évolution des observables expérimentales en fonction du paramètre d'impact. Puis, nous étudions l'équilibration de l'isospin qui advient lors de la collision. Cette étude sera comparée avec les premiers résultats de l'expérience E789, publiés par la collaboration INDRA-FAZIA [32].

6.1 Définition de domaines de paramètre d'impact

Pour chacune des réactions de E789, nous avons déterminé 8 intervalles de multiplicité ayant un nombre d'événements similaire. Utilisant l'équation 5.2.7, nous avons estimé la distribution de paramètre d'impact correspondant à chacun de ces intervalles pour chacune des réactions. Les distributions correspondant à la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV}/A$ sont présentées sur la figure 6.1.1. Les distributions de paramètre d'impact pour les autres réactions sont présentées en annexe B. La moyenne du paramètre d'impact b pour chacun de ces intervalles pour chaque réaction est présentée sur la figure 6.1.2.

On observe que lorsque le paramètre d'impact diminue, la différence de $\langle b \rangle$ pour chaque intervalle se fait plus petite. Par exemple, pour la réaction, $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV}/A$ l'écart entre les deux points aux plus grands b est proche de 1 fm , alors que l'écart des deux points ayant le plus petit b est de à peine 0.5 fm . Sur la figure 6.1.2b, les valeurs de b pour chacune des réactions sont très similaires.

1. Est considérée comme particule légère tout ion ayant une charge égale à $Z = \{1, 2\}$.

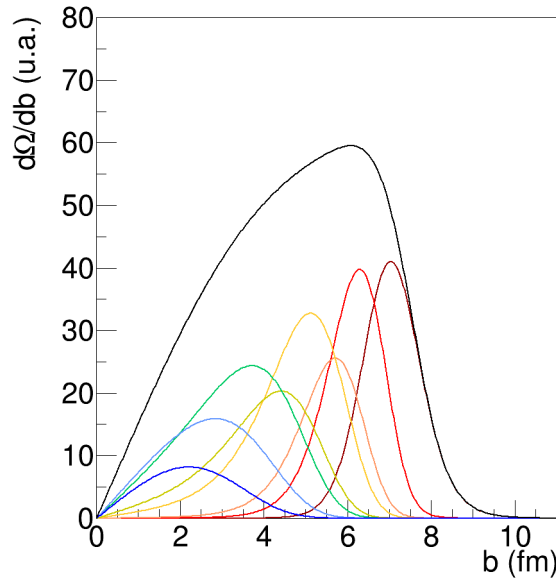


FIGURE 6.1.1 – Pour chaque couleur, distribution de paramètre d'impact estimée à partir d'intervalles de multiplicité de particule chargée équivalents en section efficace pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32 \text{ MeV}/A$. En noir la distribution de paramètre d'impact totale. Les points représentent la moyenne $\langle b \rangle$ des distributions.

6.2 Évolution des observables en fonction de la centralité, de la composition du noyau et de l'énergie de faisceau

On présente sur la figure 6.2.1 les distributions de la charge des particules détectées pour chacun des intervalles définis plus tôt, pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ aux deux énergies. On observe tout d'abord une évolution majeure des distributions en fonction de la centralité. Pour des collisions périphériques (intervalles 1 à 3) on observe un épaulement dans l'intervalle $Z = [20, 25]$. Au fur et à mesure que le paramètre d'impact diminue, de moins en moins de noyaux ayant $Z > 20$ sont détectées et les charges intermédiaires ($Z = [10; 20]$) sont peuplées. Ces distributions montrent que les intervalles que nous avons définis plus tôt correspondent à différents types de collisions.

Pour les collisions périphériques, on observe que les distributions pour les deux énergies sont assez similaires, mais des différences apparaissent avec la diminution du paramètre d'impact. En effet, la probabilité d'avoir une charge $Z > 15$ décroît bien plus rapidement à $52 \text{ MeV}/A$. En réalité, aux deux énergies, les collisions les plus centrales ne se déroulent pas forcément selon le même scénario. Pour des énergies de bombardement de $32 \text{ MeV}/A$, il a été montré dans les références [63, 64] que des événements de quasi-fusion peuvent advenir. La section efficace pour ces réactions devient, d'après les mêmes références, proches de 0 à partir d'une

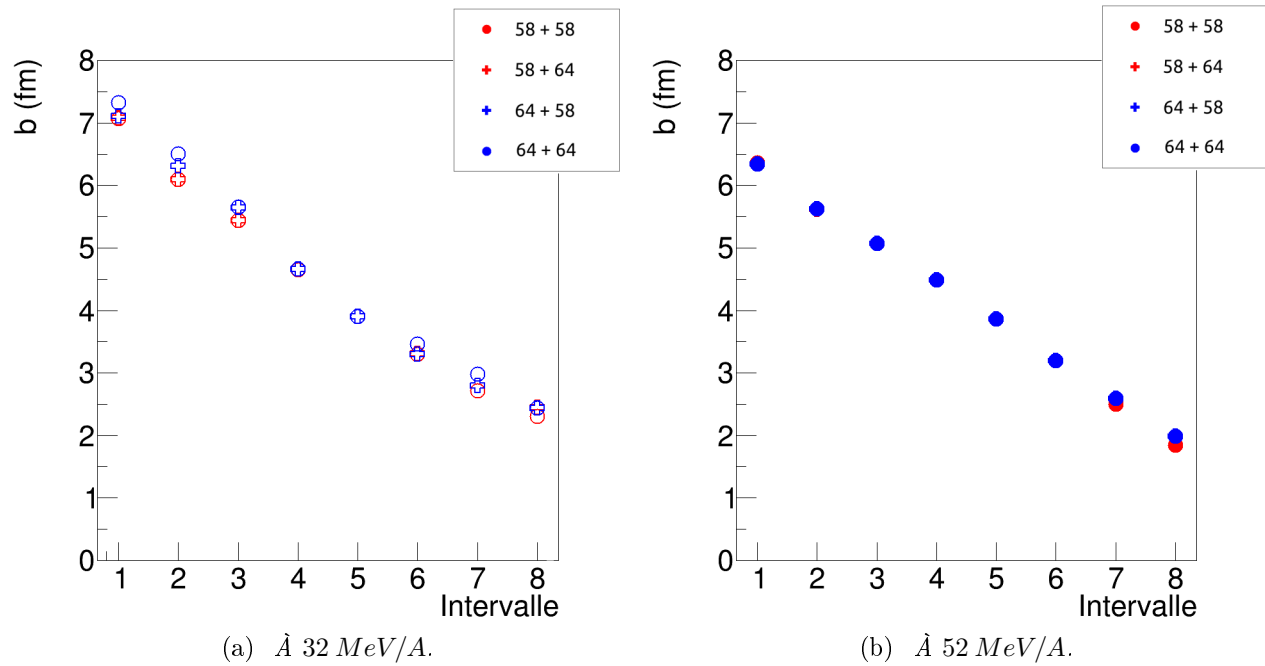


FIGURE 6.1.2 – Évolution de la moyenne du paramètre d'impact b pour des intervalles de multiplicité équivalent en nombre d'événement. L'intervalle 1 correspond aux collisions les plus périphériques, l'intervalle 8 aux collisions les plus centrales. En rouge pour un projectile de ^{58}Ni , bleu pour un projectile de ^{64}Ni . Les cercles sont pour les réactions symétriques, les croix pour les réactions croisées. a) Pour les réactions à 32 MeV/A . b) Pour les réactions à 52 MeV/A .

énergie de faisceau de 52 MeV/A , expliquant la différence de population de charges élevées pour les collisions centrales.

La figure 6.2.2 présente l'évolution de la multiplicité de particules légères ayant une charge inférieure ou égale à $2\ M_{Z\leq 2}$ en fonction du paramètre d'impact pour les 8 réactions. On observe que la multiplicité de particules légères augmente avec la violence de la collision pour les deux énergies, et qu'elle dépend des noyaux utilisés pour la réaction. En effet, pour une énergie de faisceau de 32 MeV/A , les réactions avec un projectile de ^{58}Ni produisent systématiquement un nombre plus élevé de particules chargées. On observe la même chose pour un faisceau à une énergie de 52 MeV/A . Les réactions croisées ont des valeurs intermédiaires à celles des réactions symétriques. En réalité, à l'instar de ce qui a été observé dans le paragraphe §5.3, une hiérarchie apparaît : plus la réaction est pauvre en neutrons, plus la multiplicité de particules légères est grande.

Les multiplicités de protons sont présentées sur la figure 6.2.3 pour chacune des réactions. Les multiplicités des deutons et tritons sont présentées sur la 6.2.4. Les multiplicités de ^3He et de α sont présentées sur la figure 6.2.5.

La multiplicité moyenne de protons est, quelque soit l'énergie de bombardement, systé-

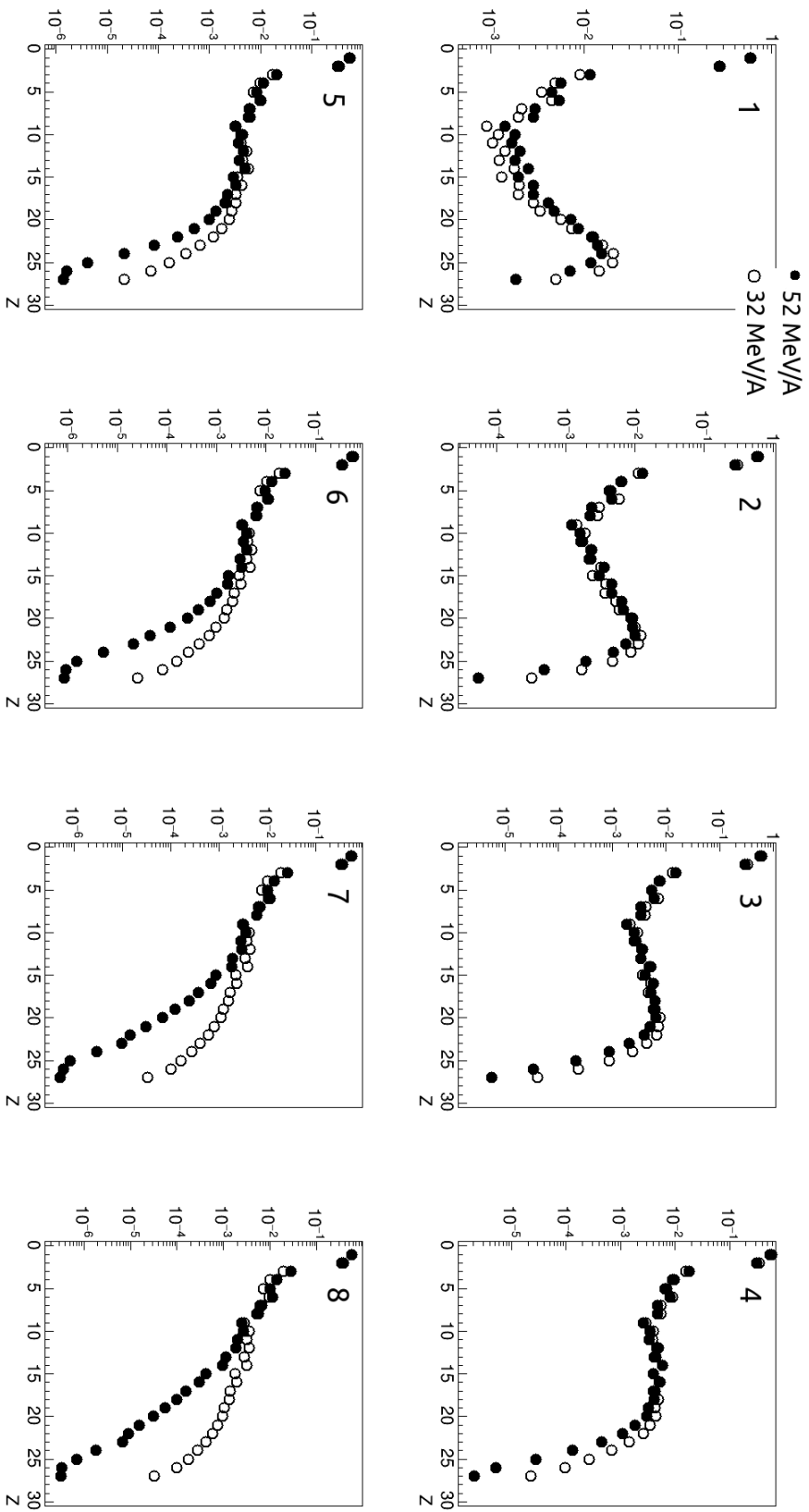


FIGURE 6.2.1 – Distributions de la charge Z des particules détectées pour chaque domaine de paramètre d'impact, notés de 1 à 8, du plus périphérique au plus central pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$. Symboles pleins pour une énergie de faisceau de 52 MeV/A, symboles vides pour 32 MeV/A. L'intégrale des distributions a été normalisée à 1. Échelle des ordonnées logarithmique.

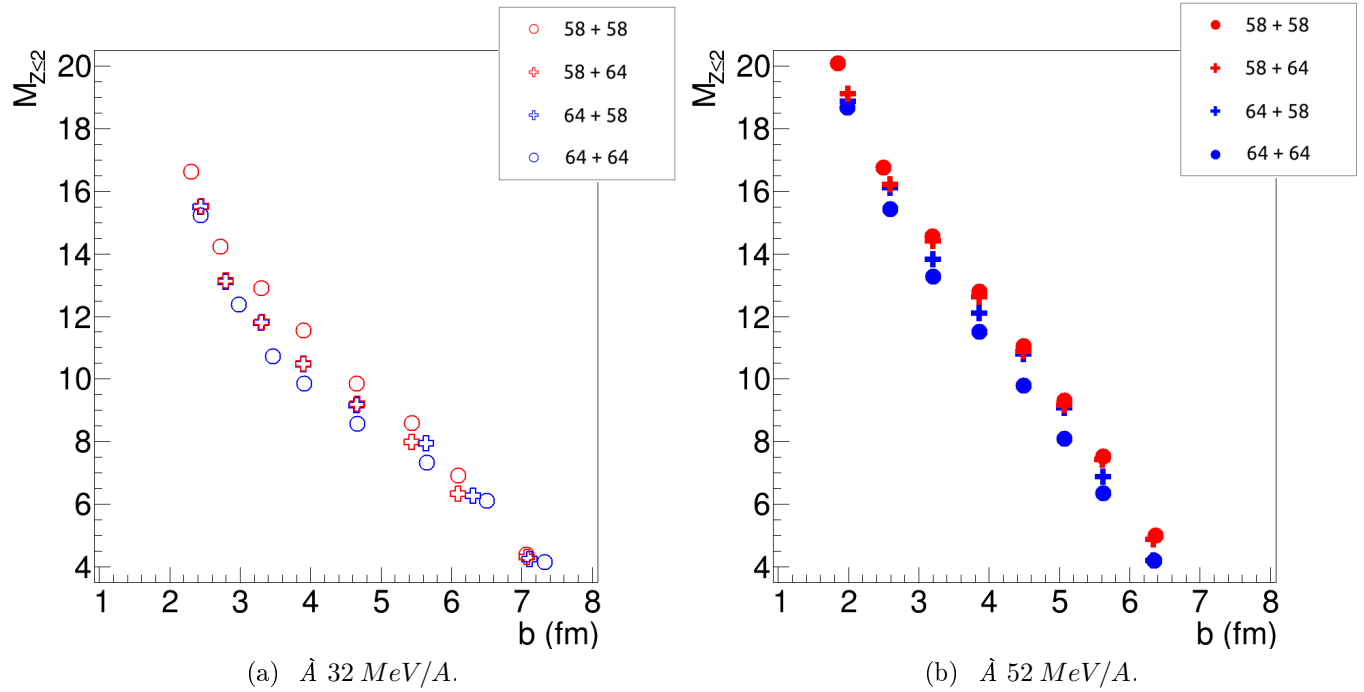


FIGURE 6.2.2 – Multiplicité moyenne de particules légères ayant une charge inférieure ou égale à 2, $M_{Z \leq 2}$, en fonction du paramètre d'impact. En rouge pour un projectile de ^{58}Ni , bleu pour un projectile de ^{64}Ni . Les cercles sont pour les réactions symétriques, les croix pour les réactions croisées. a) Pour un faisceau à 32 MeV/A. b) Pour un faisceau à 52 MeV/A.

matiquement plus grande pour les réactions ayant un projectile de ^{58}Ni , avec des valeurs maximales lorsque cible et projectile sont identiques. À l'inverse, les valeurs de multiplicités moyennes sont systématiquement plus petites pour les réactions avec un projectile de ^{64}Ni , et sont minimales pour les réactions $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$. Pour une énergie de faisceau de 32 MeV/A, pour les collisions les plus périphériques les réactions croisées donnent des valeurs très similaires.

Les multiplicités moyennes de deutons pour chaque réaction sont similaires quelque soit l'énergie de faisceau.

La multiplicité moyenne de tritons est systématiquement plus grande pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ et est systématiquement la plus petite pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ pour les deux énergies. Les réactions croisées ont des valeurs intermédiaires, et sont plus grandes lorsque le projectile est un ^{64}Ni .

Les ^3He ont un taux de production plus grand pour les réactions ayant pour projectile un ^{58}Ni (notons que l'échelle des ordonnées pour les ^3He n'est pas la même pour les deux énergies).

À l'instar des deutons, la multiplicité de particules α ne semble pas dépendre des noyaux utilisés pour une réaction.

Pour résumé de manière succincte, on tire de ces figures 3 observations :

— Lorsque les particules légères ont un $N/Z = 1$, tel que pour les α ou les deutons, leur

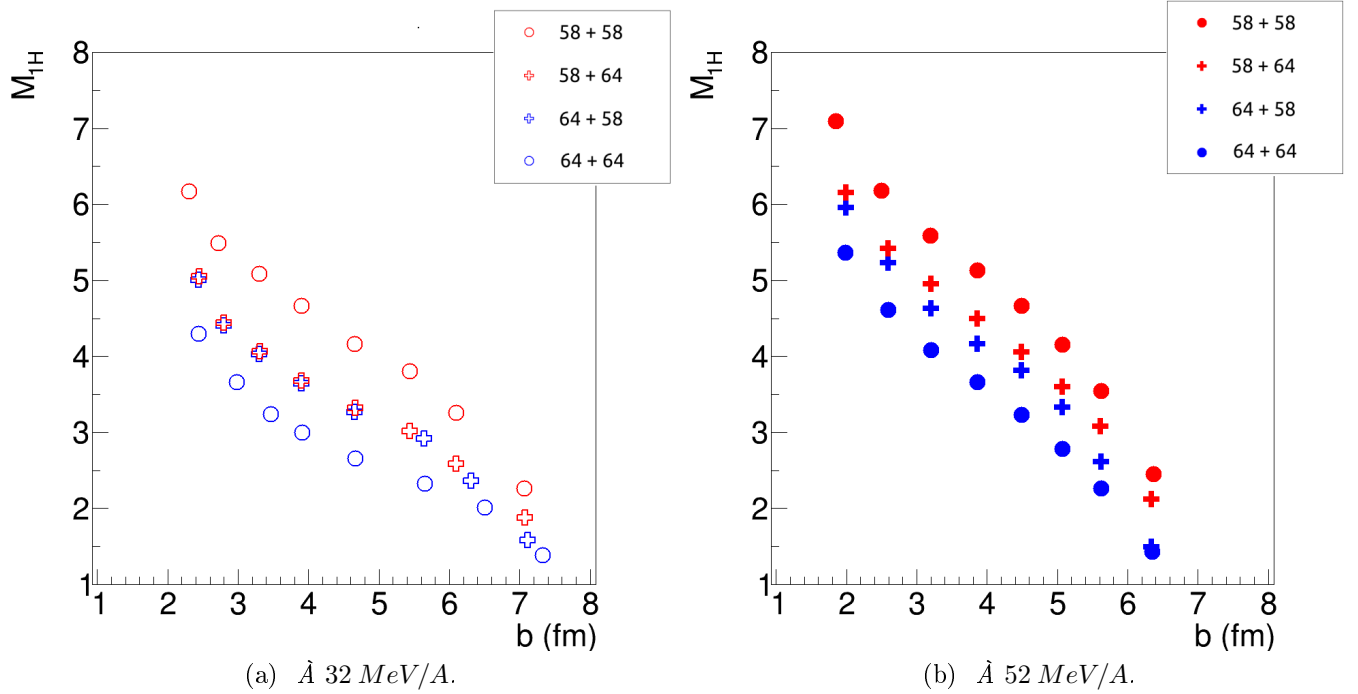


FIGURE 6.2.3 – Multiplicité moyenne des protons en fonction du paramètre d'impact. En rouge pour un projectile de ^{58}Ni , bleu pour un projectile de ^{64}Ni . Les cercles sont pour les réactions symétriques, les croix pour les réactions croisées. a) Pour un faisceau d'énergie 32 MeV/A. b) Pour un faisceau d'énergie 52 MeV/A.

multiplicité ne dépend pas des noyaux utilisés pour la réaction.

- Lorsque les particules légères ont un $N/Z < 1$, tel que pour les ^3He ou les protons, quand les noyaux acteurs d'une réaction sont pauvres en neutrons.
- Les réactions où les noyaux sont riches en neutrons favorisent la production de particules légères ayant un $N/Z > 1$, tel que les tritons.

Ces observations permettent de mieux comprendre les différences entre les distributions de M_{ch} pour chacune des réactions.

Le résidu du projectile, qu'on nommera PLF pour *Projectile Like Fragment*, est le noyau qui s'est désexcité après avoir interagi avec la cible. Il contient de nombreuses informations sur le résultat de l'interaction entre la cible et le projectile.

Nous avons calculé la charge totale des particules détectées avec un angle $\theta < 45^\circ$, $Z_{TOT av}$. Soit Z_{proj} la charge du projectile, la condition en complétude :

$$Z_{MAX} > Z_{proj} - Z_{TOT av}.$$

garanti que la charge qui n'a pas été détectée est inférieure à Z_{MAX} , et qu'il est donc le plus gros fragment produit à l'avant et est considéré étant le PLF de l'événement. Si la masse de

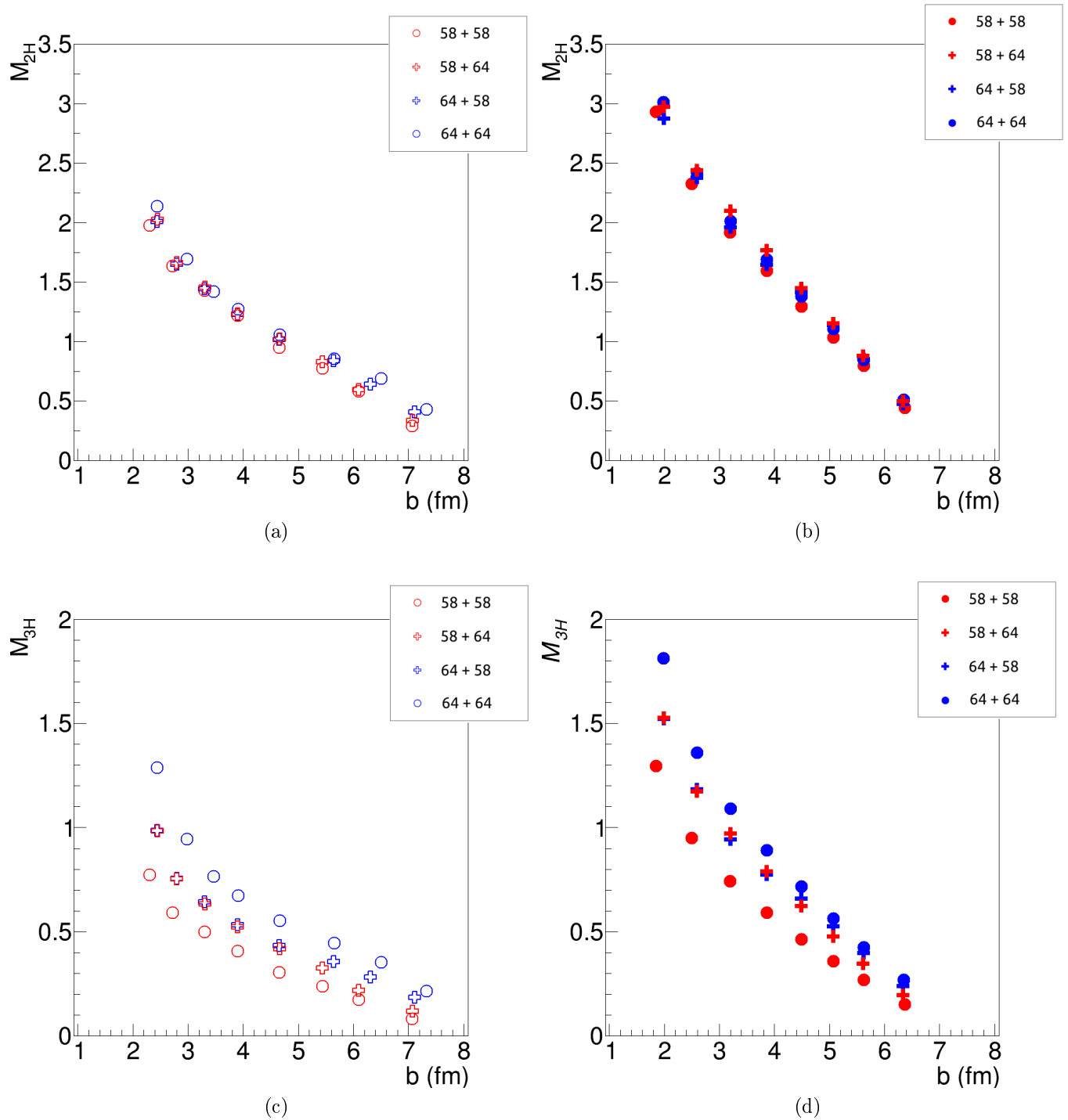


FIGURE 6.2.4 – Multiplicité moyenne des deutons et tritons en fonction du paramètre d'impact. En rouge pour un projectile de ^{58}Ni , bleu pour un projectile de ^{64}Ni . Les cercles sont pour les réactions symétriques, les croix pour les réactions croisées. a) Multiplicité de deutons pour un faisceau d'énergie 32 MeV/A. b) Multiplicité de deutons pour un faisceau d'énergie 52 MeV/A. c) Multiplicité de tritons pour un faisceau d'énergie 32 MeV/A. d) Multiplicité de tritons pour un faisceau d'énergie 52 MeV/A.

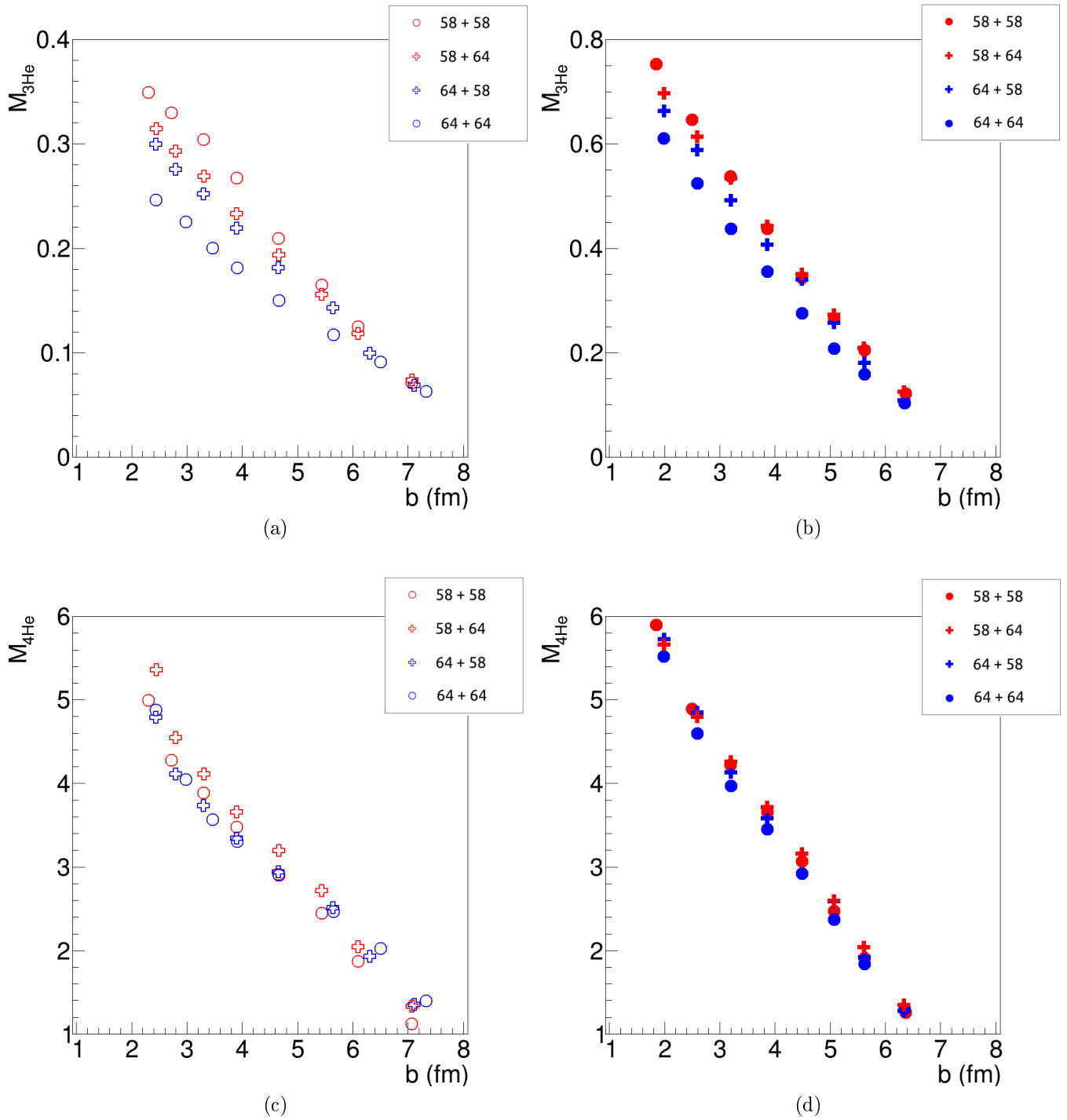


FIGURE 6.2.5 – Multiplicité moyenne des isotopes d'hélium en fonction du paramètre d'impact. En rouge pour un projectile de ^{58}Ni , bleu pour un projectile de ^{64}Ni . Les cercles sont pour les réactions symétriques, les croix pour les réactions croisées. a) Multiplicité de ^3He pour un faisceau d'énergie 32 MeV/A. Notons que l'échelle des ordonnées est différente de la figure b. b) Multiplicité de ^3He pour un faisceau d'énergie 52 MeV/A. c) Multiplicité de alpha pour un faisceau d'énergie 32 MeV/A. d) Multiplicité de α pour un faisceau d'énergie 52 MeV/A.

ce fragment n'est pas mesurée et si aucune énergie ne lui est attribuée², il est exclu de l'analyse.

On présente sur la figure 6.2.6a la corrélation entre la charge du deuxième plus gros fragment d'un événement Z_{2ndMAX} et le Z_{PLF} pour les collisions les plus centrales de la réaction $^{58}Ni + ^{58}Ni@52 MeV/A$. Elle montre que lorsque $Z_{PLF} \in [2; 10]$, la probabilité que Z_{2ndMAX} soit similaire est très grande. On pourrait penser que le résidu du projectile s'est fragmenté en plusieurs noyaux de taille réduite, auquel cas le Z_{PLF} est difficilement le résultat d'une collision binaire : ces événements doivent être supprimés de l'analyse.

La figure 6.2.6b présente l'évolution du Z_{MAX} en fonction de Z_{TOTav} . On observe que lorsque $Z_{MAX} < 12$, il évolue linéairement avec Z_{TOTav} . Au-delà Z_{TOTav} est presque constant quelque soit le Z_{MAX} . En combinant les informations que donne cette corrélation avec les informations données par la figure 6.2.6a, nous comprenons que nous ne pouvons pas considérer comme PLF le noyau le plus chargé quand sa charge est inférieure à 12. Dans la référence [32] qui présente les premiers résultats de l'expérience E789, une sélection similaire avait été réalisée afin de s'assurer que c'était bien le PLF qui était considéré.

Cette nouvelle sélection modifie à nouveau les distributions de multiplicité, et nous avons défini de nouveaux domaines de paramètre d'impact. Ces domaines de paramètre d'impact sont présentés en annexe 5. Au final, avec toutes les sélections réalisées jusqu'ici, nous avons exclu environ 80% des événements.

Sur la figure 6.2.7 nous présentons l'évolution de la charge et de la masse A_{PLF} du PLF en fonction du paramètre d'impact pour chaque réaction de E789. Pour une énergie de bombardement de $32 MeV/A$, charge et masse moyenne évoluent quasi linéairement avec le paramètre d'impact. En revanche, pour une énergie de faisceau de $52 MeV/A$, les valeurs de charge et de masse tendent vers $Z = 13$ et $A = 28$ respectivement. Cela est dû à notre dernière sélection des données. On remarque aussi que l'évolution de A_{PLF} et de Z_{PLF} ne dépend pas de la réaction que l'on considère.

6.3 Étude de la diffusion d'isospin

La diffusion d'isospin dépend notamment de la densité de la matière nucléaire lors de la collision et de l'asymétrie de charge des noyaux projectile et cible. La question de la densité a été répondu lors du chapitre précédent avec l'estimation des distributions de paramètre d'impact pour chaque réaction. Le transport de l'isospin est étudié ici via le rapport proton sur neutron du PLF $\frac{N}{Z}_{PLF}$. L'évolution du $\frac{N}{Z}_{PLF}$ pour chaque réaction aux deux énergies est présentée sur la figure 6.3.1. Elle montre que les rapports de neutrons sur protons sont les plus bas pour les réactions pauvres en neutrons, et les plus hauts pour les réactions riches en neutrons. Pour les systèmes mixtes, nous obtenons des valeurs intermédiaires et on peut voir qu'avec la diminution du paramètre d'impact, les valeurs associées aux réactions mixtes se rapprochent.

2. Cette dernière condition est importante pour l'étude du chapitre 7.

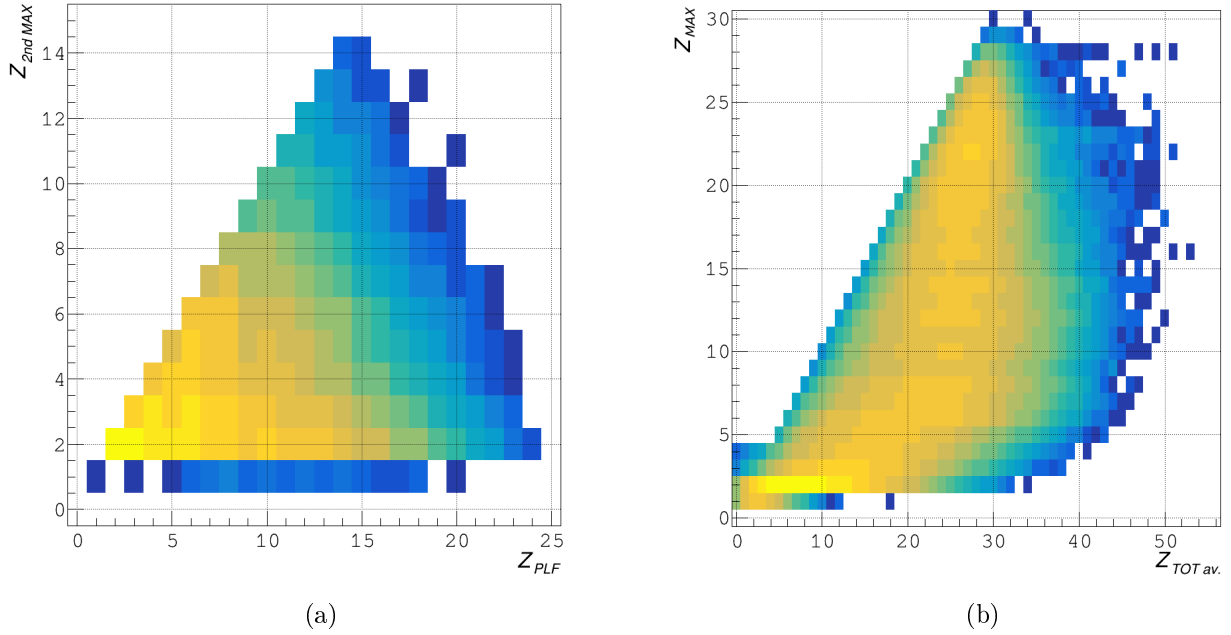
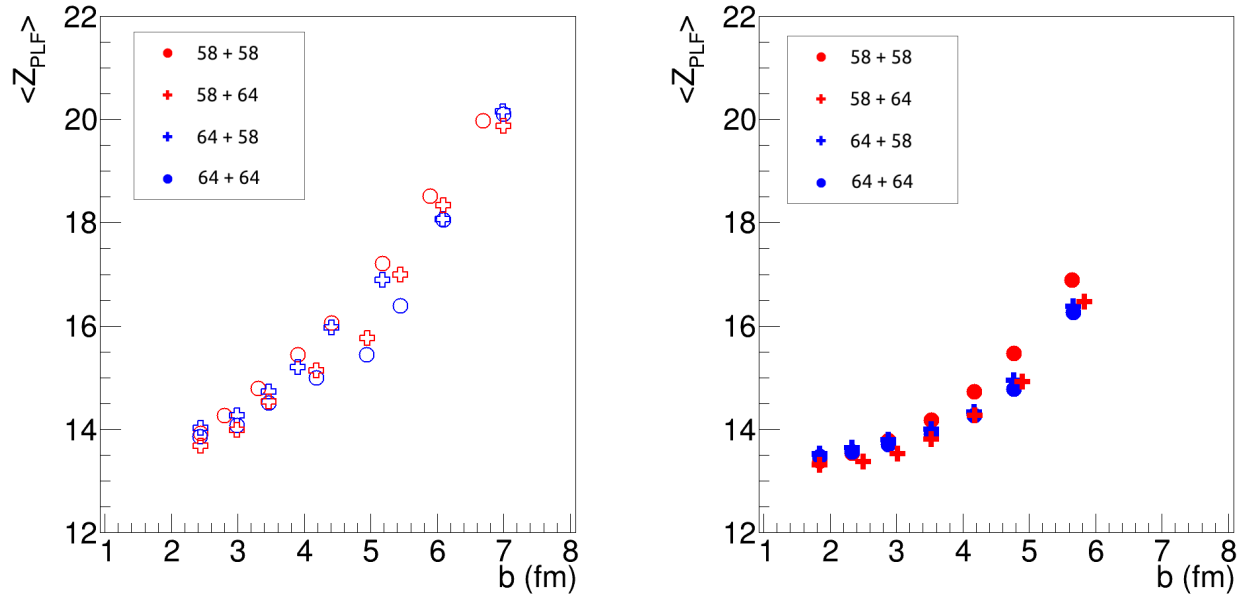


FIGURE 6.2.6 – Corrélation entre différentes observables pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{MeV}/A$. a) Corrélation entre Z_{PLF} et la charge du second plus gros fragment de l'événement Z_{2ndMAX} pour les collisions les plus centrales. b) Corrélation entre Z_{MAX} et Z_{TOTav} pour tous les événements.

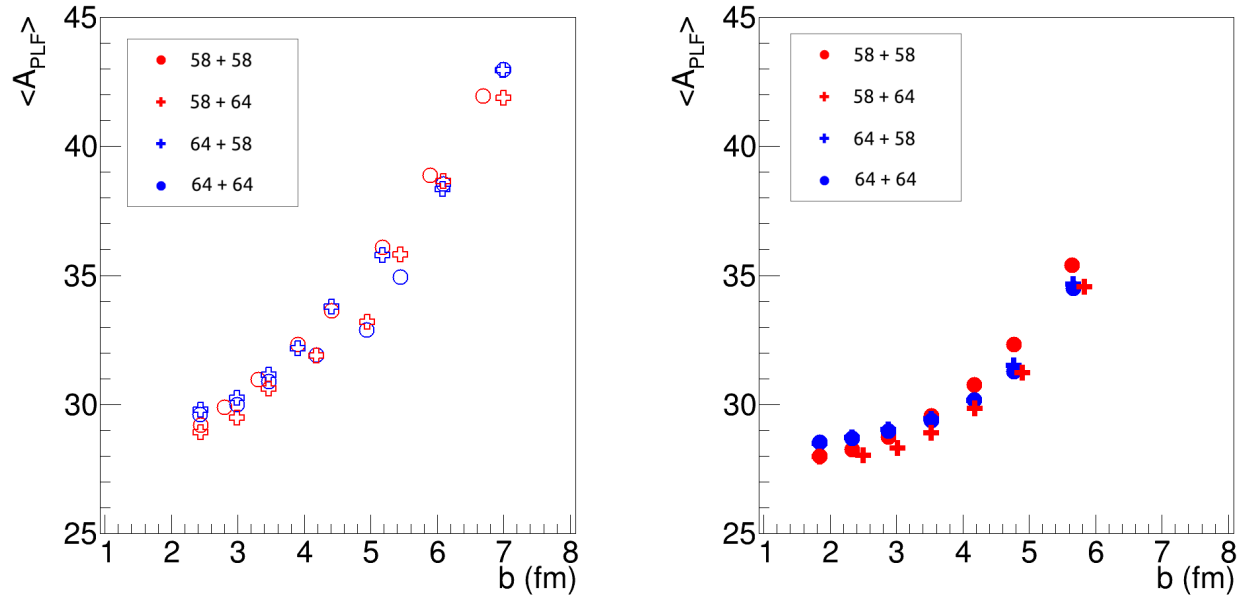
On observe aussi que les valeurs de $\frac{N}{Z}$ du résidu du projectile pour les réactions avec un projectile de ^{64}Ni diffèrent du $\frac{N}{Z}$ initial (1.29). Nous faisons le même constat pour les valeurs de $\frac{N}{Z}$ du résidu du projectile pour les réactions avec un projectile de ^{58}Ni où la valeur initiale est de 1.07.

Cette même figure montre une diminution globale du rapport $\frac{N}{Z}$ avec la diminution du paramètre d'impact (sauf aux b les plus petits). La même observation a été émise dans les articles [32, 27]. En effet, la centralité de la collision augmentant, la dissipation d'énergie augmente et l'énergie d'excitation des produits de réactions augmente elle aussi. Par conséquent, le nombre de particules émises lors de la désexcitation secondaire est plus grand, ce qui modifie les caractéristiques finales des résidus de projectile, notamment le $\frac{N}{Z}$.

Dans le paragraphe précédent, nous avons indiqué que la désexcitation secondaire des produits de réaction influait sur le $\langle \frac{N}{Z} \rangle$ des résidus de projectile détectés. Les rapports de Rami [39] permettent de la compenser et de compenser les biais dus au dispositif expérimental. Ils reposent sur la comparaison d'une observable X sensible à l'isospin extraite de réactions entre noyaux riches en neutrons (NN) et pauvres en neutrons (PP) qui sont utilisées comme références, à des réactions intermédiaires. Ils sont définis comme :



(a) Évolution du Z_{PLF} pour un faisceau à 32 MeV/A. (b) Évolution du Z_{PLF} pour un faisceau à 52 MeV/A.



(c) Évolution du A_{PLF} pour un faisceau à 32 MeV/A. (d) Évolution du A_{PLF} pour un faisceau à 52 MeV/A.

FIGURE 6.2.7 – Évolution de la moyenne de la charge et de la moyenne de la masse du PLF pour chacune des 8 réactions de E789. Marqueur bleu pour un projectile de ^{64}Ni , rouge pour un projectile de ^{58}Ni . Cercles pour les réactions symétriques, croix pour les réactions croisées. De gauche à droite et de haut en bas, évolution du Z_{PLF} à 32 MeV/A, à 52 MeV/A et évolution du A_{PLF} à 32 MeV/A et 52 MeV/A.

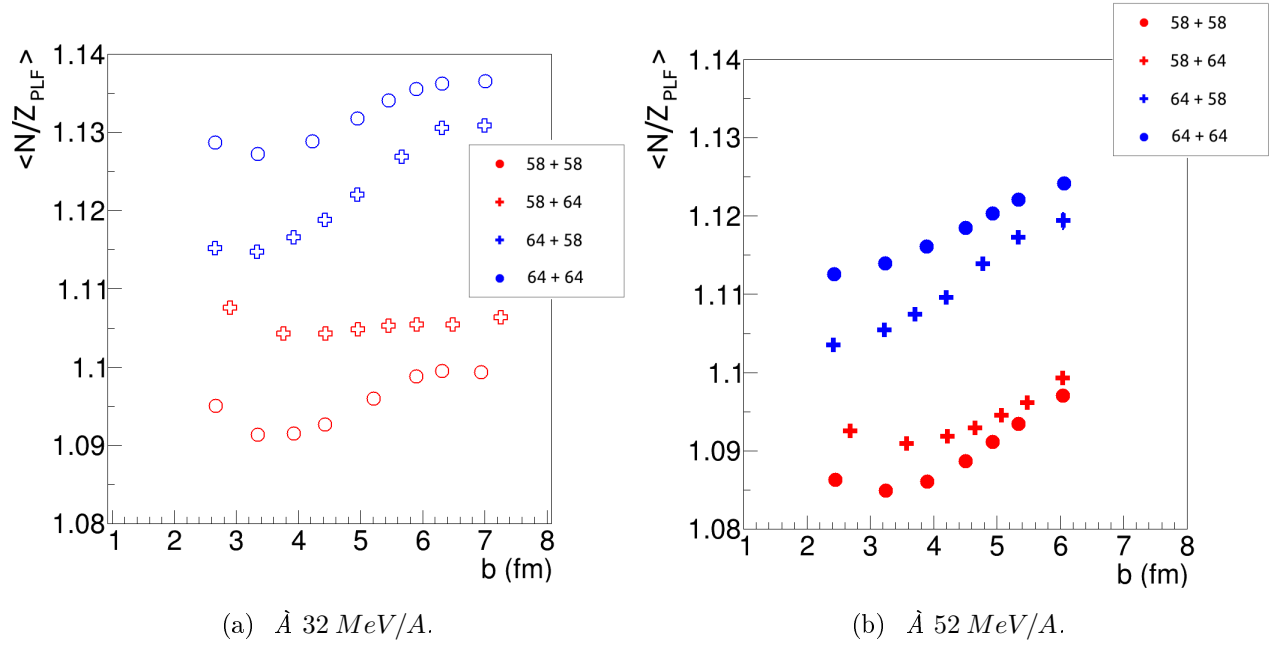


FIGURE 6.3.1 – Évolution moyenne du $\frac{N}{Z}$ du PLF en fonction du paramètre d'impact, avec la condition supplémentaire $Z_{PLF} \geq 12$. Marqueur bleu pour un projectile de ^{64}Ni , rouge pour ^{58}Ni . Rond pour les réactions symétriques, croix pour les autres. Les barres d'incertitudes sont statistiques et plus petites que les marqueurs. a) Pour une énergie de 32 MeV/A. b) Pour une énergie de 52 MeV/A.

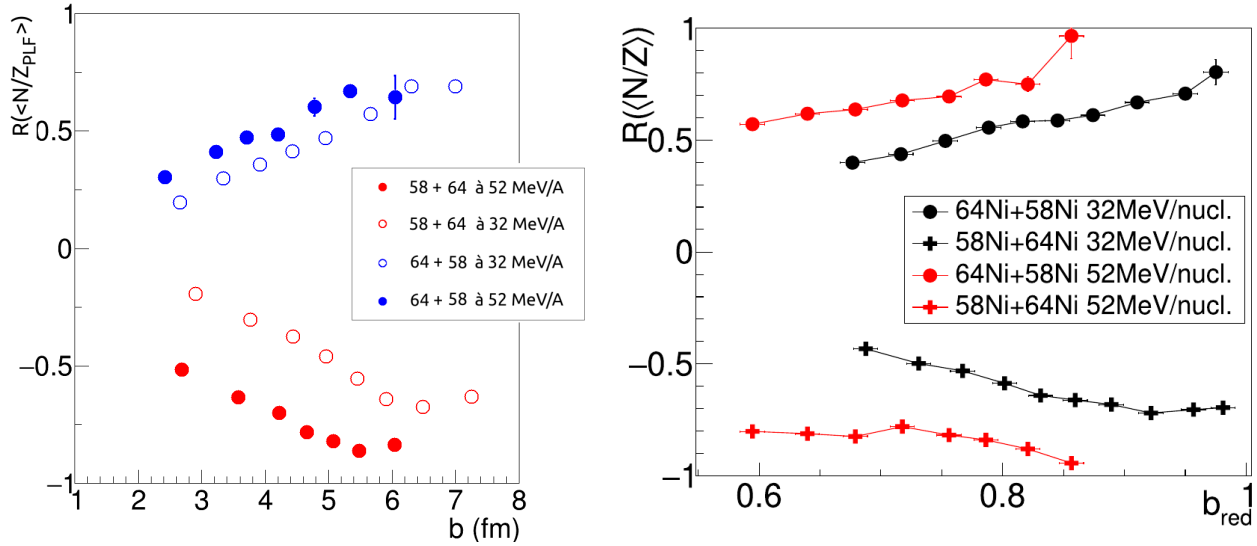
$$R = \frac{2X^i - X^{NN} - X^{PP}}{X^{NN} - X^{PP}} \quad (6.3.1)$$

avec i la réaction intermédiaire considérée, $^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ou $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$, et NN et PP les réactions symétriques $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ et $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ respectivement.

Les réactions symétriques permettent de borner les valeurs : nous aurons +1 pour $i = NN$, et -1 pour $i = PP$. Lorsque les systèmes intermédiaires donnent une même valeur de R , la composition moyenne des projectiles pour l'une ou l'autre réaction est identique, nous appelons ça l'équilibration d'isospin.

Nous prenons comme observable X le $\langle \frac{N}{Z}_{PLF} \rangle$ et nous présentons les rapports de Rami en fonction du paramètre d'impact sur la figure 6.3.1a. Les valeurs de $\langle b \rangle$ de la figure 6.3.1a présentant des différences pour chacune des réactions, la valeur de $\langle b \rangle$ permettant de construire les points de la figure 6.3.1a est celle de la réaction intermédiaire. Ensuite, les valeurs de $\langle \frac{N}{Z} \rangle$ des réactions symétriques sont interpolées (ou extrapolée dans un unique cas) pour la valeur de $\langle b \rangle$ fixée.

La figure 6.3.2a montre que, quelque soit l'énergie de bombardement, les valeurs de R pour les deux réactions intermédiaires tendent vers une valeurs unique. La tendance semble alors que lorsque deux noyaux de compositions nucléoniques différentes interagissent ils finissent



(a) Rapport de Rami pour ces travaux, aux deux énergies de bombardement de E789.

(b) Rapport de Rami des travaux de [32].
Figure issue de l'article susnommé.

FIGURE 6.3.2 – Comparaison des rapport de Rami $R_{N/Z_{PLF}}$ en fonction du paramètre d'impact entre a) les travaux présenté dans cette thèse et b) les premiers résultats de l'expérience E789 présentés dans [32].

par tendre vers la même composition. L'équilibration complète du système n'est en revanche jamais atteinte. On note une forme de symétrie par rapport à la droite d'équation $R = 0$ des valeurs sur l'axe des ordonnées pour les réactions $58 + 64$ et $64 + 58$. On observe que pour une énergie de bombardement de 32 MeV/A , les valeurs de R sont plus proches de 0 que pour une énergie de bombardement de 52 MeV/A et ce, pour tout paramètre d'impact.

La différence des rapports de Rami des réactions $58 + 64$ et $64 + 58$ informe sur le degré d'équilibration du système. Par conséquent, nous définissons le R^\neq tel que :

$$R^\neq = \frac{R^{NP} - R^{PN}}{2} \quad (6.3.2)$$

et nous présentons son évolution avec le paramètre d'impact sur la figure 6.3.3 pour les deux énergies. Elle montre le rapprochement des valeurs de $\frac{N}{Z}$ des projectiles des deux réactions. Pour un même paramètre d'impact, l'équilibration pour un faisceau d'énergie de 32 MeV/A est plus importante que pour un faisceau de 52 MeV/A . On peut aussi quantifier le degré d'équilibration maximal qui est pour les collisions les plus centrales avec une valeur de $R^\neq = 0.19$ à 32 MeV/A tandis qu'elle est de $R^\neq = 0.4$ à 52 MeV/A .

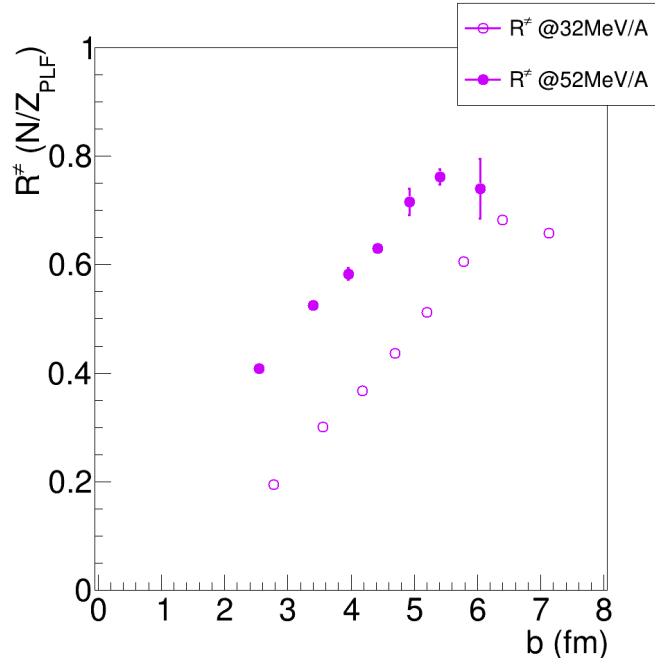


FIGURE 6.3.3 – Évolution de la différence de rapports de Rami $R^\#$ (voir équation 6.3.2) avec le paramètre d'impact pour les deux énergies. Marqueurs pleins pour un faisceau à 52 MeV/A, marqueurs vides pour un faisceau à 32 MeV/A. Les incertitudes sont purement statistiques.

6.4 Comparaison avec d'autres résultats

Dans le paragraphe §6.3, nous avons présenté l'évolution des rapports $\langle \frac{N}{Z} \rangle$ des résidus de projectile ainsi que l'évolution des rapports de Rami pour cette même observable en fonction du paramètre d'impact. Des travaux similaires ont été réalisés sur les données E789 par la collaboration et ont été publiés [32].

Sur la figure 6.3.2b est présentée la figure 10 issue de l'article [32] présentant l'évolution des rapports de Rami du $\langle \frac{N}{Z} \rangle$ des résidus de projectile en fonction du paramètre d'impact réduit b_{red} . Une simulation des réactions de E789 par le modèle de transport *Anti-symmetrized Molecular Dynamics* (AMD) [56] a été réalisée. L'impulsion du PLF des simulations a été mis à l'échelle avec le paramètre d'impact issu des simulations. Les valeurs de b_{red} ont alors été obtenues en comparant les impulsions du PLF issues de l'expérience et des simulations.

Cette figure montre que lorsque le paramètre d'impact diminue, les valeurs des rapports de Rami deviennent plus proche de 0, démontrant une tendance vers l'équilibration des systèmes étudiés. De plus, les réactions réalisées à une énergie de bombardement de 32 MeV/A ont des valeurs plus proches que pour les réactions à une énergie de bombardement de 52 MeV/A.

Les observations présentées dans cette thèse sont en accord avec celles présentées dans [32]. Nos travaux présentent néanmoins quelques différences. En effet, notre estimation du paramètre d'impact est complètement indépendante de tout modèle contrairement à ce qui a été précédemment publié par la collaboration. De plus, la multiplicité de particules chargées

permet d'utiliser les données enregistrées par tout le dispositif dans l'estimation du paramètre d'impact, et pas seulement ce qui a été détecté dans FAZIA. Mais surtout, nous pouvons définir le paramètre d'impact sur une plus grande gamme : l'impulsion du résidu projectile et le paramètre d'impact n'étant plus corrélés pour les plus petits b dans des simulations AMD (les mêmes que nous avons présenté au chapitre 5), des coupures ont dû être réalisées dans les données présentées dans [32].

Un autre article présente les résultats d'une étude portant sur la diffusion d'isospin pour des réactions $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}@35 \text{ MeV}/A$ qui ont été enregistrées avec le dispositif INDRA-VAMOS [35]. Dans cet article, l'énergie transverse des particules légères Et_{12} a été utilisé pour estimer la centralité des collisions. À l'instar de ce que nous avons présenté pour les distributions de multiplicité dans le paragraphe §5.3, la figure 2 de [35] présente les distributions de Et_{12} pour chacune des réactions étudiées dans l'article. Elle montre un effet similaire à nos travaux : les queues de distributions de Et_{12} pour les réactions ayant un projectile riche en neutrons ont des valeurs maximales plus petites que pour des réactions ayant un projectile pauvre en neutrons. Cela a tendance à confirmer notre observation : plus le nombre de neutrons d'un système est grand, plus la production de particules chargées est petite. L'évolution de $\langle \delta \rangle_{PLF} = \langle \frac{N-Z}{A} \rangle_{PLF}$ ³ en fonction de la centralité $c_{Et_{12}}$ (la fonction de distribution cumulative de Et_{12} , dont un exemple a été présenté pour la paramètre d'impact dans le paragraphe §5.2), est aussi présentée dans [35] pour chacune des réactions qui y sont étudiées. Ici aussi, les rapports de Rami montrent une tendance vers l'équilibration de l'isospin, en accord avec nos travaux ainsi que ceux présentés dans [32].

6.5 Résumé

À partir des travaux réalisés dans le chapitre 5, plusieurs intervalles de multiplicité de particules chargées équivalent en nombre d'événements ont été définis. À partir de chaque intervalle de multiplicité, nous avons estimé les distributions de paramètre d'impact associées. De cette manière, les événements ont été triés en fonction de la centralité des collisions.

Nous avons observé que la multiplicité de particules légères dépend de la réaction étudiée. Cette dépendance évolue en fonction de la particule considérée, notamment en fonction du nombre de neutrons qu'elle contient. Cette étude ne nous a pas permis de tirer de conclusion sur l'évaporation des particules légères, néanmoins cela nous a permis de mieux appréhender les différences entre les distributions de multiplicité de particules chargées présentées dans le chapitre 5.

La diffusion d'isospin a été étudiée à partir de l'évolution moyenne du rapport de neutrons sur protons du résidu du projectile $\langle \frac{N}{Z} \rangle_{PLF}$ en fonction du paramètre d'impact. Cette étude a montré une tendance vers l'équilibration en isospin du système, même si une équilibration complète n'était jamais atteinte. Le degré d'équilibration a été quantifié et nous avons montré qu'il dépendait de l'énergie du faisceau. Ces résultats ont été comparés avec des études similaires [32, 35] et ils sont en accord.

3. Cette observable est équivalente au $\langle \frac{N}{Z} \rangle_{PLF}$.

Enfin, l'estimation du paramètre d'impact pour chacune des réactions permet de préparer la comparaison avec des modèles dynamiques. En effet, nous avons mis en évidence le phénomène d'équilibration d'isospin. En revanche, aucune contrainte n'a été apporté à l'équation d'état de la matière nucléaire. Les modèles dynamiques ne reproduisent pas toujours les observables expérimentales telles que la multiplicité de particules chargées ou encore l'énergie transverse des particules légères, mais les simulations permettent l'accès au paramètre d'impact. Ainsi, les travaux présentés dans ce chapitre sont une avancée sur l'analyse des données de l'expérience E789 et les préparent à la comparaison à des modèles.

Chapitre 7

Reconstruction du quasi-projectile

7.1 Introduction

Nous avons montré dans le chapitre précédent les effets de la diffusion d'isospin sur les rapports neutrons sur protons $\frac{N}{Z}$ du résidu du projectile. En utilisant les corrélations entre les particules, il est possible de déterminer la contribution évaporative du quasi-projectile (QP) et de reconstruire ce dernier, dans le but d'accéder à une étape antérieure de la réaction. Dans le chapitre 6, quand nous avons présenté les rapports de Rami, nous avons cependant indiqué qu'ils permettaient de compenser les biais expérimentaux et la désexcitation secondaire. En effet, des travaux vont en ce sens [30, 40]. Nous reportons la figure 2 de [40] sur la figure 7.1.1, présentant les $\frac{N}{Z}$ de plusieurs isotopes de nickel désexcités avec le modèle GEMINI++, ainsi que les rapports de Rami associés. Elle montre que plus l'énergie d'excitation augmente, plus les propriétés des noyaux sont modifiées à cause de la désexcitation. Cependant, malgré cette modification, la hiérarchie entre les valeurs de $\frac{N}{Z}$ pour les différents isotopes est conservée. Par exemple le ${}^{64}\text{Ni}$ le plus grand $\frac{N}{Z}$ à basse énergie d'excitation a la valeur de $\frac{N}{Z}$ la plus grande pour les plus grandes énergies d'excitation. Cette hiérarchie se reporte sur les valeurs des rapports de Rami. On peut même voir que les valeurs des rapports de Rami pour un isotope donnée est constante avec l'énergie d'excitation. Donc, que l'on reconstruise ou non le quasi-projectile, les conclusions que l'on tire avec les rapports de Rami devraient être similaires.

En revanche, ces conclusions n'ont été tirées que dans le cadre de simulations. Les travaux de ce chapitre permettront alors de le vérifier expérimentalement. De plus, la reconstruction du quasi-projectile permet de se rapprocher de ce qui est produit par les simulations de modèle de transport et de permettre des comparaisons plus directes.

Dans les paragraphes qui suivent nous présentons la méthode utilisée pour reconstruire le QP. Nous discuterons des multiplicités de particules évaporées que nous avons déduites et finalement nous étudierons la diffusion d'isospin pour les QP reconstruits.

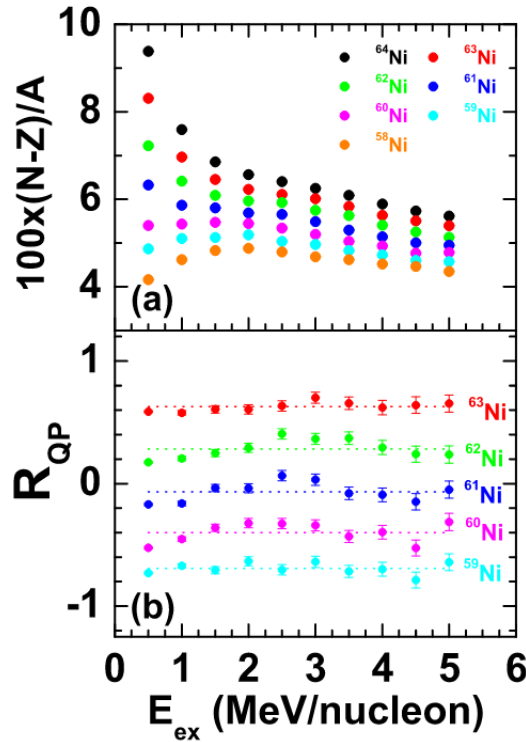


FIGURE 7.1.1 – Résultats de simulations réalisées avec le modèle de désexcitation statistique pour différents isotopes de nickel pour différentes énergies d’excitation. Figure reprise de [40]. a) Rapport $\frac{N}{Z}$ des noyaux désexcités en fonction de l’énergie d’excitation. b) Rapport de Rami associés.

7.2 Présentation de la méthode d’extraction des particules évaporées

Les collisions d’ions lourds aux énergies intermédiaires sont dominées par le mécanisme de réactions binaires. Après interaction et échange de nucléons, les deux noyaux se séparent en un quasi-projectile (QP) et en une quasi-cible (QC). Des particules légères peuvent être émises aux premiers instants de la collision. Les QP et QC peuvent ensuite évaporer des particules légères (qui est l’émission secondaire). Si le QP est modérément excité, de telle sorte que l’échelle de temps d’évaporation de particules est bien plus longue que l’échelle de temps de sa formation, il est possible d’isoler la contribution évaporative. Dans la référence [65] l’énergie d’excitation des fragments formés n’excède pas $\frac{E^*}{A} = 3 \text{ MeV}$. Un travail récent [26] a par ailleurs montré que l’énergie du QP est autour de 3.5 MeV/nucleon dans les réactions $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca} @ 35 \text{ MeV}/A$. Nous nous attendons à des énergies d’excitation et une construction du QP similaire aux systèmes étudiés dans cette présente étude.

Les fonctions de corrélation sont un moyen très puissant pour extraire des faibles signaux.

Étant le fruit des expériences d'interférométrie en optique, leur première utilisation en physique nucléaire a permis de mettre en évidence les sources de pions dans les collisions proton - antiproton [66]. Leur utilisation pour extraire les particules évaporées par les fragments a été tout d'abord utilisée dans [67] avant d'être reprise et améliorée dans [65, 68].

La fonction de corrélation est définie de manière générale par :

$$1 + R(x) = \frac{N_c(x)}{N_{dc}(x)}$$

où :

- $1 + R(x)$ est la fonction de corrélation. x est une grandeur relative entre deux particules telle que des impulsions relatives, des angles relatifs ou encore des vitesses relatives.
- $N_c(x)$ est la distribution de la variable x pour des particules au sein d'un même événement.
- $N_{dc}(x)$ est la distribution de la variable x en l'absence de corrélation, quand les deux particules proviennent d'événements différents.

Dans les références [65, 67], la vitesse relative entre les particules légères et les fragments (V_{rel}) a été utilisée. Pour chaque fragment d'une charge donnée, les corrélations ont été déterminées avec les particules $\{^1H; ^2H; ^3H; ^3He; ^4He\}$. Ces travaux ont été réalisées en utilisant les données des réactions $Xe + Sn$ pour 5 énergies de faisceaux (de 32 à 50 MeV/A) issues de la première campagne expérimentale de INDRA.

La figure 7.2.1 extraite de [65] présente, pour le couple $P - \alpha$, le spectre en vitesse relative des vrais événements $N_c(V_{rel})$, la distribution des événements décorrélés $N_{dc}(V_{rel})$, la fonction de corrélation $1 + R(V_{rel})$ et la fonction différence $N_c - N_{dc}$.

Dans cet article, la distribution N_c a été construite, pour chaque événement considéré, en calculant la vitesse relative entre un phosphore et toutes les particules 4He présentes dans le même événement. Pour construire la distribution N_{dc} , un algorithme de mélange d'événements a été utilisé. Pour un nombre N de α présent dans le même événement qu'un noyau de phosphore, la vitesse relative entre ce phosphore et N α provenant d'autres événements a été calculée. Cette opération est répétée 20 fois pour chaque noyau de phosphore afin de réduire au maximum les incertitudes statistiques de la distribution d'événements décorrélés.

En faisant le rapport et la différence entre N_c et N_{dc} on peut facilement produire la fonction de corrélation et la fonction différence respectivement. Comment extraire la partie évaporative ? Dans [68, 65], des simulations ont été réalisées avec le modèle phénoménologique SIMON [69]. La simulation permettant de connaître l'origine des particules, la contribution évaporative a pu être isolée. Cette contribution est représentée par la partie hachurée sur la figure 7.2.2, extraite de [65] et représentant $N_c(V_{rel})$, $N_{dc}(V_{rel})$, la fonction de corrélation et la fonction différence pour un couple $Mg - ^1H$ pour des données simulées.

La simulation a permis de connaître la forme du fond (soit toutes les particules non évaporées par le fragment considéré) pour la fonction de corrélation. Le fond de la fonction de corrélation a été paramétrisé par la fonction :

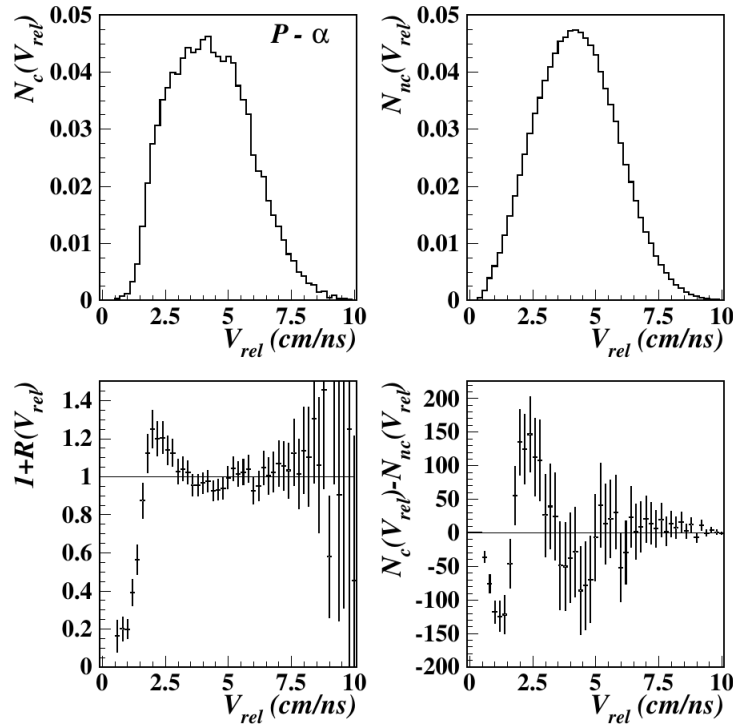


FIGURE 7.2.1 – Corrélations expérimentales pour le couple $P - \alpha$. Figure extraite de [65]. De gauche à droite et de haut en bas : distribution relative pour événements corrélés, événements décorrélés, fonction de corrélation résultante et fonction différence.

$$Fond(V_{rel}) = A - \frac{1}{BV_{rel} + C} \quad (7.2.1)$$

où A, B et C sont trois paramètres spécifiques à chaque couples (fragment, particule). Les paramètres A, B et C sont déterminés en résolvant l'équation 7.2.1 pour 3 points où l'évaporation est négligeable :

- X_1 lorsque la fonction différence n'est pas nulle, aux basses vitesses relatives V_{rel} .
- X_2 au premier minimum de la fonction différence, aux alentours de $V_{rel} = 2 \text{ cm.ns}^{-1}$.
- X_3 lorsque la fonction différence redevient nulle après le second minimum, aux alentours de $V_{rel} = 7 \text{ cm.ns}^{-1}$.

Nous avons mis en avant ces points sur la figure que nous avons produite avec les données de E789 7.3.1d. Pour extraire les multiplicités de particules légères, il suffit de soustraire le fond de la fonction différence. Nous reviendrons plus en détail sur ce dernier point dans la suite.

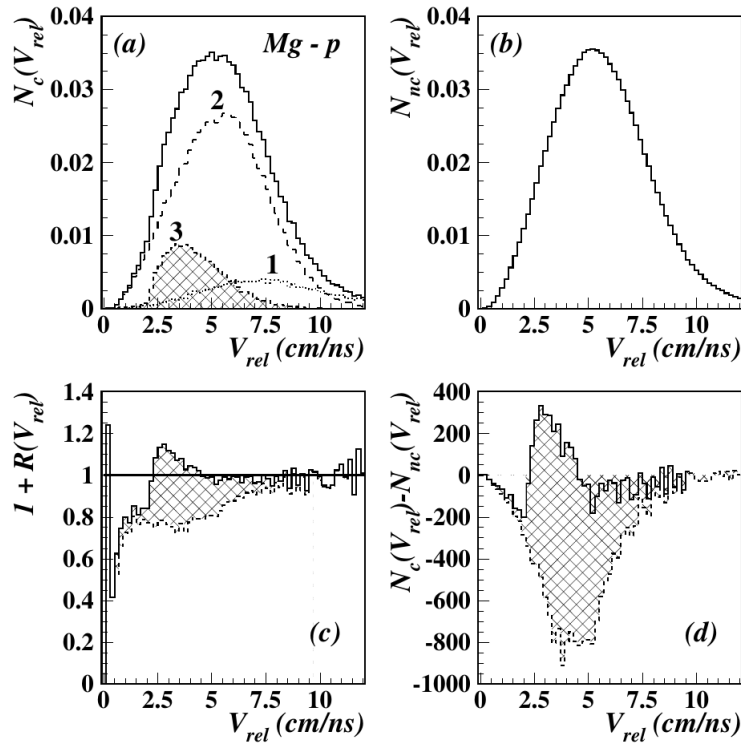


FIGURE 7.2.2 – Correlations simulées pour le couple $Mg - p$. Figure extraite de [65]. De gauche à droite et de haut en bas : distribution relative pour événements corrélés, événements décorrélés, fonction de corrélation résultante et fonction différence. La partie hachurée représente la contribution évaporative du fragment de Mg . Pour a) le nombre 1 correspond aux particules issues de l'évaporation primaire, le nombre 2 à l'évaporation ne contribuant pas à la production du noyau de Mg considéré et le nombre 3 aux particules corrélées au noyau de Mg .

7.3 Extraction de la multiplicité des particules évaporées

Application de la méthode

Nous tenons à préciser que la méthode présentée précédemment a été développée et appliquée sur des données où la mesure de masse des particules ayant une charge $Z > 8$ n'était pas possible. Des hypothèses ont dû être émises pour le calcul des vitesses des fragments, induisant une erreur. Ici, FAZIA permet la mesure de la masse des fragments ayant une charge $Z \leq 26$, et avec sa grande granularité ($\Delta\theta \approx 1.2^\circ$) le vecteur vitesse est déterminée de manière précise. Par conséquent, les distributions de vitesse relative sont produites avec une plus grande précision que celles des références [67, 65].

Dans l'analyse qui suit, les événements ne respectant pas les conditions de complétude et de mesure de masse¹ du PLF sont exclus. Seules les corrélations entre les particules dont la

1. Présentées dans le chapitre précédent.

masse a été mesurée et le PLF de l'événement ont été établies. La méthode a été appliquée pour chacun des intervalles en paramètre d'impact définis dans le chapitre 6.

Nous avons remarqué lors de nos travaux que lorsque la statistique était insuffisante, le résultat des ajustements était systématiquement erroné. Nous avons jugé qu'il fallait avoir détecté au moins 5000 PLF d'une charge pour que l'utilisation de la fonction de corrélation soit possible.

Sur la figure 7.3.1 nous présentons les spectres de vitesse relative pour le couple $P - ^4He$ pour les collisions centrales (avec un paramètre d'impact moyen de $\langle b \rangle \approx 2.7 fm$) de la réaction à $^{58}Ni + ^{58}Ni@52 MeV/A$ pour les particules corrélées et décorrélées, ainsi que la fonction de corrélation et la fonction différence. Sur cette dernière, on présente à l'aide de cercles pleins rouges les points X_1 , X_2 et X_3 utilisés pour construire le fond. Pour construire le spectre décorrélé, le mélange d'événement a été réalisé 40 fois. Par rapport à [65], nous l'avons augmenté d'un facteur 2 afin de réduire l'incertitude au maximum. Augmenter ce nombre ne changeait pas les résultats de manière significative.

Pour la détermination du fond, nous avons dans un premier temps déterminé les points X_1 , X_2 et X_3 automatiquement avec un algorithme que nous avons développé. Pour X_2 , nous avons réalisé 10 tirages aléatoires, entre $V_{rel} = 0 cm.ns^{-1}$ et $V_{rel} = 2.5 cm.ns^{-1}$ et conservé le point pour lequel la fonction différence était minimale. Cette opération a été réalisée 10 fois et la moyenne des coordonnées ainsi que leur écart-type sont respectivement les coordonnées du point et l'incertitude associée. Cette dernière est réutilisée plus tard pour déterminer l'incertitude sur la multiplicité. La même procédure a été suivie pour le points X_3 . Notons que la détermination du point X_2 est assez précise, et que la plus grande difficulté de cette méthode est la détermination du point X_3 , dont l'erreur sur les coordonnées dominera l'incertitude sur la multiplicité (nous en discutons dans la suite). Le point X_1 est le plus simple et n'a pas nécessité d'algorithme particulier.

Les paramètres calculés analytiquement à partir des points X_1 , X_2 et X_3 ont servi d'initialisation à un algorithme d'ajustement. Nous avons construit la fonction de corrélation en excluant tout les points situés entre X_2 et X_3 et réalisé l'ajustement du fond. Un exemple, reprenant la figure 7.3.1c, est présenté sur la figure 7.3.2. Afin d'être porté sur la fonction différence, le fond est transformé suivant l'équation :

$$Fond_{Diff} = (Fond - 1) * N_{dc}$$

La fonction différence ainsi que le fond associé pour le couple $Si - ^4He$ de la réaction $^{58}Ni + ^{58}Ni@52 MeV/A$ sont reportés sur la figure 7.3.3a. La différence entre le fond permet d'obtenir le spectre en vitesse relative des 1H émis par les noyaux phosphores. Normalisé par le nombre total de phosphores détectés, l'intégrale du spectre résultant (voir figure 7.3.3b) permet d'obtenir le nombre moyen de protons émis par un noyau de phosphore pour la totalité des événements considérés². Calculons désormais l'incertitude sur la multiplicité.

2. Soit les événements respectant les conditions de complétude et de mesure de masse.

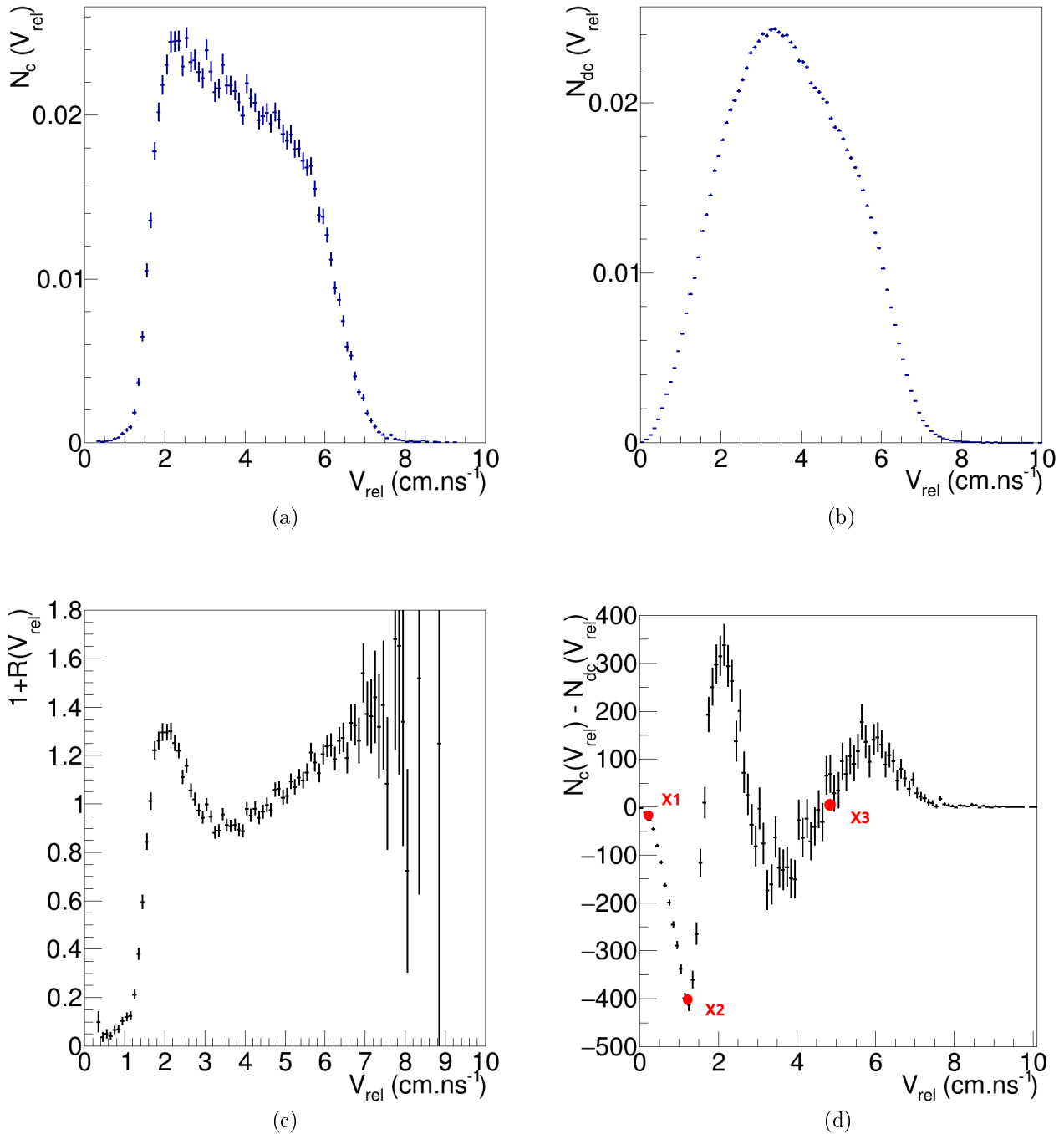


FIGURE 7.3.1 – Spectres expérimentaux pour le couple $P-{}^4\text{He}$ extrait de la réaction ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$ à $52 \text{ MeV}/A$ pour des collisions centrales. a) Distribution en vitesse relative pour les événements corrélés et b) décorrelés, c) fonction de corrélation et d) fonction différence.

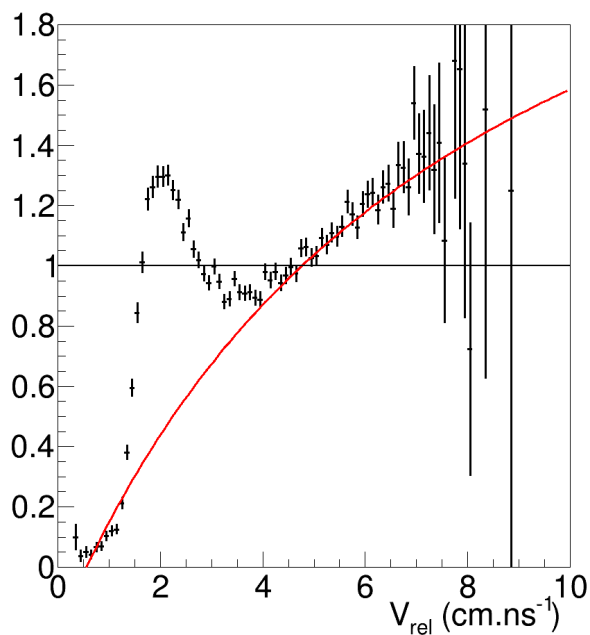


FIGURE 7.3.2 – Ajustement du fond de la fonction corrélation présentée sur la figure 7.3.1c.

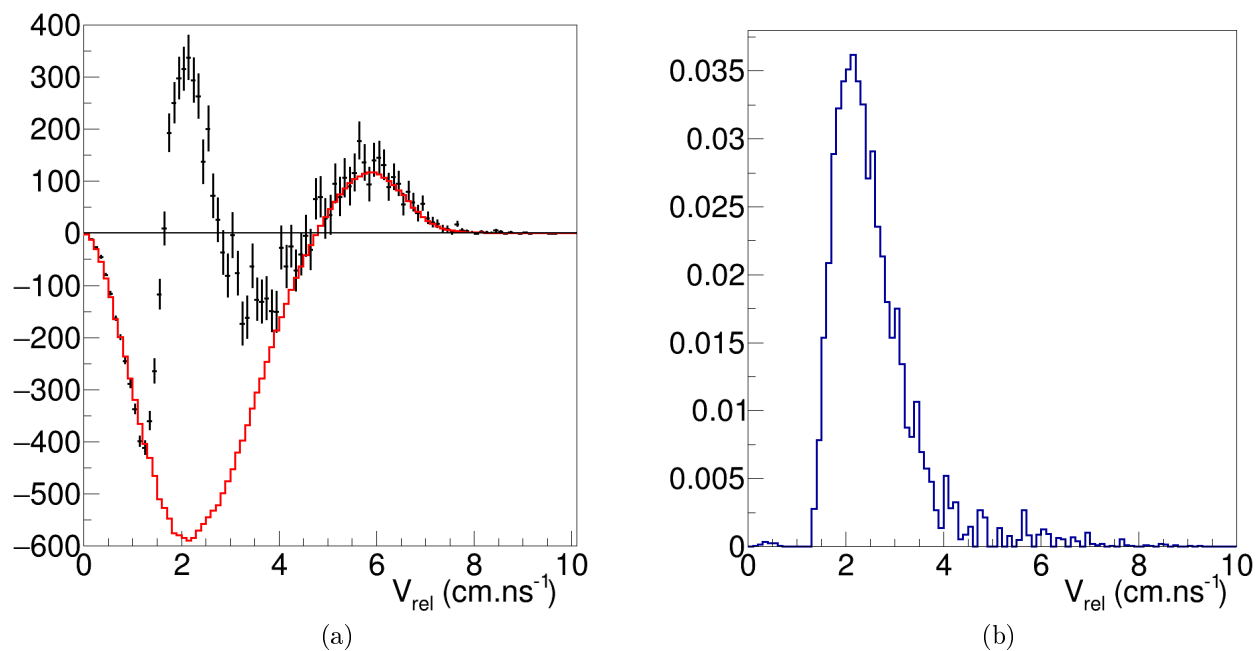


FIGURE 7.3.3 – a) Fonction différence pour le couple $P - {}^4\text{He}$ de la réaction ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A et le fond associé et b) le spectre en vitesse relative déduit des particules ${}^4\text{He}$ corrélées au phosphore, dans le référentiel du phosphore.

Les écart-types des points X_2 et X_3 déterminés précédemment permettent de définir les bornes d'un tirage aléatoire. Ce tirage permet de déterminer deux nouveaux points, avec lesquels nous déterminons un nouveau fond et une nouvelle multiplicité. Ce tirage est répété 50 fois. La distribution de ces valeurs pour le couple $Si - {}^4He$ est présentée sur la figure 7.3.4. La moyenne de la distribution est la valeur de multiplicité moyenne de particule évaporée, son écart-type correspond à l'incertitude sur la multiplicité.

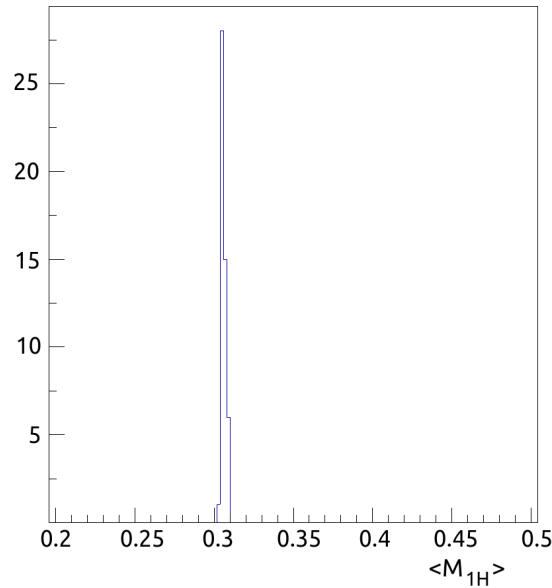


FIGURE 7.3.4 – Multiplicités moyenne de proton produite par un phosphore pour la réaction ${}^{58}Ni + {}^{58}Ni @ 52 MeV/A$. Elles ont été déterminées en modifiant le fond 50 fois (voir texte).

La procédure que nous venons de décrire a été appliquée pour chacune des réactions et pour chaque intervalle domaine de paramètre d'impact que nous avons défini dans le chapitre 6.

Multiplicité des particules évaporées

Nous avons déterminé pour chaque fragment donné la multiplicité moyenne de particules évaporées. La figure 7.3.5 présente les résultats pour chacune des réactions de l'expérience pour les collisions centrales.

Nous observons que la gamme sur laquelle les multiplicités sont définies est plus grande pour une énergie de bombardement de $32 MeV/A$.

Les multiplicités de deutons, tritons et 3He ne présentent pas de tendance avec la charge du PLF. La multiplicité des α diminuent avec l'augmentation de la charge du PLF, tandis que la multiplicité de protons augmente avec la charge du PLF pour les réactions avec un projectile de ${}^{58}Ni$.

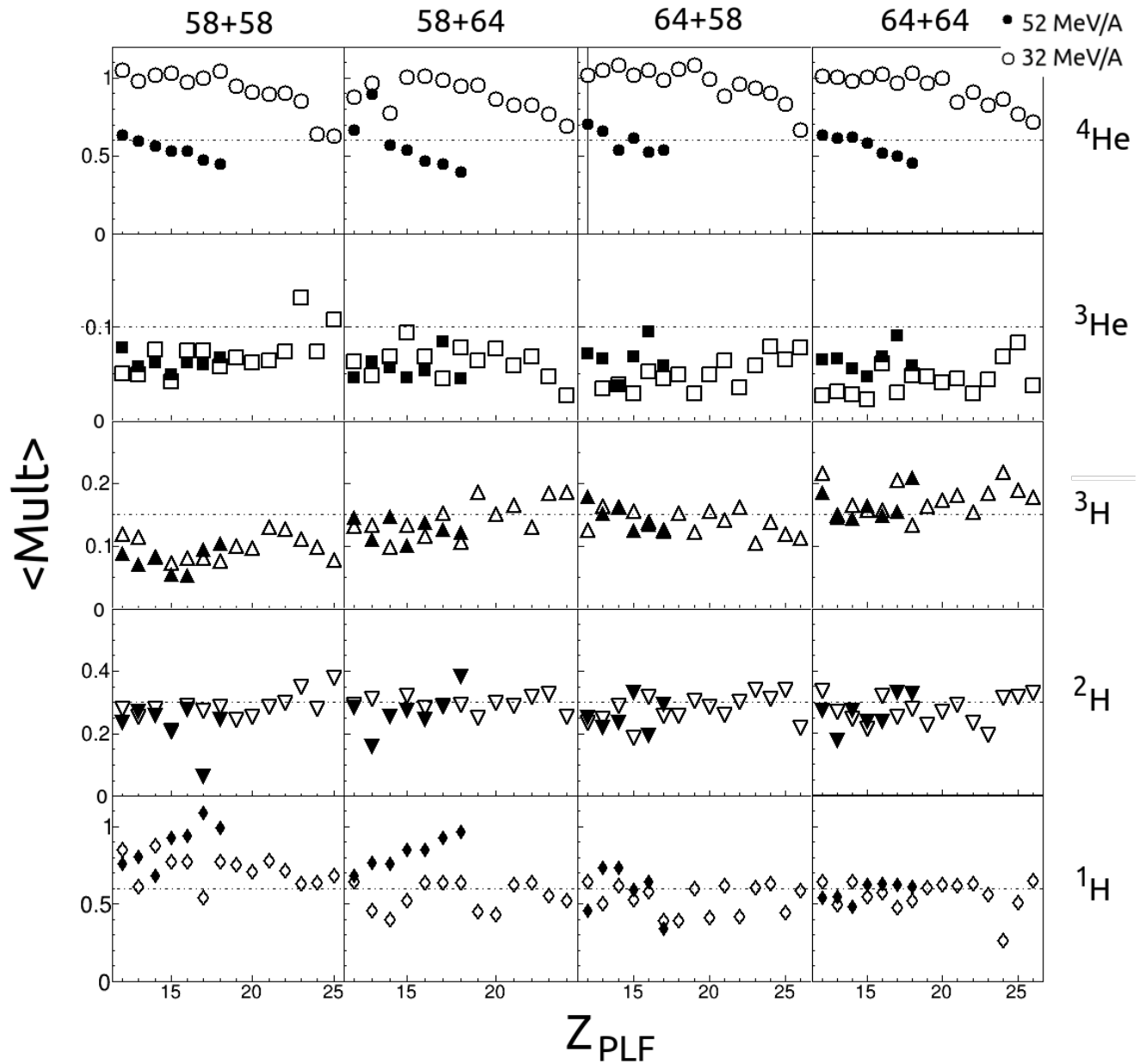


FIGURE 7.3.5 – Multiplicité moyenne de particules émises pour chaque Z_{PLF} . Les échelles sur les ordonnées sont adaptées à chaque particules. Les marqueurs pleins sont pour une énergie de 52 MeV/A, les marqueurs vides pour une énergie de 32 MeV/A. Les lignes horizontales sont pour faciliter la lecture. Ici pour des collisions centrales uniquement.

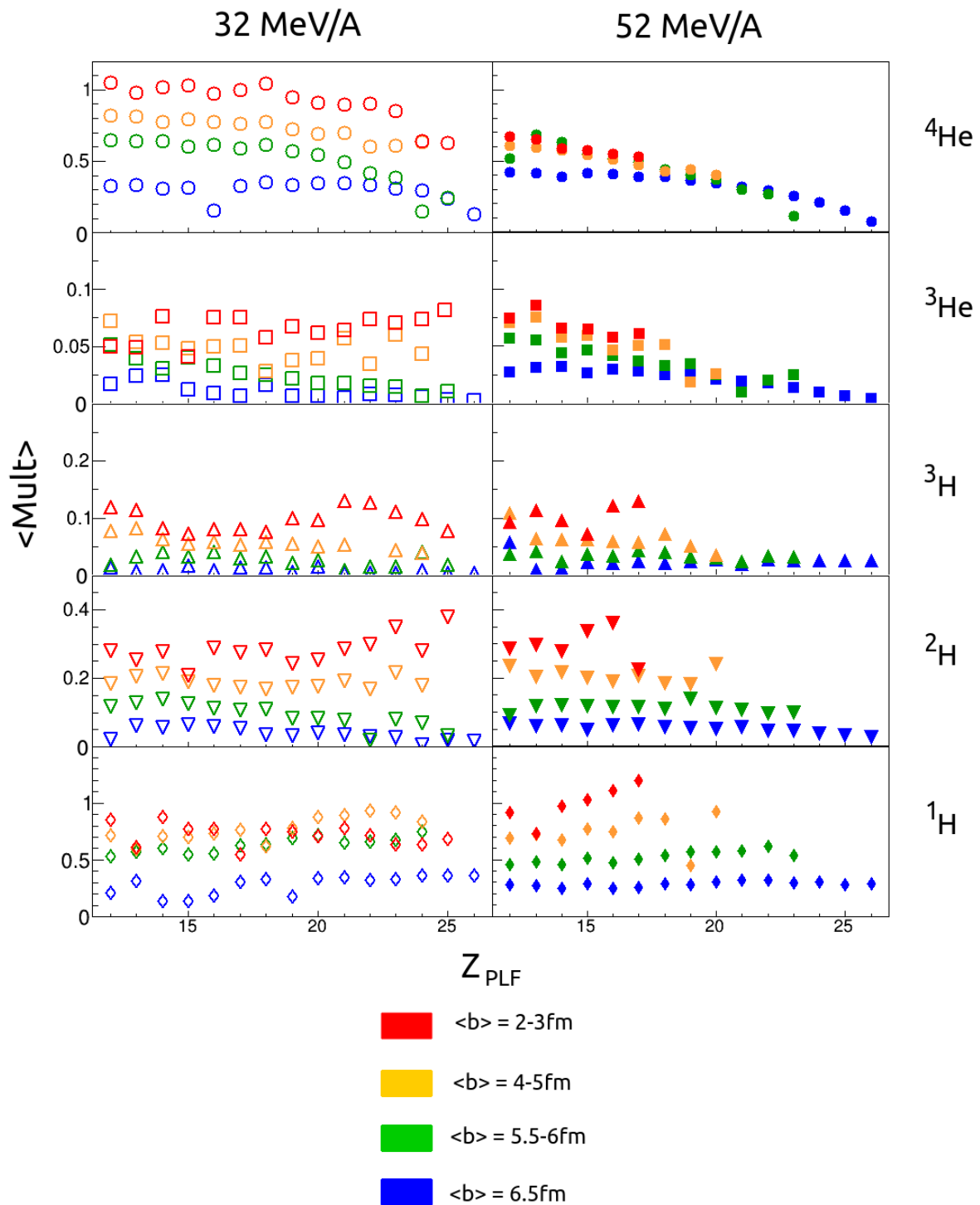


FIGURE 7.3.6 – Comparaison des multiplicités des particules émises par les PLF pour des paramètres d'impact différents pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ aux deux énergies. Le dégradé de couleur montre la centralité de la collision. L'échelle des ordonnées dépend de chaque particules.

Comme on pouvait s'y attendre dans le cas de l'évaporation d'un noyau modérément excité, les multiplicités de protons et de α sont plus importantes que les autres particules. En effet, pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV}/A$, pour les protons nous obtenons une multiplicité moyenne maximale de 1.10 pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV}/A$, et une multiplicité moyenne maximale de 1.08 pour les α pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV}/A$. Les multiplicités moyenne maximales n'excèdent jamais 0.5 pour les autres particules. Ces observations sont en accord avec les travaux de [68, 65] pour les collisions centrales du système $\text{Xe} + \text{Sn}$ pour des énergies de faisceau de 32 à 52 MeV/A .

Les multiplicités de protons sont systématiquement plus grandes pour les réactions ayant une énergie de bombardement de 52 MeV/A . L'inverse est observé pour les particules α . Les multiplicités des deutons, tritons et ^3He ne montrent pas de tendance avec l'énergie du faisceau.

Une évolution avec la richesse en neutrons des noyaux de la réaction est observée. Les particules riches en neutrons comme les tritons ont une multiplicité qui augmentent avec le $\frac{N}{Z}$ du système (de gauche à droite sur la figure 7.3.5). On passe de valeurs proches de 0.1 pour les $Z_{PLF} < 15$ pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV}/A$ à des valeurs proches de 0.2 pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@52\text{ MeV}/A$. Les ^3He et les protons ont un comportement inverse et leur multiplicité diminue lorsque le $\frac{N}{Z}$ de la réaction augmente. Pour des $Z_{PLF} > 20$ les multiplicités de protons et de ^3He sont aux alentours de 1.0 et 0.1 respectivement pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{ MeV}/A$, et les multiplicités de ces particules sont plus petites d'un facteur pour la réaction la plus riche en neutrons à 52 MeV/A . Les α et deutons ne présentent pas d'évolution avec la réaction.

La dépendance des valeurs de multiplicité avec les réactions est similaire à ce qui a été observé dans le chapitre 6.

La figure 7.3.6 présente l'évolution de la multiplicité des particules produites pour 4 valeurs de $\langle b \rangle$ pour les réactions $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ aux deux énergies de faisceau. On observe une augmentation systématique de la multiplicité des particules avec la diminution du paramètre d'impact. Ce résultat peut paraître évident : avec la diminution du paramètre d'impact, les collisions deviennent de plus en plus dissipatives, et les énergies d'excitation deviennent plus grandes. Ici, nous avons un résultat expérimental, indépendant de tout modèle, mettant en avant ce phénomène.

Énergie des particules évaporées

La figure 7.3.7 présente les énergies cinétiques moyennes dans le référentiel du PLF ($\langle E_c^{cm\,plf} \rangle$) des particules évaporées pour chacune des réactions de E789 pour des collisions centrales.

On observe que les énergies des particules augmentent sensiblement avec la charge des PLF, et ce quelque soit l'énergie de faisceau et la richesse en neutrons du système. $\langle E_c^{cm\,plf} \rangle$ est systématiquement plus grand lorsque l'énergie du faisceau est de 52 MeV/A , sauf pour les α ou l'énergie est similaire quelque soit l'énergie du faisceau. On remarque aussi que l'énergie cinétique des ^3He est bien plus grande que celle des autres particules. Ces observations sont

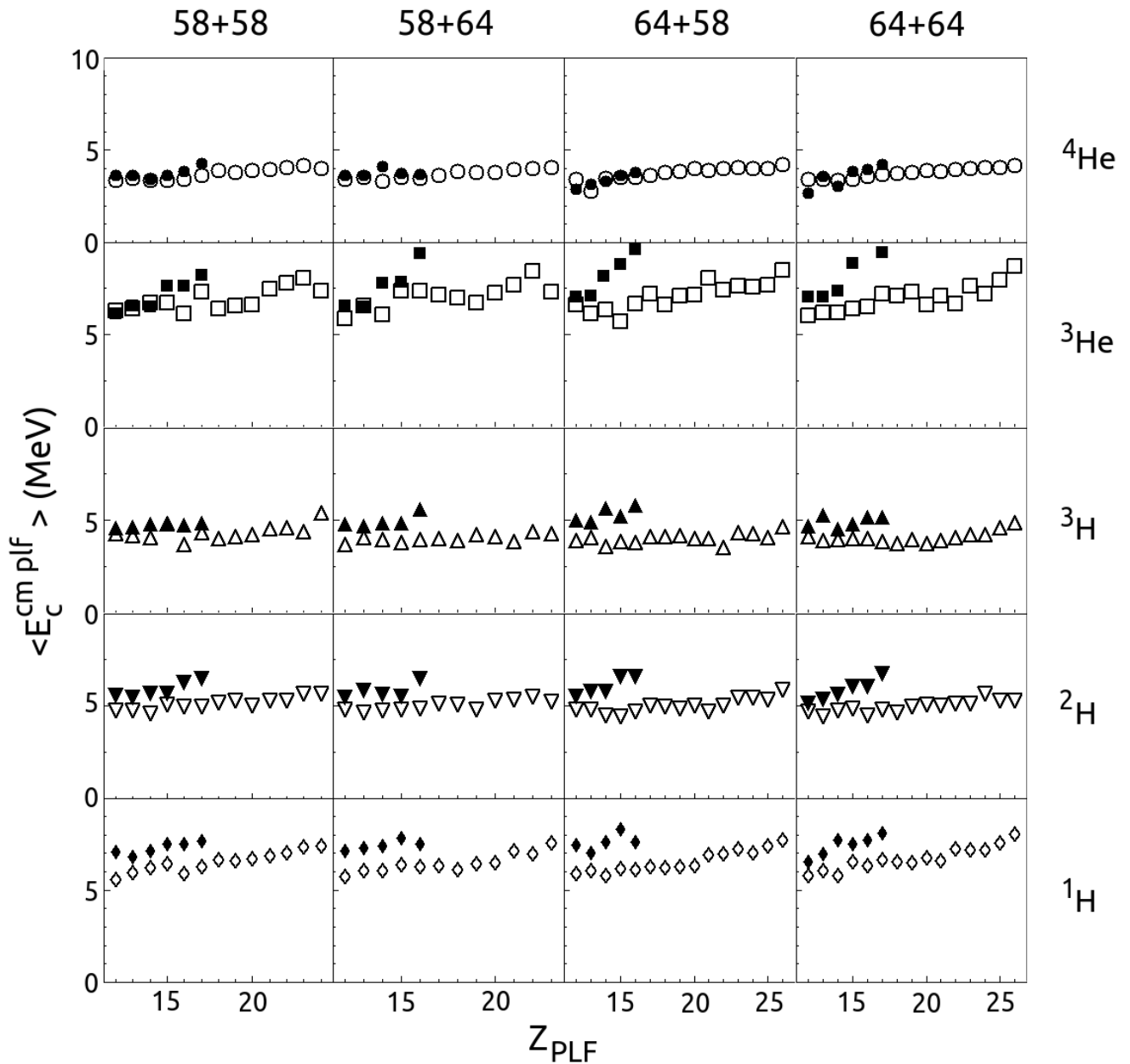


FIGURE 7.3.7 – Énergie cinétique moyenne ($\langle E_c \rangle$) des particules évaporées pour chacune des réactions de E789, pour des collisions centrales. Les marqueurs pleins représentent les faisceaux à 52 MeV/A, les marqueurs vides les faisceaux à 32 MeV/A. L'échelle des ordonnées dépend de chaque particules.

similaires à ce qui a été présenté dans la référence [68], et peut être expliqué par un défaut de la méthode qui estime mal l'énergie à cause du manque de statistiques.

La figure 7.3.8 présente l'évolution de $\langle E_c^{cmplf} \rangle$ en fonction de Z_{PLF} pour plusieurs intervalles des réactions ${}^{64}Ni + {}^{64}Ni$ pour les deux énergies de bombardement. Elle montre que l'énergie cinétique moyenne des particules augmentent avec la centralité de la collision.

7.4 Reconstruction du quasi-projectile

À partir des multiplicités moyennes des particules évaporées et des propriétés des PLF de chaque événement, nous pouvons reconstruire le quasi-projectile correspondant à chaque événement. Il est important de noter que seules les particules chargées sont considérées dans la reconstruction, car nous n'avons pas estimé les multiplicités de neutrons.

Pour chaque particule légère, son nombre de neutrons (protons) la constituant est factorisé par sa multiplicité moyenne pour une charge de PLF donné. On y ajoute le nombre de neutrons et protons (N_{PLF} et Z_{PLF} respectivement) du PLF et nous déterminons le nombre de neutrons N_{QP} et de protons Z_{QP} qui constituent le quasi-projectile :

$$N_{QP} = N_{PLF} + 2 \langle M_\alpha \rangle + \langle M_{3He} \rangle + 2 \langle M_{3H} \rangle + \langle M_{2H} \rangle$$

$$Z_{QP} = Z_{PLF} + 2 \langle M_{4He} \rangle + 2 \langle M_{3He} \rangle + \langle M_{3H} \rangle + \langle M_{2H} \rangle + \langle M_{1H} \rangle$$

On présente sur la figure 7.4.3 l'évolution moyenne de Z_{QP} en fonction de Z_{PLF} . Elle montre une augmentation de la quantité de charge dans le noyau reconstruit par rapport au PLF. La charge du QP reste assez similaire quelque soit la réaction considérée. Sur la figure 7.4.4 on présente l'évolution moyenne de la masse du QP A_{QP} en fonction de la masse du PLF A_{PLF} . L'éloignement progressif des valeurs de A_{QP} de la ligne noire est causé par le fait qu'un noyau de masse A_1 peut avoir plusieurs charges possibles. Et certaines de ces charges ne sont pas toujours considérées lors de la reconstruction. On note que pour $32 MeV/A$ la différence de masse entre le QP et le PLF est quasi constante, quelque soit la réaction considérée. Le comportement est différent pour un faisceau de $52 MeV/A$.

À partir de ces valeurs, nous pouvons déterminer le rapport neutrons sur protons du QP $\frac{N}{Z}_{QP}$ dont nous présentons l'évolution sur les figures 7.4.1 pour un faisceau d'énergie de $32 MeV/A$ et 7.4.2 pour un faisceau d'énergie de $52 MeV/A$. Les figures 7.4.1a et 7.4.1b présentant les $\frac{N}{Z}_{PLF}$ y ont été ajoutées à titre de comparaison. Ces figures montrent que le $\frac{N}{Z}_{QP}$ diminue avec la diminution de b , comme pour le $\frac{N}{Z}_{PLF}$, mais cette diminution est plus conséquente que pour l'étude des PLF. En effet, alors que les valeurs de $\frac{N}{Z}_{PLF}$ étaient compris dans l'intervalle [1.09; 1.14], les valeurs de $\frac{N}{Z}_{QP}$ sont comprises dans l'intervalle [1.02; 1.14]. Cette différence provient du fait que les neutrons ne sont pas considérés, créant un déficit en neutrons dans les QP que nous avons reconstruit et induisant des valeurs de $\frac{N}{Z}$ relativement basses. Nous observons toujours une forme d'équilibration de l'isospin avec les réactions asymétriques qui ont des valeurs de $\frac{N}{Z}_{QP}$ qui tendent vers une même valeur, et qui ont des valeurs

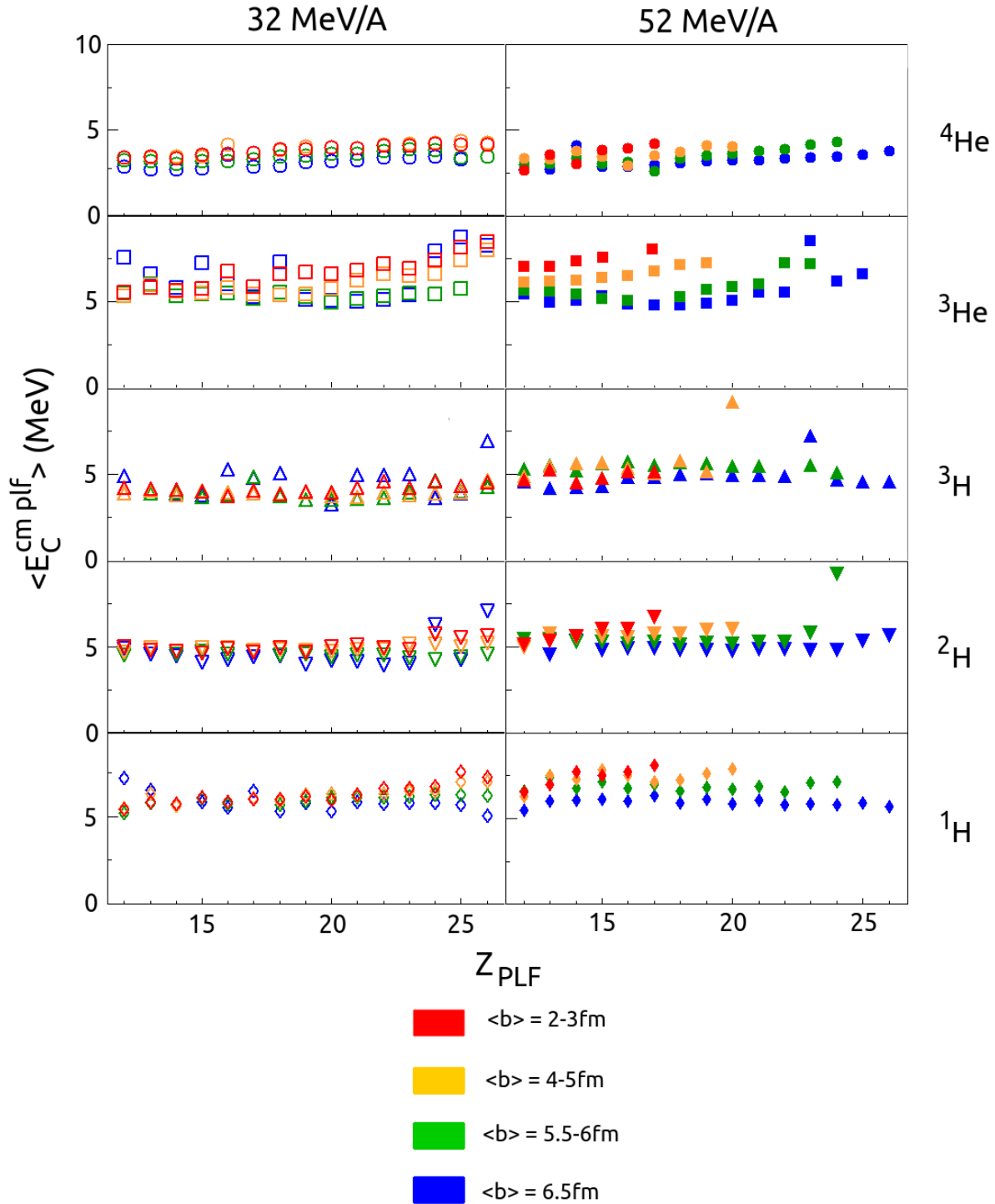


FIGURE 7.3.8 – Comparaison des énergies cinétiques moyennes des particules émises par les PLF pour 4 valeurs de paramètre d'impact pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ aux deux énergies. Le dégradé de couleur montre la centralité de la collision.

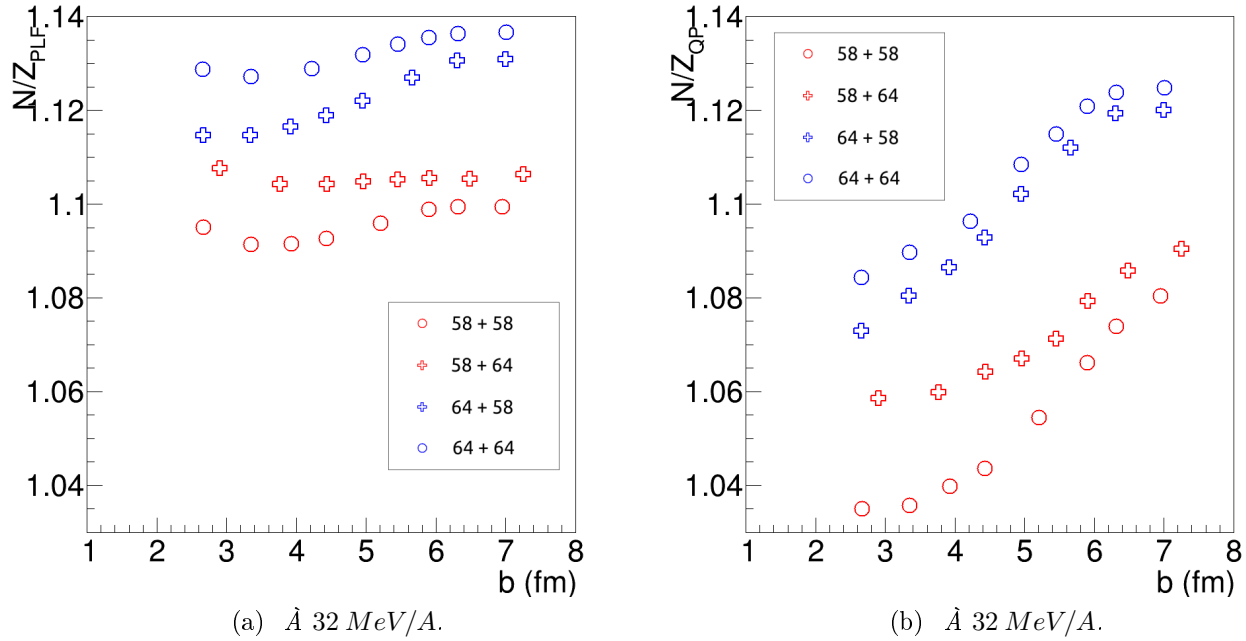


FIGURE 7.4.1 – Évolution moyenne du $\frac{N}{Z}$ du PLF (à gauche) et du QP (à droite) en fonction du paramètre d'impact pour un faisceau d'énergie 32 MeV/A. Marqueur bleu pour un projectile de ^{64}Ni , rouge pour ^{58}Ni . Rond pour les réactions symétriques, croix pour les autres. Les barres d'incertitudes sont statistiques et plus petites que les marqueurs.

intermédiaires aux deux autres réactions.

On présente sur la figure 7.4.5 l'évolution des rapports de Rami (voir équation 6.3.1) pour les réactions $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ pour les deux énergies de faisceau pour les résidus de projectile et les quasi-projectile reconstruits.

Nous observons que pour les réactions 58 + 64, quelque soit l'énergie du faisceau, le comportement des rapports de Rami avec ou sans la reconstruction est similaire. On note tout de même que les valeurs des rapports de Rami sont plus proches de 0 pour les QP reconstruits pour ces réactions.

Pour les réactions 64 + 58, on observe un comportement très différent entre les QP et les PLF. La symétrie que l'on pouvait observer entre les valeurs des rapports de Rami pour les PLF a disparue. De plus, à 52 MeV/A l'évolution des rapports de Rami pour les QP reconstruits n'est pas monotone.

Nous avons établi dans le paragraphe §7.3 que la quantité de particules chargées évaporées lors de réactions riches en neutrons étaient moindre, mais que la masse et la charge du PLF semblaient indépendantes de la réaction. Par conséquent le nombre de neutrons évaporées serait plus important pour des collisions où les noyaux sont riches en neutrons. Ainsi, parce

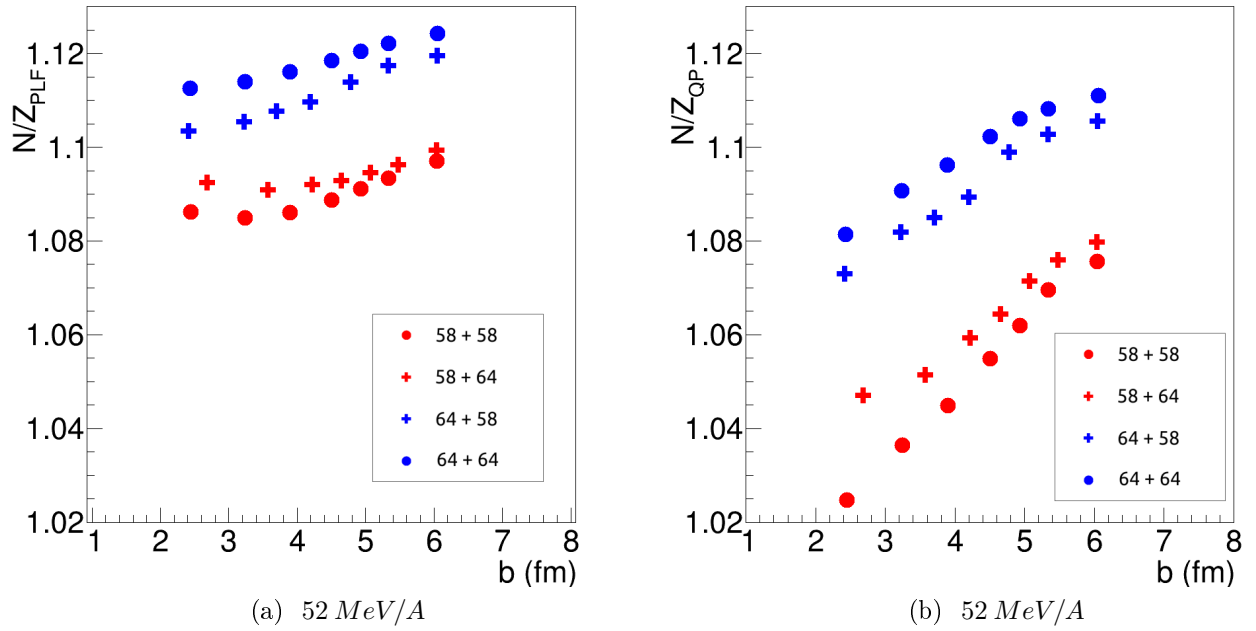


FIGURE 7.4.2 – Évolution moyenne du $\frac{N}{Z}$ du PLF (à gauche) et du QP (à droite) en fonction du paramètre d'impact pour un faisceau d'énergie de 52 MeV/A. En rouge pour un projectile de ^{58}Ni , bleu pour un projectile de ^{64}Ni . Les cercles sont pour les réactions symétriques, les croix pour les réactions croisées.

que la quantité de neutrons évaporées dans les réactions 64 + 58 et 64 + 64 serait plus grande, la reconstruction serait erronée, tout du moins suffisamment erronée pour que les rapports de Rami ne puissent plus compenser les différents biais. Les résultats présentés dans l'article [35] montrent, pour des collisions de $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}@35 \text{ MeV/A}$, que les rapports de Rami pour des quasi-projectiles reconstruit (avec considération des neutrons à l'aide de modèles) sont différents des PLF non reconstruits. La reconstruction permet, en étudiant les rapports de Rami, de tirer les mêmes conclusions que sans reconstruction. Mais les vérifications menées dans [35] indiquent que l'utilisation des QP reconstruits sont plus adaptées dans le but d'apporter une contrainte à l'équation d'état.

De fait, apporter des contraintes aux coefficients de l'équation d'état n'est possible uniquement si les résultats expérimentaux sont comparés à des simulations réalisées avec un (ou plusieurs) modèle de transport. De ce dernier résulte des noyaux chauds qui ne sont pas directement comparables avec ce que nous mesurons expérimentalement. Jusqu'ici, des simulations avec un modèle de désexcitation statistique et un filtre expérimental avaient été appliqués aux données simulées pour pouvoir les comparer avec les données expérimentales, et ceux-ci peuvent biaiser les résultats des modèles de transport. La reconstruction permet de faire abstraction de ces biais et de comparer directement les données expérimentales avec les données simulées.

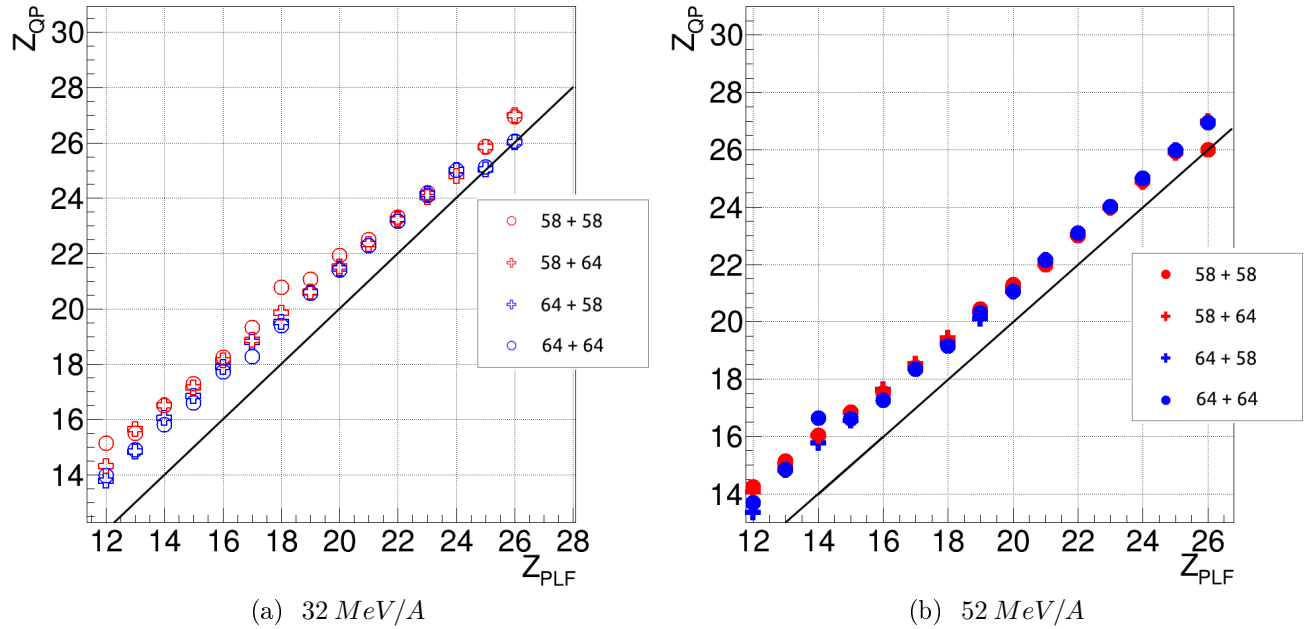


FIGURE 7.4.3 – Évolution moyenne du Z_{QP} en fonction du Z_{PLF} pour des collisions centrales. La ligne noire permet de guider le regard. a) à 32 MeV/A, b) à 52 MeV/A.

7.5 Conclusion

En utilisant les fonctions de corrélations, nous avons pu déterminer les multiplicités moyennes de particules chargées évaporées par les fragments. Ces multiplicités, ainsi que les énergies cinétiques moyennes des particules, ont été présentées. On a observé que de manière générale la multiplicité et l'énergie cinétique des particules légères dépendent non seulement de la charge du PLF et de la centralité de la collision, mais qu'elles dépendent aussi des isotopes utilisés pour les collisions.

La détermination de ces multiplicités nous a permis de reconstruire le quasi-projectile et d'accéder à une étape de la collision antérieure à la désexcitation des noyaux chauds. L'étude des rapports de Rami appliqués au $\frac{N}{Z}$ des quasi-projectile a montré que la non prise en compte des neutrons évaporés biaise la reconstruction en elle-même. Même s'il semble que les rapports de Rami permettent de compenser la désexcitation secondaire, comme reporté dans les références [40, 30], le biais apporté par l'absence de considération des neutrons ne nous permettent pas de conclure définitivement. D'autres travaux [35] indiquent que les QP reconstruits sont plus adaptés.

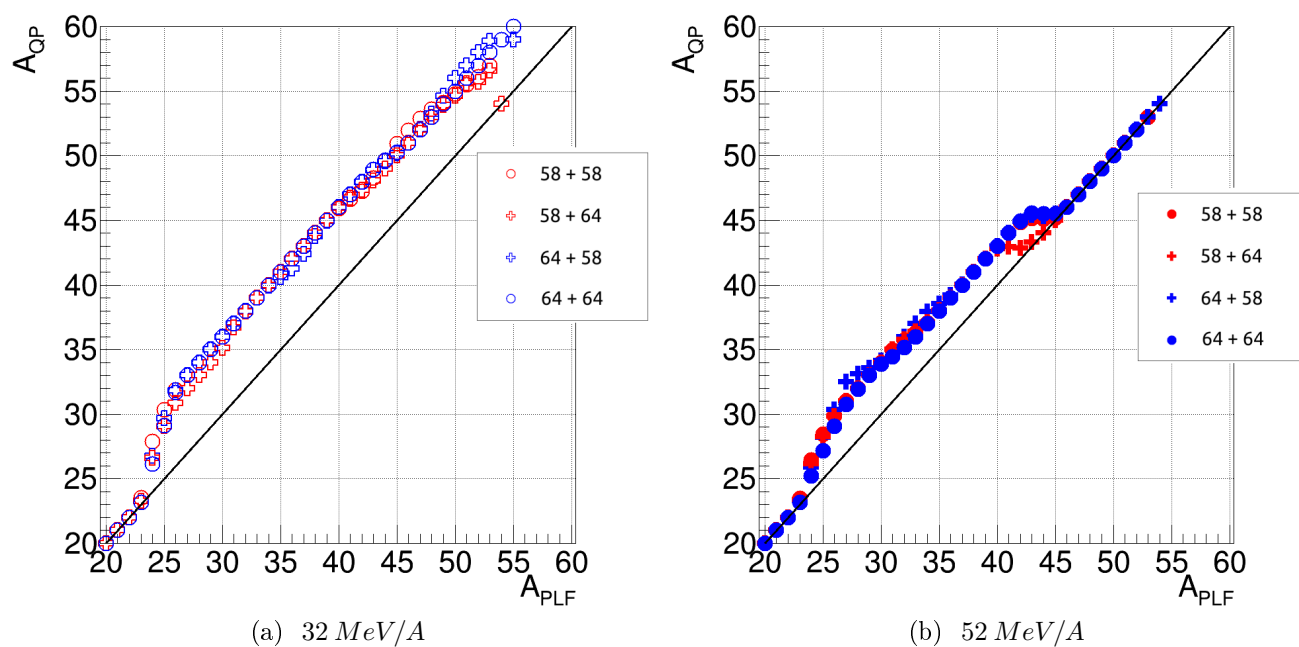


FIGURE 7.4.4 – Évolution moyenne du A_{QP} en fonction du A_{PLF} pour des collisions centrales. La ligne noire permet de guider le regard. a) à 32 MeV/A, b) à 52 MeV/A.

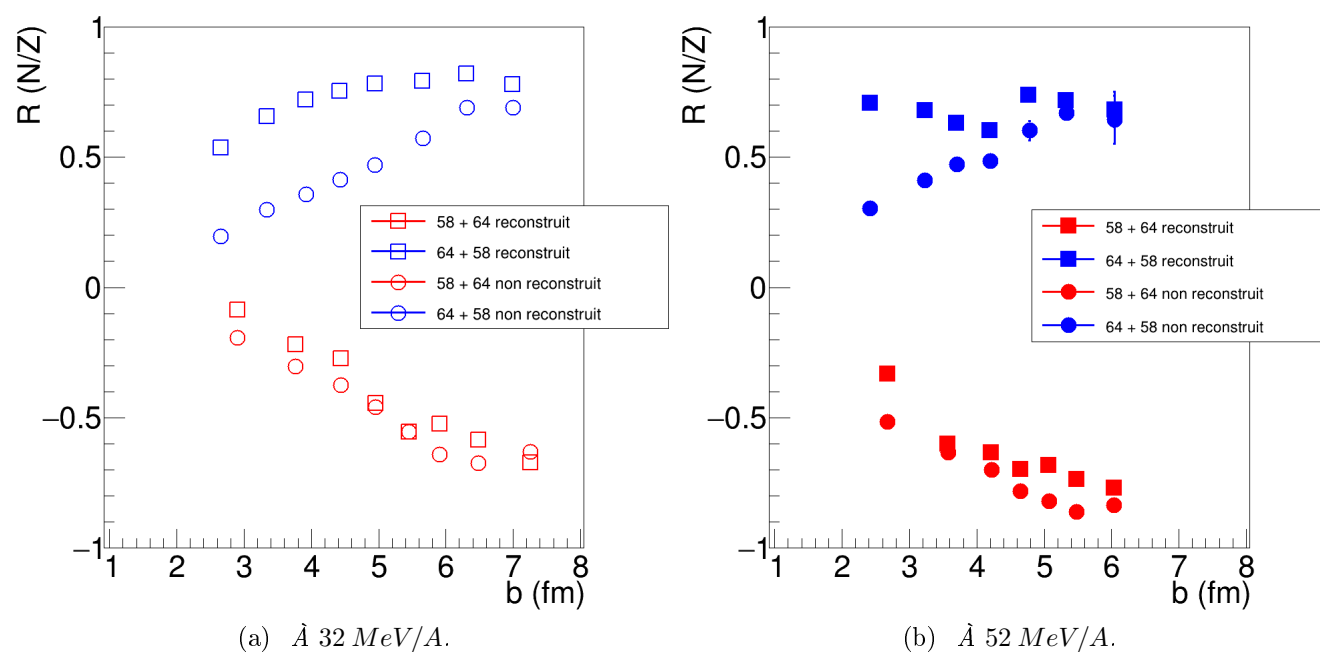


FIGURE 7.4.5 – Évolution du rapport de Rami en fonction du paramètre d'impact pour les résidus de projectile et les quasi-projectile reconstruits. Marqueur bleu pour un projectile de ^{64}Ni , rouge pour ^{58}Ni . Les incertitudes sont purement statistiques. a) Pour une énergie de 32 MeV/A. b) Pour une énergie de 52 MeV/A.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

La première mise en place du couplage des multi-détecteurs INDRA et FAZIA lors de l'expérience E789 a été utilisé pour étudier la diffusion d'isospin et son influence dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi. Les premiers résultats de cette expérience ont déjà été publiés [32], et dans ce mémoire de thèse nous avons présenté une nouvelle analyse des réactions $^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}@52, 32 \text{ MeV}/\text{nucléon}$ par l'estimation du paramètre d'impact et la reconstruction du quasi-projectile.

Dans un premier temps nous avons présenté les caractéristiques du couplage des multi-détecteurs INDRA et FAZIA. INDRA est un multi-détecteur couvrant une grande partie de l'angle solide autour de la cible avec une granularité suffisamment grande pour pouvoir détecter plusieurs dizaines de particules chargées produites lors d'un événement. FAZIA est un multi-détecteur à grande granularité permettant de mesurant la masse de fragments issus de collisions jusqu'à un numéro atomique $Z = 26$. Avec FAZIA placé aux angles avant, le dispositif permet de mesurer la masse des résidus de projectile. Toutes les méthodes d'identification des particules, et d'étalonnage des détecteurs ont ensuite été présentés.

À partir d'une méthode développée au sein de la collaboration INDRA, nous avons pu estimer une distribution de paramètre d'impact pour chacune des 8 réactions de l'expérience E789. En utilisant la multiplicité de particules chargées comme observable représentative de la dissipation, nous avons estimé une distribution de paramètre d'impact pour chaque réaction de l'expérience E789 et ce indépendamment de tout modèle. De plus, parce que les fluctuations des observables pour une unique valeur de paramètre d'impact peuvent être quantifiées, nous avons établi des domaines de paramètre d'impact associés à divers intervalles de multiplicité et séparé les événements en fonction de leur centralité.

Après avoir sélectionné les événements complets dans lesquels la charge et la masse du résidu du projectile sont bien connues, nous avons utilisé son rapport de neutrons sur protons afin d'étudier la diffusion d'isospin. Nous montrons clairement que les résidus de projectile pour les réactions asymétriques tendent vers la même composition nucléonique avec l'augmentation de la centralité de la collision. Ce phénomène d'équilibration est aussi plus intense pour une énergie de faisceau de $32 \text{ MeV}/A$, en accord avec les travaux menés sur l'expérience E789 jusqu'ici.

Dans la dernière partie, en utilisant les fonctions de corrélation nous avons déterminé les

multiplicités moyennes de particules chargées évaporées par le quasi-projectile. Nous avons déterminé que ces multiplicités dépendent de la richesse en neutrons du projectile, mais aussi de la particule considérée. Connaissant les propriétés du résidu du projectile et les multiplicités moyennes de particules chargées évaporées, nous avons reconstruit le quasi-projectile. Nous avons montré que la non considération des neutrons semblait introduire un biais dans les quasi-projectile reconstruits appartenant aux réactions les plus riches en neutrons.

L'apport de contrainte sur les coefficients de l'équation d'état de la matière nucléaire n'est possible que si les données expérimentales sont comparées à des modèles de transports. Aucune comparaison n'a été réalisée dans ce mémoire de thèse, c'en est néanmoins un travail préparatoire. La détermination du paramètre d'impact est crucial dans ce processus : c'est une observable qui traduit les mêmes informations sur la centralité entre expérience et simulation. En outre, les modèles théoriques produisant un noyau chaud pour chaque collision simulée, il est en général nécessaire de simuler la désexcitation secondaire et la détection des produits de réaction par le dispositif expérimental, processus pouvant introduire des biais. La reconstruction du quasi-projectile expérimental permet de faire abstraction de ces biais et de rendre l'expérience directement comparable.

Ce mémoire montre que l'estimation du paramètre d'impact ainsi que la reconstruction d'un quasi-projectile expérimental est possible. Dans le but d'apporter une nouvelle contrainte à l'équation d'état avec les données de l'expérience E789, la dernière étape est d'appliquer les méthodes ici présentées aux données et de les comparer à des simulations de modèle de transports.

Annexe A

Bilan des détecteurs

Dans cette annexe nous présentons la liste des détecteurs qui n'ont pas fonctionnés durant l'expérience E789. Puisque certains sont tombés en panne pendant l'expérience, nous présentons une liste pour chacune des réactions.

Si	CsI(Tl)
0602, 0611, 0615, 0622, 0704, 0720, 0809, 0817, 0910, 0914, 0923	0622, 0809, 1002, 1103, 1201, 1312, 1407, 1702

TABLE A.0.1 – *Liste des détecteurs de INDRA ne fonctionnant. Aucun détecteur de INDRA n'est tombé en panne en cours d'expérience*

$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{MeV}/A$			$^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@52\text{MeV}/A$			$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{MeV}/A$			$^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@32\text{MeV}/A$		
Si1	Si2	CsI(Tl)	Si1	Si2	CsI(Tl)	Si1	Si2	CsI(Tl)	Si1	Si2	CsI(Tl)
11,	231,	14,	11,212,	231,	14,	11,	231,	14,	11,	231,	14,
212,	511,	31,	332,	511,	31,	22,	343,	35,	22,	511,	35,
332,	512,	41,	423,	512,	35,	212,	344,	43,	312,	542,	43,
423,	513,	43,	511,	513,	41,	312,	511,	112,	332,	623,	112,
511,	521,	112,	623,	521,	42,	332,	542,	211,	423,	624,	113,
534,	532,	213,	632,	532,	43,	423,	623,	213,	511,	723,	213,
623,	534,	241,	912,	543,	112,	623,	624,	322,	623,	731,	322,
632,	543,	342,	913,	623,	213,	632,	723,	323,	632,	732,	323,
913,	623,	442,	1143	723,	241,	912,	731,	324,	912,	831,	324,
1143	723,	511,		731,	342,	913,	732,	331,	913,	923,	331,
	731,	534,		732,	442,	1143	831,	342,	1143	933,	343,
	732,	612,		831,	511,		923,	343,		1024,	344,
	831,	622,		923,	534,		932,	344,		1033	442,
	923,	623,		1024,	612,		1024,	442,			511,
	1024,	634,		1033	622,		1033	612,			612,
	1033	811,			623,			622,			622,
		932,			634,			623,			623,
		1014,			811,			634,			634,
		1044,			932,			811,			811,
		1114			1014,			932,			932,
					1044,			1014,			1014,
					1114			1044,			1044,
								1114			1114

TABLE A.0.2 – Liste des détecteurs de FAZIA ne fonctionnant pas pour les réactions à 32MeV/A.

$^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@52\text{MeV}/A$			$^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@52\text{MeV}/A$			$^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@32\text{MeV}/A$			$^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{MeV}/A$		
Si1	Si2	CsI(Tl)	Si1	Si2	CsI(Tl)	Si1	Si2	CsI(Tl)	Si1	Si2	CsI(Tl)
11, 212, 332, 423, 511, 623, 632, 1143	231, 343, 511, 623, 624, 723, 731, 732, 831, 923, 932, 1024, 1033	35, 43, 112, 211, 213, 442, 511, 612, 622, 623, 634, 811, 822, 1014, 1044, 1114	11, 212, 332, 423, 511, 623, 632, 1143	212, 231, 343, 511, 623, 624, 723, 731, 732, 831, 913, 831, 923, 932, 1024, 1033	35, 43, 112, 113, 211, 213, 442, 511, 622, 612, 623, 623, 632, 634, 811, 822, 1014, 1044, 1114	11, 212, 312, 332, 423, 511, 623, 632, 913, 1143	23, 34, 231, 511, 623, 624, 632, 723, 731, 732, 831, 923, 944, 1024, 1033	35, 43, 112, 213, 442, 511, 612, 622, 623, 632, 634, 811, 822, 944, 1014, 1044, 1114, 1124	11, 212, 332, 423, 511, 623, 632, 913, 1143	23, 34, 231, 511, 623, 624, 632, 723, 731, 732, 831, 913, 923, 944, 1024, 1033	35, 43, 112, 213, 442, 511, 612, 622, 623, 632, 634, 811, 822, 944, 1014, 1044, 1114, 1124

TABLE A.0.3 – Liste des détecteurs de FAZIA ne fonctionnant pas pour les réactions à 52MeV/A.

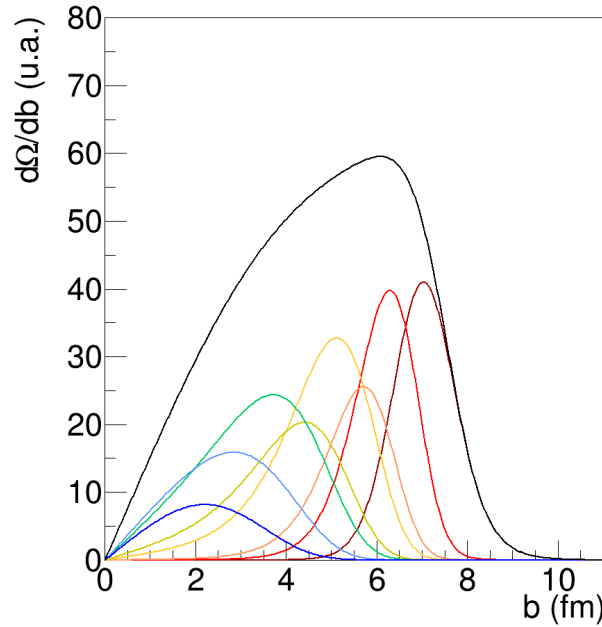
Annexe B

Distributions de paramètre d'impact associées à chaque intervalle de multiplicité.

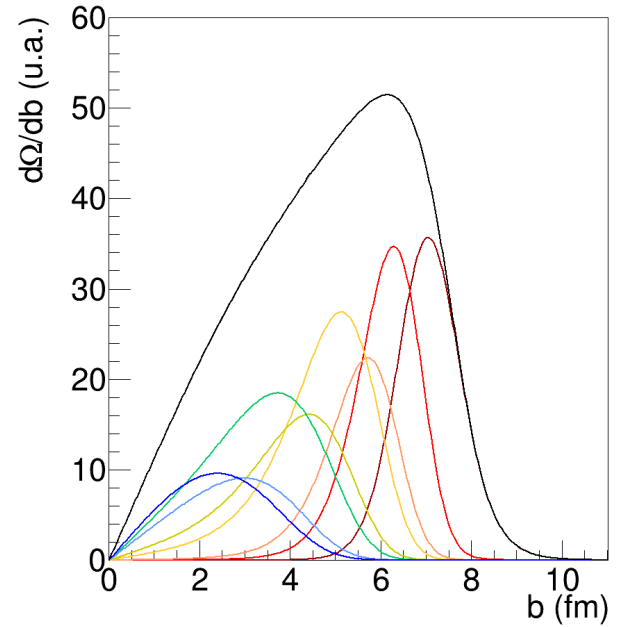
Dans le chapitre 6 nous avons défini plusieurs intervalles de la distribution de multiplicité de particules chargées, et à partir de la méthode développée dans 5, nous avons déterminé la distribution de paramètre d'impact associée à chacun des intervalles. Ces distributions ont été présentées pour un unique système dans le chapitre 6, nous les présentons pour toutes les autres réactions ici.

Sur les figures B.0.1 et B.0.2 nous présentons les distributions correspondant à chacun des intervalles pour les réactions à $32 \text{ MeV}/A$ et $52 \text{ MeV}/A$ respectivement.

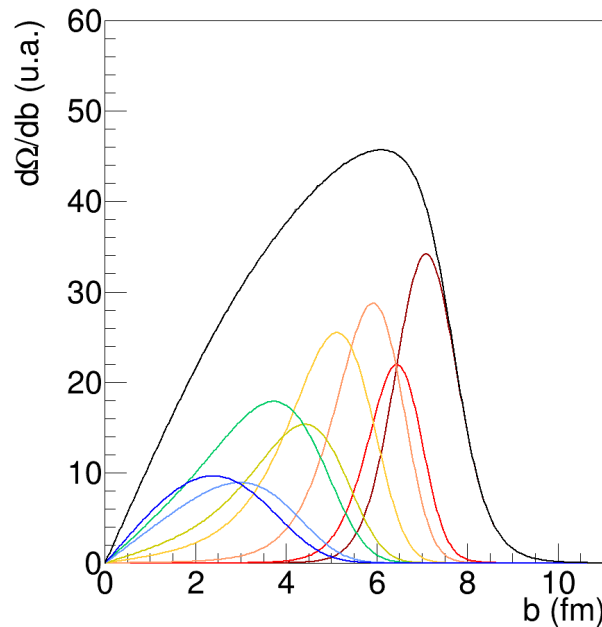
Sur les figures B.0.3 et B.0.4 nous présentons les différents domaines de paramètre d'impact avec les conditions imposées pour déterminer le PLF et la condition $Z_{PLF} \geq 12$ (développé dans le chapitre 6) à $32 \text{ MeV}/A$ et $52 \text{ MeV}/A$ respectivement.



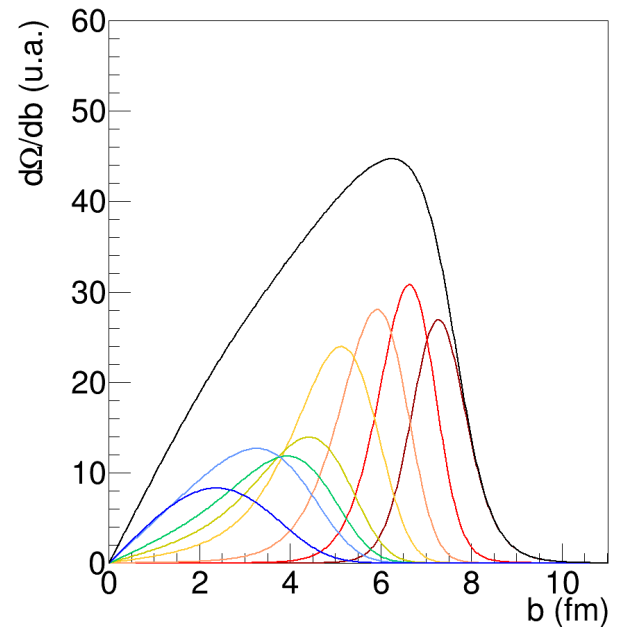
(a) Pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV/A}$



(b) Pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@32\text{ MeV/A}$



(c) Pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV/A}$



(d) Pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@32\text{ MeV/A}$

FIGURE B.0.1 – Pour chaque couleur, distribution de paramètre d'impact estimée à partir d'intervalles de multiplicité de particule chargée équivalents en section efficace pour les réactions à 32 MeV/A. En noir la distribution de paramètre d'impact totale. L'ordonnée est en unité arbitraire.

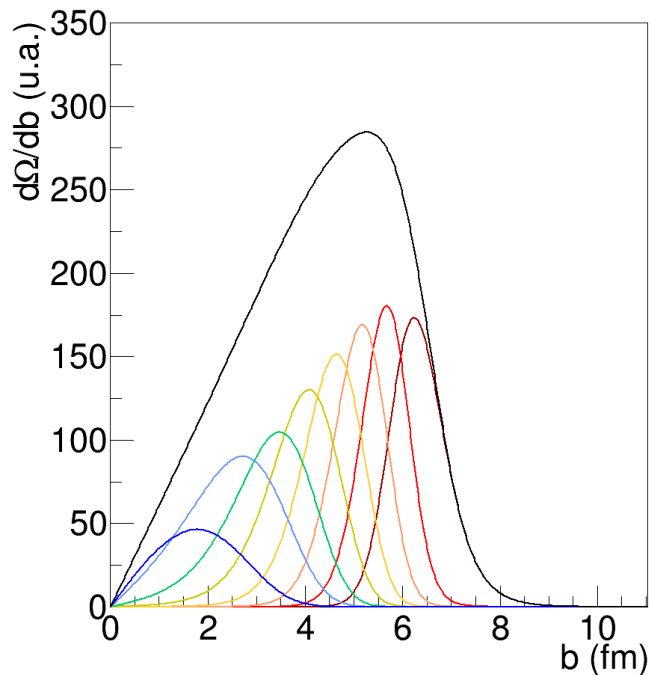
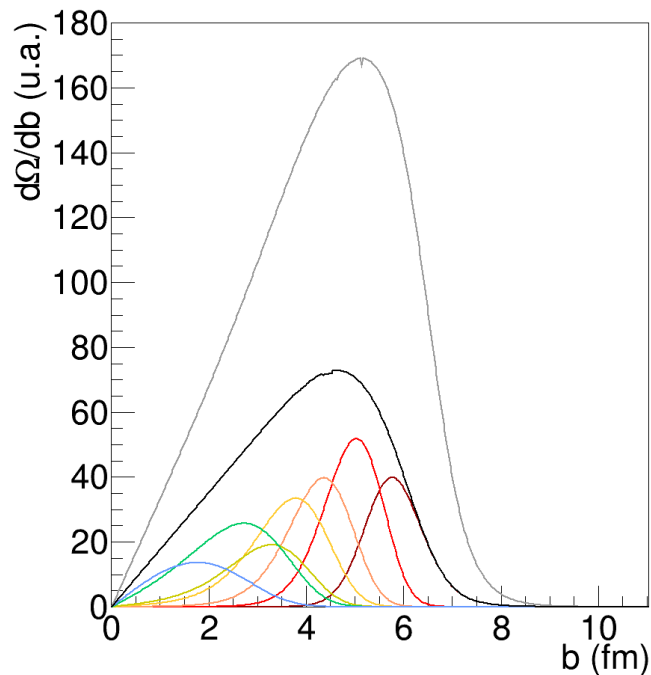
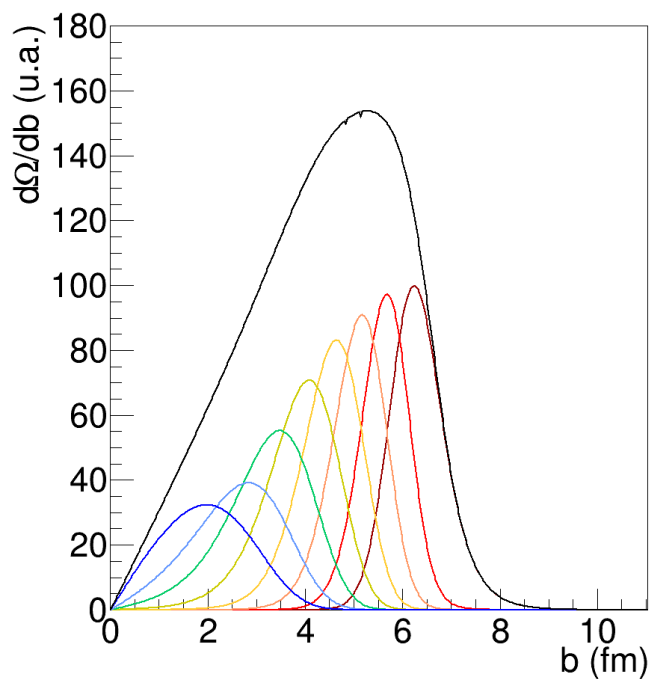
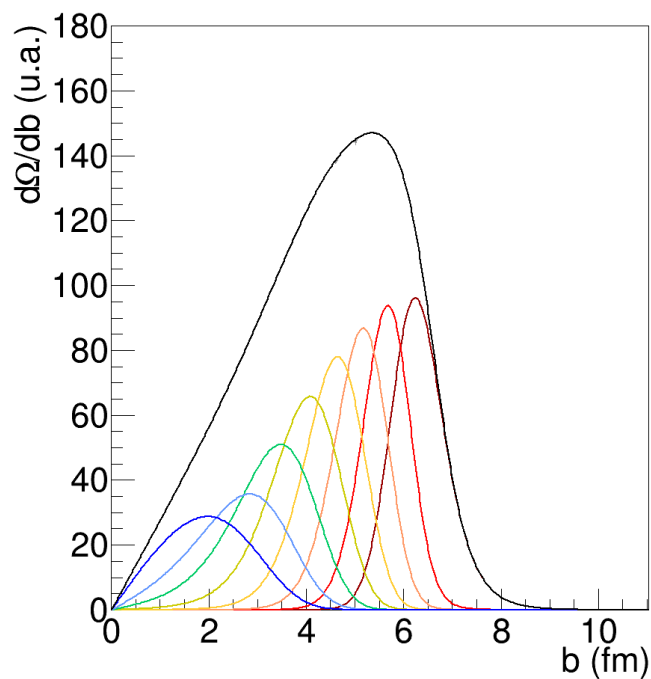
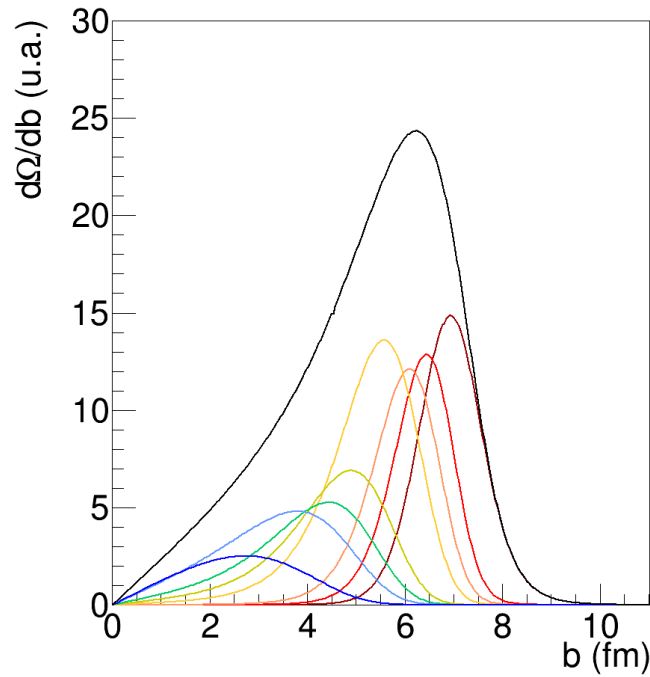
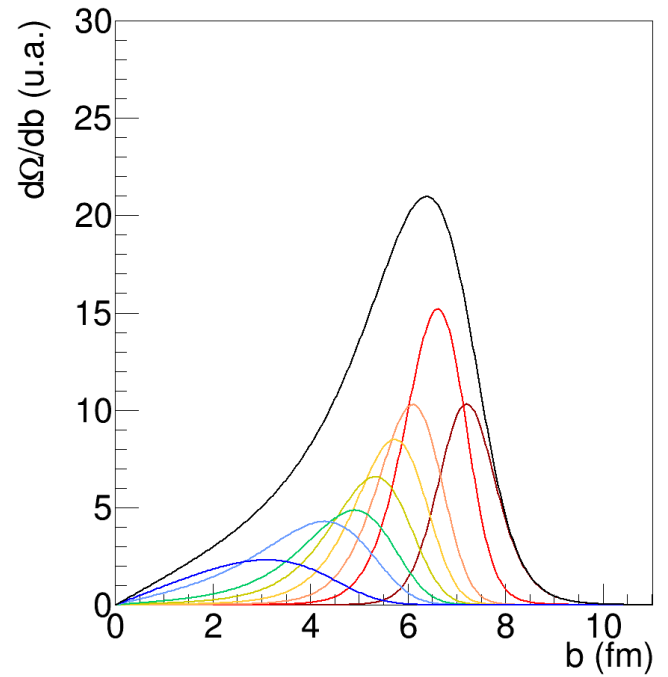
(a) Pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A(b) Pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A(c) Pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A(d) Pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A

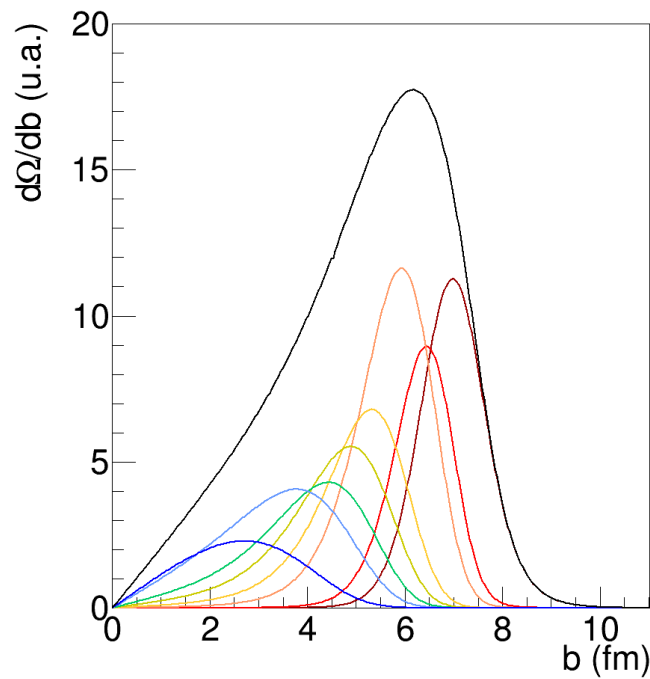
FIGURE B.0.2 – Pour chaque couleur, distribution de paramètre d'impact estimée à partir d'intervalles de multiplicité de particule chargée équivalents en section efficace pour les réactions à 52 MeV/A. En noir la distribution de paramètre d'impact totale. L'ordonnée est en unité arbitraire.



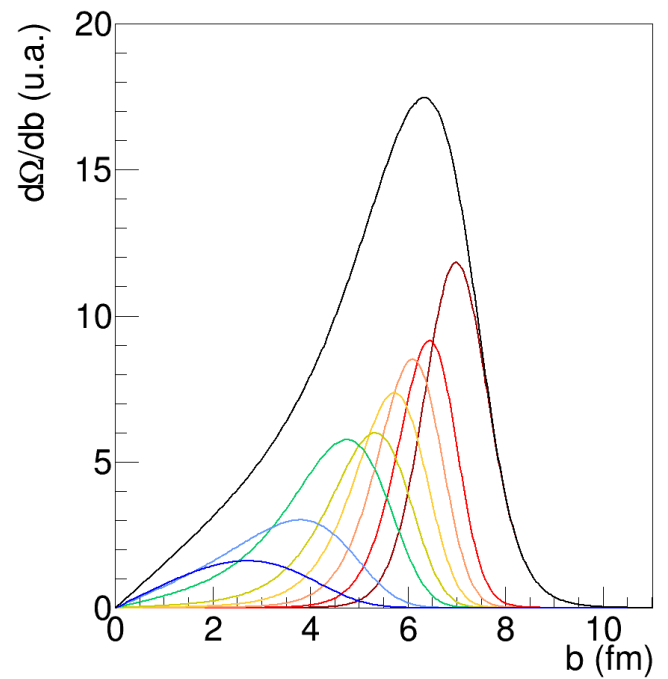
(a) Pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV/A}$



(b) Pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@32\text{ MeV/A}$



(c) Pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@32\text{ MeV/A}$



(d) Pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}@32\text{ MeV/A}$

FIGURE B.0.3 – Pour chaque couleur, distribution de paramètre d'impact estimée à partir d'intervalles de multiplicité de particule chargée équivalents en section efficace pour les réactions à 32 MeV/A, avec les sélections en complétudes. En noir la distribution de paramètre d'impact totale. En gris la distribution de paramètre d'impact total sans les sélections. L'ordonnée est en unité arbitraire.

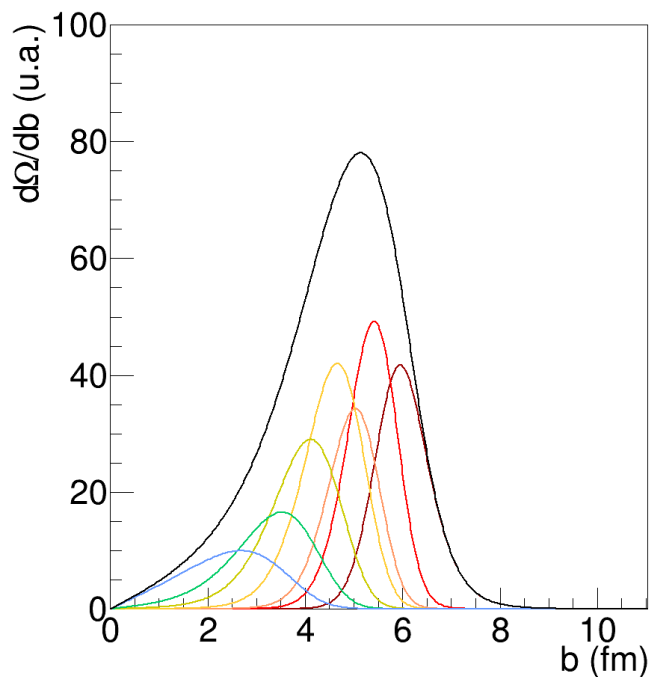
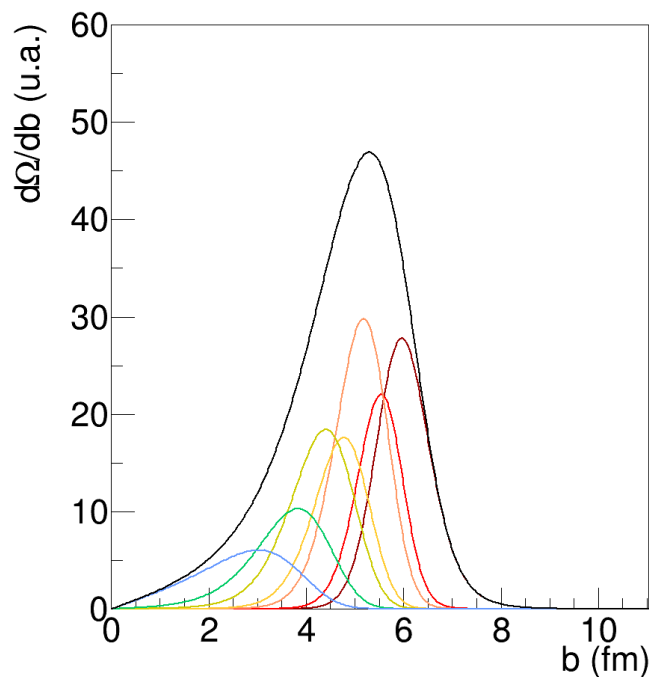
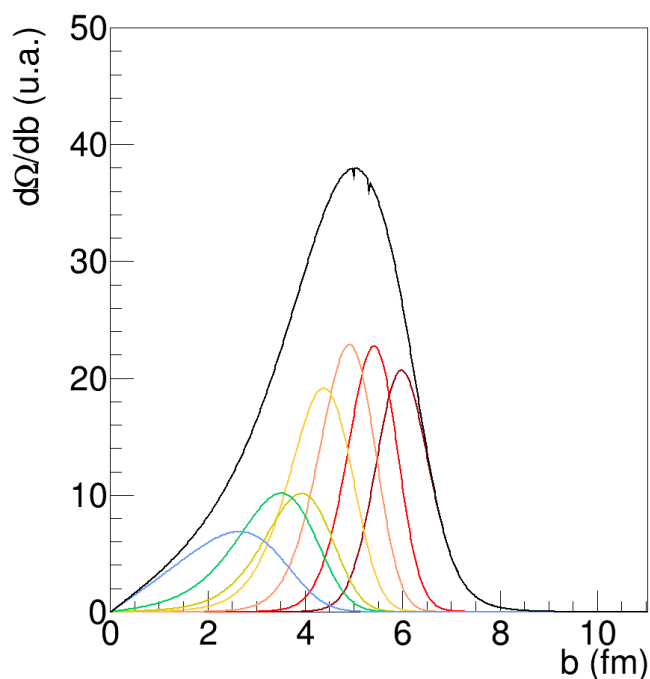
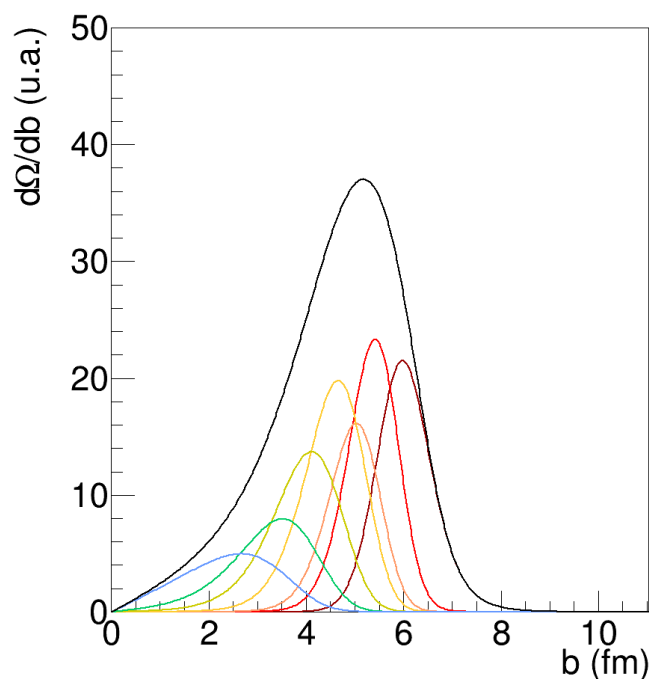
(a) Pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A(b) Pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A(c) Pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A(d) Pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ @ 52 MeV/A

FIGURE B.0.4 – Pour chaque couleur, distribution de paramètre d'impact estimée à partir d'intervalles de multiplicité de particule chargée équivalents en section efficace pour les réactions à 52 MeV/A, avec les sélections en complétudes. En noir la distribution de paramètre d'impact totale. En gris la distribution de paramètre d'impact total sans les sélections. L'ordonnée est en unité arbitraire.

Annexe C

Rénovation de l'électronique d'acquisition de INDRA

C.1 Introduction

L'électronique d'origine du mutli-détecteur de INDRA, présentée au paragraphe §2.1, a été utilisée pour l'expérience E789. Comme déjà mentionné au paragraphe §2.4, lors de la préparation de l'expérience des pièces sont tombées en panne et INDRA ne peut plus être utilisé dans sa configuration d'origine. Ajouté à cela, le temps mort de l'ancienne électronique est de l'ordre de $200\mu s$, limitant les capacités de celle de FAZIA qui a un temps mort de $16\mu s$.

Un projet de rénovation a donc été lancé après E789, au cours des années 2020-2021. La rénovation concerne tant l'électronique d'acquisition des données, que les systèmes de génération de tension pour les détecteurs. L'électronique au sein de la chambre à réaction (photomultiplicateurs, pré-amplificateurs, ...) n'est pas modifiée.

Les conditions requises pour la nouvelle électronique d'acquisition étaient similaires à l'électronique d'origine :

- Réception de signal jusqu'à $-4V$ pour les siliciums et chambre d'ionisation (ChIo) et $-2V$ pour les scintillateurs $CsI(Tl)$
- Possibilité d'intégrer un signal sur plusieurs portes en temps pour l'analyse en forme de signal des $CsI(Tl)$
- Grande gamme en énergie, de quelques MeV à $3GeV$
- Suite logiciel d'acquisition des données *open-source*

Plusieurs solutions ont été étudiées, telles que FASTER (LPC Caen) ou GET (GANIL). Le choix s'est finalement porté sur l'électronique d'acquisition du commerce de mesytec et pour la génération des hautes tensions la solution commerciale de CAEN a été choisie.

Dans ce chapitre, on présente les caractéristiques des modules de mesytec et de CAEN ainsi que le test sous faisceau de l'électronique d'acquisition mesytec qui a permis de confirmer le choix (§C.2) et la rénovation étape par étape (§C.3).

C.2 Test sous faisceau de la nouvelle électronique

Pour le test de l'électronique mesytec trois modules ont été utilisés et placé dans châssis VME. Pour la connexion et la transmission des signaux, un câble de l'électronique d'INDRA auquel ont été soudés des connecteurs LEMO a été utilisés pour le MDPP16, et un câble fabriqué sur mesure a été fourni par le constructeur de l'électronique pour la connexion du MDPP32. L'acquisition des données s'est fait avec le logiciel *open-source* fourni par le fabricant et a été relié au système d'acquisition du GANIL pour son enregistrement. La résolution des détecteurs et leur réponse avaient déjà pu être étudiées hors faisceau. L'objectif du test était de voir s'il était possible de corrélérer deux détecteurs d'un même télescope.

Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons la configuration et le fonctionnement des trois modules qui ont été utilisés pour le test sous faisceau. Nous présentons aussi les résultats des étalonnages desquels nous étions responsables et nous concluons sur le test dans sa globalité.

Configuration du test

En avril 2021 un faisceau de 16h de $^{36}\text{Ar}@95\text{ MeV}/A$ a été attribué au GANIL pour les tests de la nouvelle électronique. Une cible de ^{nat}Sn a été utilisée dans le but de produire les fragments les plus gros possibles.

Trois modules d'électronique qui avaient été prêtés par mesytec ont été utilisés : un MVLC, un MDPP32 en configuration QDC dédiés exclusivement aux scintillateurs CsI(Tl), et un MDPP16, équivalent au MDPP32 en termes de fonctionnement, en configuration ADC était dédié aux siliciums.

Les siliciums et les CsI(Tl) 17 à 24 de la couronne 6 et 1 à 8 de la couronne 8 ainsi que les CsI(Tl) 1 à 8 de la couronne 10 et les CsI(Tl) 1, 4, 7, 10, 13, 16, 19 et 22 de la couronne 13 ont acquis des données. La combinaison des siliciums et CsI(Tl) de même télescope pour la couronne 6 et 8 a permis de tester les capacités d'identification.

Le fonctionnement de la nouvelle acquisition repose sur le même principe que la précédente (§2.1). Les modules étaient en configuration *OU* : lorsqu'une particule est détectée et que le signal dépasse le seuil imposé par l'utilisateur, une fenêtre de coïncidence de 240 ns est ouverte pour tout les modules. Aucune condition en multiplicité n'est imposée, la solution de mesytec ne le permettant pas. Ainsi, à chaque fois qu'une particule était détectée, un événement était créé.

Tout détecteur qui déclenche dans la fenêtre de coïncidence se voit attribué un marqueur de temps. Au même moment de l'ouverture de la fenêtre de coïncidence, le MVLC s'impose un veto pendant 1250 ns (cette valeur est modifiable, 1250 ns étant la valeur minimale recommandée par le constructeur). Pendant ce temps, aucun autre événement ne peut être créé et une lecture des modules présent dans le châssis VME est réalisée. En parallèle, l'intégration du signal des CsI(Tl) est réalisée pendant $3.5\text{ }\mu\text{s}$ pour la composante dite « totale » et de 400 ns pour la composante dite « rapide ».

Ici, la durée de veto est plus petite que le temps d'intégration du signal des CsI(Tl). Même si des doutes ont été émis sur le comportement du MVLC, lors de l'analyse des données nous n'avons pas observé de problèmes particuliers.

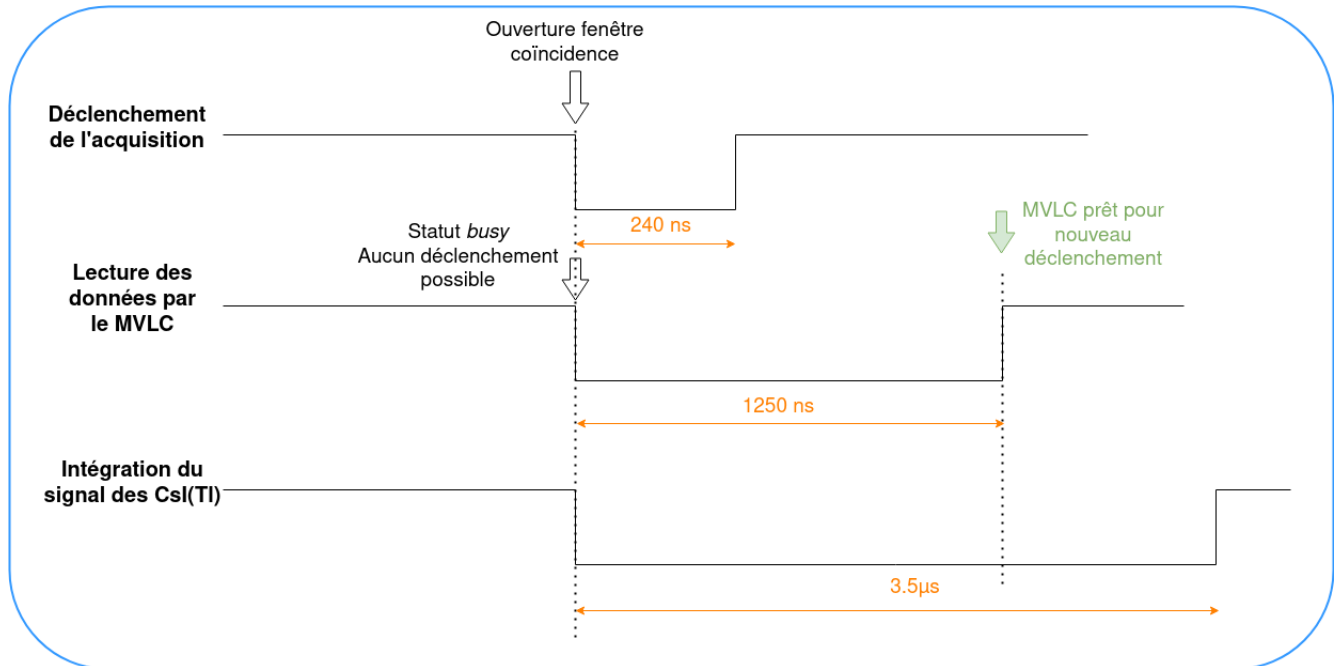


FIGURE C.2.1 – Schématisation du fonctionnement de l'électronique de mesytec (voir texte).

Analyse des données : Étalonnage, résolution en énergie et résolution isotopique

Les étalonnages des siliciums et CsI(Tl) et identifications Si-CsI et PSA CsI du test ont été réalisés de la même manière que décrit dans les paragraphes §3.1, §3.1, §3.2 et 3.2. Nous donnons les résultats dans les paragraphes suivants.

Identifications

Pour les identifications PSA CsI la nouvelle électronique permet de traiter les matrices de la même manière que celle de FAZIA (selon l'équation 3.1.1), car nous avons désormais non pas la composante lente du signal, mais la totalité du signal intégré sur $3.5\mu s$. Aucune amélioration n'a pu être observée, étant ici limité par la réponse en lumière des scintillateurs.

En ce qui concerne les identifications Si-CsI, les différents isotopes sont plus facilement discriminés (voir figure C.2.2) mais aucune amélioration de la mesure de masse n'a été observée. Ce résultat n'est pas forcément dû aux capacités de l'électronique, mais à la réaction qui ne favorise pas la production de fragments plus lourds que l'oxygène. Nous avons au moins pu déterminer que la mesure de masse était aussi bonne que pour le système d'électronique

d'acquisition original. Les capacités d'identification de la nouvelle électronique ont été testés ultérieurement et nous en discutons dans le paragraphe §C.4.

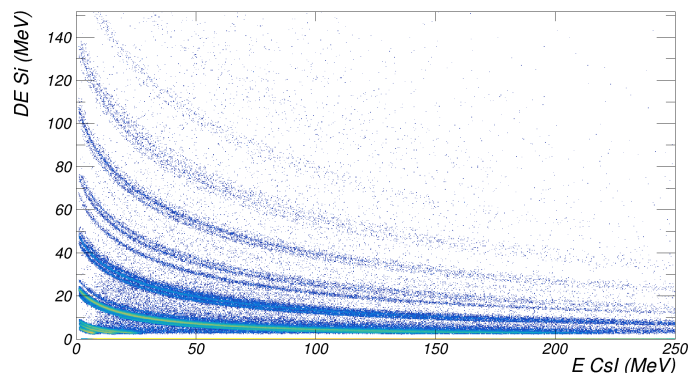


FIGURE C.2.2 – Corrélation des signaux étalonnés des détecteurs silicium et CsI(Tl) du module 1 de la couronne 8.

Étalonnage des siliciums

Les détecteurs siliciums utilisés pour le test sont les mêmes que ceux utilisés lors de l'expérience E789, et nous avons observé lors de l'étalonnage une amélioration de la résolution des détecteurs. Alors que nous avons une résolution de 300 keV et 100 keV pour les siliciums de $300\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$ respectivement, nous avons désormais 100 keV et 25 keV respectivement (voir figure C.2.3). Cette amélioration s'explique simplement par le gain technologique apporté par l'électronique numérique.

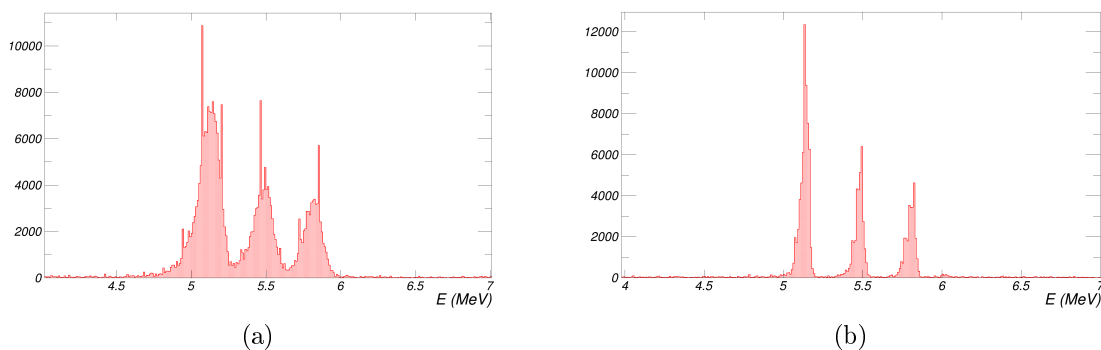


FIGURE C.2.3 – Spectre étalonné de la source utilisé pour l'étalonnage des siliciums. À gauche pour le silicium numéro 1 de la couronne 8 d'une épaisseur nominale de $300\ \mu\text{m}$. À droite pour le silicium 17 de la couronne 6 d'une épaisseur nominale de $150\ \mu\text{m}$.

Conclusion du test

Rapidement, après le début du test, nous avons pu voir avec la visualisation en ligne que l'objectif était rempli : corrélérer les détecteurs siliciums et les scintillateurs d'un même télescope. Même si nous n'avons pas pu voir d'amélioration dans la mesure de masse des particules détectées, l'amélioration de la résolution en énergie et la diminution du temps mort d'un facteur de presque 200 a convaincu la collaboration pour rénover l'électronique avec ces modules. Quelques semaines après le test, nous commençons le démantèlement de la précédente électronique.

C.3 La rénovation étape par étape

La rénovation s'est déroulée sur plusieurs mois après la fin du test des premiers modules. En premier lieu, tous les câbles à l'extérieur de la chambre ont été débranchés et les anciens modules enlevés. De nouveaux câbles ont été fabriqués, testés, et branchés de la nouvelle électronique à INDRA. Dans les paragraphes qui suivent, nous détaillons ces étapes et présentons quelques photographies du déroulement.

Démantèlement de l'ancienne électronique

Le démantèlement de l'ancienne électronique s'est étalé sur plusieurs jours. Tout d'abord, les câbles connectés ont été débranchés un à un et ont été placés en réserve afin de réutiliser les connecteurs. Sur la figure C.3.1 on présente les armoires avant (à gauche) et après (à droite) que les câbles soient débranchés. Puis le système de refroidissement (qui ne fonctionnait plus), les modules et châssis d'électronique ont été enlevés (voir figure C.3.2).

Une partie de l'électronique d'acquisition a été envoyée dans au CNAM de Normandie. Les modules de génération de tension ont été conservés, pouvant encore être utilisés sur de vieux systèmes présents au GANIL.

Création de nouveaux câbles et boîtes de distribution pour l'électronique

Les câbles étant aussi vieux que l'électronique et en mauvais état, il était nécessaire d'en fabriquer de nouveaux. Cependant, les connecteurs (en rouge sur la figure C.3.3a) ne sont plus fabriqués et aucun autre connecteur du marché ne répondait au cahier des charges (possibilité de supporter de haute-tension avec peu de bruit) à un prix raisonnable. Les câbles ont donc été coupés à leurs extrémités et les PCB (en orange sur la figure C.3.3a) usés et non réutilisables ont été plongés dans un bain d'étain afin de les désouder du connecteur. Chaque partie du connecteur (boîtier d'isolation, et vis entre autres) a été stocké en attendant leur réutilisation (voir fig C.3.3b).

Un plan de câblage a été établi afin de connaître les besoins en nouveaux PCB, en câbles, et à quels pins devaient être soudés les nouveaux câbles. Nous avons ensuite aidé à dénuder

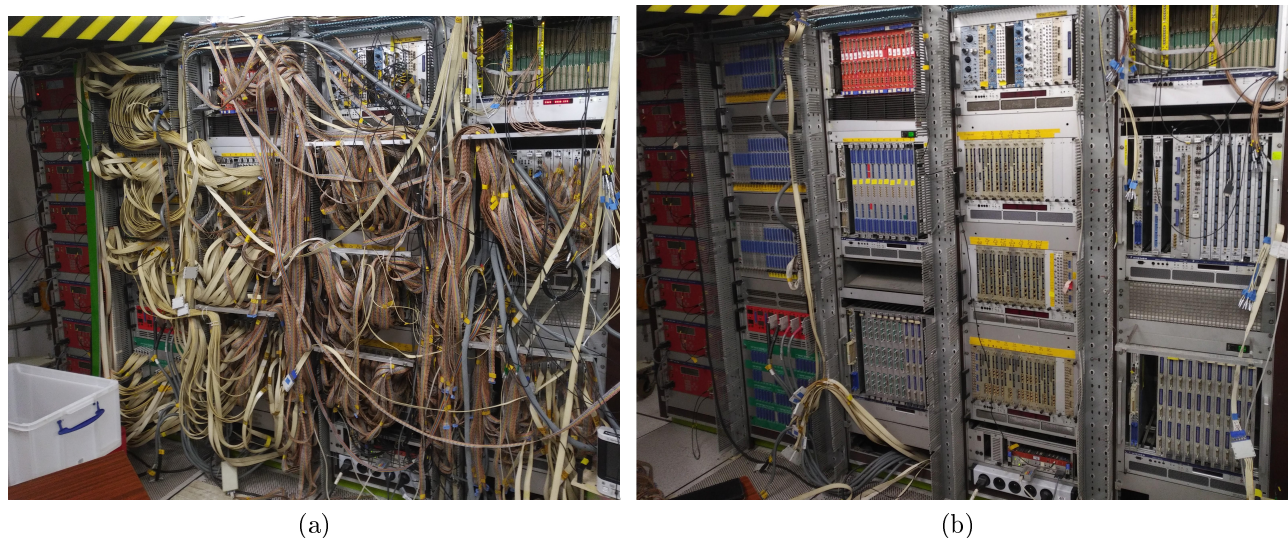


FIGURE C.3.1 – Étapes du démontage de l'ancienne électronique de INDRA.

les nouveaux câbles un à un pour les préparer à la soudure. Un prestataire a par la suite suivi le plan et soudé câbles, PCB et connecteurs ensemble.

Au total, c'est une centaine de câbles qui ont été fabriqués pour la nouvelle électronique de INDRA, pour près d'un kilomètre.

Un unique câble délivre les signaux électriques produits par un détecteur ainsi que la tension nécessaire pour son fonctionnement. Or, les modules de génération de tension et de traitement de signal sont des dispositifs différents. Des dispositifs qu'on nomme boîtes de distribution servent d'interface entre la chambre à réaction et les modules d'électronique et permettent de rassembler tout ce qui est nécessaire au fonctionnement d'un détecteur dans un unique câble. Une photographie d'une boîte de distribution est présente sur la figure C.3.4.

Chaque câble et connexions des 3 boîtes de distributions ont été vérifiées une à une avant leur disposition et branchement à la chambre à réaction.



FIGURE C.3.2 – *Emplacement de l'ancienne acquisition de l'électronique après le démontage complet.*

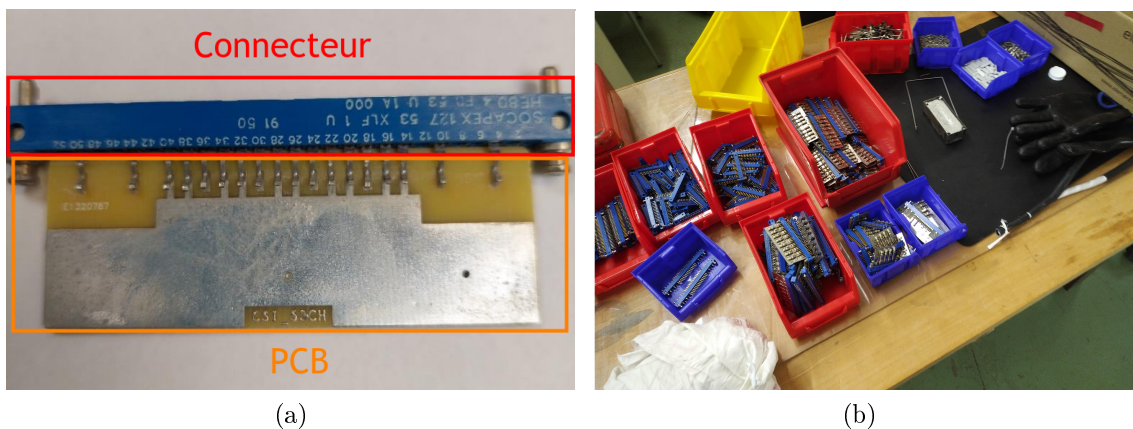


FIGURE C.3.3 – *Connecteurs recyclés de l'ancienne électronique.*

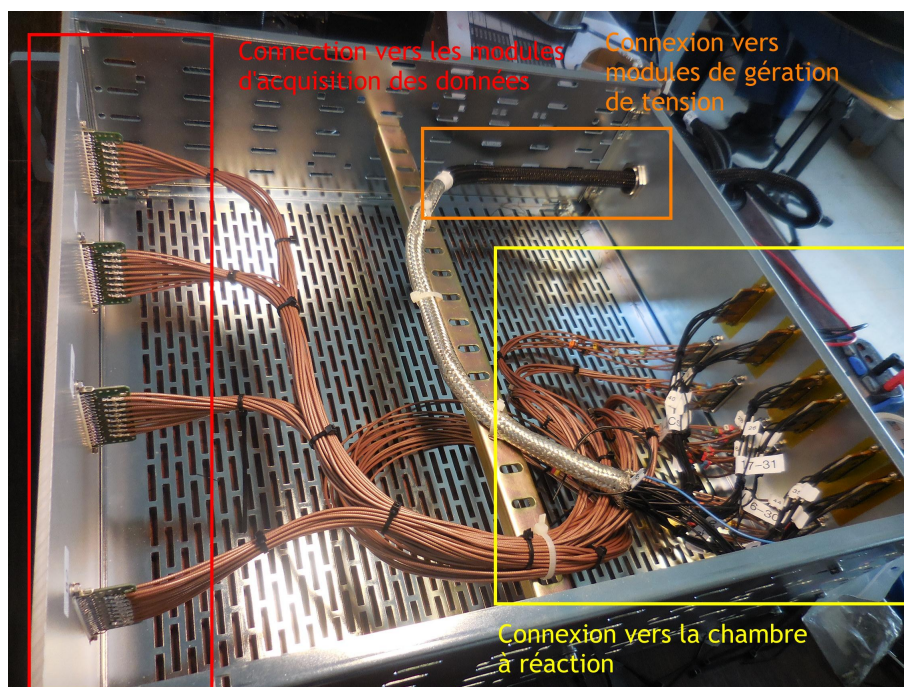


FIGURE C.3.4 – Photographie d'une boîte de distribution.

Branchement des câbles

Sous la chambre à réaction, la quantité d'espace est restreint et les brides faisant l'interface entre l'intérieur et l'extérieur de la chambre à réaction étant réparties sur les deux côtés, une majeure partie des câbles doivent passer en-dessous la chambre à réaction. Afin d'exploiter au mieux cet espace, nous avons établi une carte de cablage. Chacun des câbles a ainsi été placé suivant le schéma proposé et on en montre le résultat sur la figure C.3.5a. Sur la photographie C.3.5b, on montre finalement l'armoire contenant les châssis et tous les modules d'électronique nécessaire pour le fonctionnement d'INDRA.

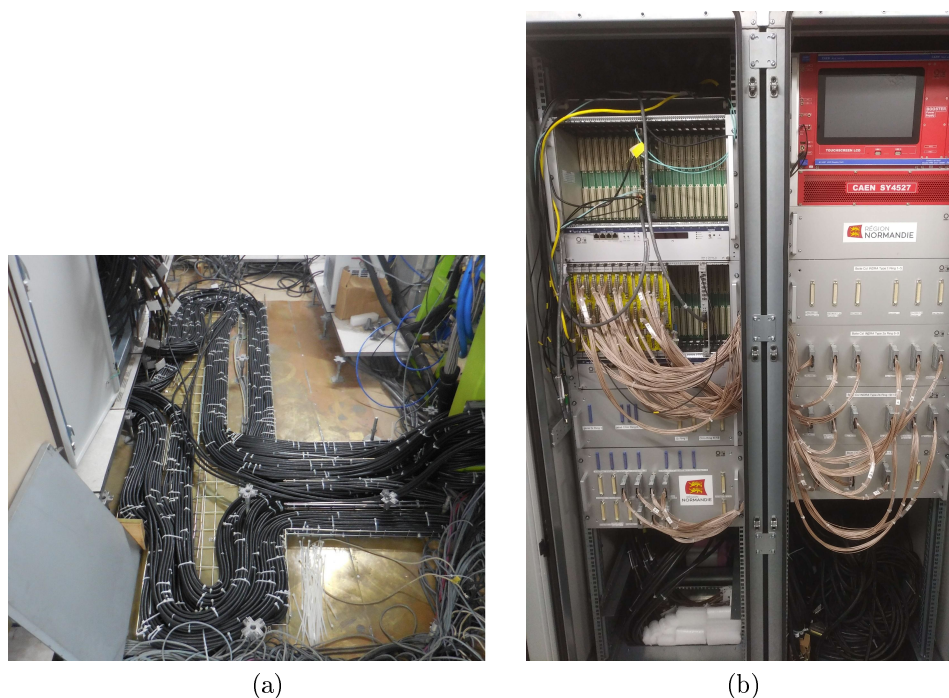


FIGURE C.3.5 – Photographies des étapes finales du montage de la nouvelle électronique. À gauche : câbles liant boîtes de distributions et chambre à réaction telles que disposées sous le faux plancher. À droite : La nouvelle armoire ainsi que tout les modules d'électronique branchés.

C.4 Présentation de données acquises avec l'électronique rénovée

La nouvelle électronique d'acquisition de INDRA a été exploitée avec un faisceau en mai 2022 pour l'expérience E818. Elle a été pour la fois première couplée avec l'électronique de FAZIA. Les réactions réalisées ($^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}@74\text{ MeV}/A$ et $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}@74\text{ MeV}/A$) rendent la production de noyaux de masse intermédiaire ($Z > 10$) peu probables, ainsi la conclusion sur les capacités d'identification est restée la même que pour les premiers tests de la nouvelle électronique.

Après l'expérience un faisceau test de $^{84}\text{Kr}@44\text{ MeV}/A$ a été envoyé sur une cible d'étain naturel. Les quelques heures d'expérience ont permis d'avoir une statistique suffisante de noyaux ayant une charge $Z > 10$ dans les couronnes 6 à 9 de INDRA, et les meilleures résolutions de l'électronique d'acquisition ont permis de mesurer la masse des noyaux jusqu'à aluminium ($Z = 13$) pour la plupart des couronnes.

C.5 Conclusion

L'électronique analogique de INDRA fabriquée sur mesure dans les années 90 a été remplacée par une électronique numérique commerciale de la société mesytec. Les divers tests ont montré que la nouvelle électronique permettait d'avoir un meilleur temps de traitement des données, et une meilleure mesure de masse des fragments détectés. Ces nouvelles capacités offrent de nouvelles opportunités expérimentales.

Bibliographie

- [1] G.F. Bertsch. Nuclear hydrodynamics. *Nuclear Physics A*, 249(2) :253–268, 1975.
- [2] H. Jaqaman, A. Z. Mekjian, and L. Zamick. Nuclear condensation. *Phys. Rev. C*, 27 :2782–2791, Jun 1983.
- [3] H. R. Jaqaman, A. Z. Mekjian, and L. Zamick. Liquid-gas phase transitions in finite nuclear matter. *Phys. Rev. C*, 29 :2067–2074, Jun 1984.
- [4] H. R. Jaqaman. Coulomb instability of hot nuclei. *Phys. Rev. C*, 39 :169–176, Jan 1989.
- [5] James M. Lattimer and Madappa Prakash. The equation of state of hot, dense matter and neutron stars. *Physics Reports*, 621 :127–164, 2016. Memorial Volume in Honor of Gerald E. Brown.
- [6] M. Lopez-Quelle, S. Marcos, R. Niembro, A. Bouyssy, and Nguyen Van Giai. Asymmetric nuclear matter in the relativistic approach. *Nuclear Physics A*, 483(3) :479–492, 1988.
- [7] 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.
- [8] C. S. Wang, K. C. Chung, and A. J. Santiago. Systematics of nuclear central densities. *Phys. Rev. C*, 60 :034310, Aug 1999.
- [9] 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.
- [10] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, V. Greco, M. Zielinska-Pfabe, and H.H. Wolter. Isospin effects in nuclear fragmentation. *Nuclear Physics A*, 703(3) :603–632, 2002.
- [11] A. Ohnishi I. Tews, J. M. Lattimer and E. E. Kolomeitsev. Symmetry parameter constraints from a lower bound on neutron-matter energy. *The Astrophysical Journal*, 848(105), 2017.
- [12] 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.
- [13] James M. Lattimer. The nuclear equation of state and neutron star masses. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62(1) :485–515, 2012.

- [14] Anna L. Watts, Nils Andersson, Deepto Chakrabarty, Marco Feroci, Kai Hebeler, Gianluca Israel, Frederick K. Lamb, M. Coleman Miller, Sharon Morsink, Feryal Özel, Alessandro Patruno, Juri Poutanen, Dimitrios Psaltis, Achim Schwenk, Andrew W. Steiner, Luigi Stella, Laura Tolos, and Michiel van der Klis. Colloquium : Measuring the neutron star equation of state using x-ray timing. *Rev. Mod. Phys.*, 88 :021001, Apr 2016.
- [15] Z. Arzoumanian, K. C. Gendreau, C. L. Baker, T. Cazeau, P. Hestnes, J. W. Kellogg, S. J. Kenyon, R. P. Kozon, K.-C. Liu, S. S. Manthripragada, C. B. Markwardt, A. L. Mitchell, J. W. Mitchell, C. A. Monroe, T. Okajima, S. E. Pollard, D. F. Powers, B. J. Savadkin, L. B. Winternitz, P. T. Chen, M. R. Wright, R. Foster, G. Prigozhin, R. Remillard, and J. Doty. The neutron star interior composition explorer (NICER) : mission definition. In Tadayuki Takahashi, Jan-Willem A. den Herder, and Mark Bautz, editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray*, volume 9144, page 914420. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2014.
- [16] B. Giacomazzo R. Perna. *Gravitational Waves : A new window to the universe*. Frontiers Media, 2021.
- [17] Lie-Wen Chen, Che Ming Ko, Bao-An Li, and Jun Xu. Density slope of the nuclear symmetry energy from the neutron skin thickness of heavy nuclei. *Phys. Rev. C*, 82 :024321, Aug 2010.
- [18] 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}Pb through parity-violation in electron scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 126 :172502, Apr 2021.
- [19] 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.
- [20] D. Adhikari, H. Albatineh, D. Androic, K. A. Aniol, D. S. Armstrong, T. Averett, C. Ayerbe Gayoso, S. K. Barcus, V. Bellini, R. S. Beminiwattha, J. F. Benesch, H. Bhatt,

- D. Bhatta Pathak, D. Bhetuwal, B. Blaikie, J. Boyd, Q. Campagna, A. Camsonne, G. D. Cates, Y. Chen, C. Clarke, J. C. Cornejo, S. Covrig Dusa, M. M. Dalton, 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, O. Hassan, F. Hauenstein, W. Henry, C. J. Horowitz, C. Jantzi, S. Jian, S. Johnston, D. C. Jones, S. Kakkar, S. Katugampola, C. Keppel, P. M. King, D. E. King, K. S. Kumar, T. Kutz, N. Lashley-Colthirst, G. Leverick, H. Liu, N. Liyanage, J. Mammei, R. Mammei, M. McCaughan, D. McNulty, D. Meekins, C. Metts, R. Michaels, M. Mihovilovic, M. M. Mondal, J. Napolitano, A. Narayan, D. Nikolaev, V. Owen, C. Palatchi, J. Pan, B. Pandey, S. Park, K. D. Paschke, M. Petrusky, M. L. Pitt, S. Premathilake, B. Quinn, R. Radloff, S. Rahman, M. N. H. Rashad, A. Rathnayake, B. T. Reed, P. E. Reimer, R. Richards, S. Riordan, Y. R. Roblin, S. Seeds, A. Shahinyan, P. Souder, M. Thiel, Y. Tian, G. M. Urciuoli, E. W. Wertz, B. Wojtsekhowski, B. Yale, T. Ye, A. Yoon, W. Xiong, A. Zec, W. Zhang, J. Zhang, and X. Zheng. Precision determination of the neutral weak form factor of ^{48}Ca . *Phys. Rev. Lett.*, 129 :042501, Jul 2022.
- [21] G. Jhang, J. Estee, J. Barney, G. Cerizza, M. Kaneko, J.W. Lee, W.G. Lynch, T. Isobe, M. Kurata-Nishimura, T. Murakami, C.Y. Tsang, M.B. Tsang, R. Wang, D.S. Ahn, L. Atar, T. Aumann, H. Baba, K. Boretzky, J. Brzychczyk, N. Chiga, N. Fukuda, I. Gasparic, B. Hong, A. Horvat, K. Ieki, N. Inabe, Y.J. Kim, T. Kobayashi, Y. Kondo, P. Lasko, H.S. Lee, Y. Leifels, J. Łukasik, J. Manfredi, A.B. McIntosh, P. Morfouace, T. Nakamura, N. Nakatsuka, S. Nishimura, R. Olsen, H. Otsu, P. Pawłowski, K. Pelczar, D. Rossi, H. Sakurai, C. Santamaria, H. Sato, H. Scheit, R. Shane, Y. Shimizu, H. Simon, A. Snoch, A. Sochocka, Z. Sosin, T. Sumikama, H. Suzuki, D. Suzuki, H. Takeda, S. Tangwancha-roen, H. Toernqvist, Y. Togano, Z.G. Xiao, S.J. Yennello, J. Yurkon, Y. Zhang, Maria Colonna, Dan Cozma, Paweł Danielewicz, Hannah Elfner, Natsumi Ikeno, Che Ming Ko, Justin Mohs, Dmytro Oliinychenko, Akira Ono, Jun Su, Yong Jia Wang, Hermann Wolter, Jun Xu, Ying-Xun Zhang, and Zhen Zhang. Symmetry energy investigation with pion production from sn+sn systems. *Physics Letters B*, 813 :136016, 2021.
- [22] V. Baran, M. Colonna, V. Greco, and M. Di Toro. Reaction dynamics with exotic nuclei. *Physics Reports*, 410(5) :335–466, 2005.
- [23] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, M. Zielinska-Pfabé, and H. H. Wolter. Isospin transport at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 72 :064620, Dec 2005.
- [24] 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.
- [25] 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. Lauthesse, 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.
- [26] Q. Fable, A. Chbihi, M. Boisjoli, J. D. Frankland, A. Le Fèvre, N. Le Neindre, P. Marini, G. Verde, G. Ademard, L. Bardelli, C. Bhattacharya, S. Bhattacharya, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, G. Casini, M. La Commara, R. Dayras, J. E. Ducret, F. Farget, E. Galichet, T. Génard, F. Gramegna, D. Gruyer, M. Henri, S. Kundu, J. Lemarié, O. Lopez, J. Łukasik, L. Manduci, J. Moisan, G. Mukherjee, P. Napolitani, A. Olmi, M. Pârlog, S. Piantelli, G. Poggi, A. Rebillard-Soulié, R. Roy, B. Sorgunlu, S. Velardita, E. Vient, M. Vigilante, and J. P. Wieleczko. Experimental study of the $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ reactions at 35 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 106 :024605, Aug 2022.
- [27] 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. Kordyas, 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.
- [28] 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.
- [29] D. Thériault, A. Vallée, L. Gingras, Y. Laroche, 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. Lantesse, 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.
- [30] A. Camaiani, S. Piantelli, A. Ono, G. Casini, B. Borderie, R. Bougault, C. Ciampi, J. A. Dueñas, C. Frosin, J. D. Frankland, D. Gruyer, N. LeNeindre, I. Lombardo, G. Mantovani, P. Ottanelli, M. Parlog, G. Pasquali, S. Upadhyaya, S. Valdré, G. Verde, and E. Vient. Influence of fast emissions and statistical de-excitation on the isospin transport ratio. *Phys. Rev. C*, 102 :044607, Oct 2020.
- [31] 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. Cicer-

- chia, 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.
- [32] C. Ciampi, S. Piantelli, G. Casini, G. Pasquali, J. Quicray, L. Baldesi, S. Barlini, B. Borderie, R. Bougault, A. Camaiani, A. Chbihi, D. Dell'Aquila, M. Cicerchia, J. A. Dueñas, Q. Fable, D. Fabris, J. D. Frankland, C. Frosin, T. Génard, F. Gramegna, D. Gruyer, M. Henri, B. Hong, S. Kim, A. Kordyasz, T. Kozik, M. J. Kweon, J. Lemarié, N. Le Neindre, I. Lombardo, O. Lopez, T. Marchi, S. H. Nam, A. Ordine, P. Ottanelli, J. Park, J. H. Park, M. Pârlog, G. Poggi, A. Rebillard-Soulié, A. A. Stefanini, S. Upadhyaya, S. Valdré, G. Verde, E. Vient, and M. Vigilante. First results from the indra-fazia apparatus on isospin diffusion in $^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$ systems at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 106 :024603, Aug 2022.
- [33] Alan B. McIntosh and Sherry J. Yennello. Interplay of neutron-proton equilibration and nuclear dynamics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 108 :103707, 2019.
- [34] F. Gagnon-Moisan, E. Galichet, M.-F. Rivet, B. Borderie, M. Colonna, R. Roy, G. Ademard, M. Boisjoli, E. Bonnet, R. Bougault, A. Chbihi, J. D. Frankland, D. Guinet, P. Lantesse, E. Legouée, N. Le Neindre, L. Manduci, P. Marini, P. Napolitani, M. Pârlog, P. Pawłowski, E. Rosato, and M. Vigilante. New isospin effects in central heavy-ion collisions at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 86 :044617, Oct 2012.
- [35] Q. Fable, A. Chbihi, J. D. Frankland, P. Napolitani, G. Verde, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, E. Galichet, T. Génard, D. Gruyer, M. Henri, M. La Commara, A. Le Fèvre, J. Lemarié, N. Le Neindre, O. Lopez, P. Marini, M. Pârlog, A. Rebillard-Soulié, W. Trautmann, E. Vient, and M. Vigilante. Experimental study of isospin transport with $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ reactions at 35 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 107 :014604, Jan 2023.
- [36] 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.
- [37] Quentin Fable. *Etude de l'isospin dans les collisions $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ à 35 AMeV*. Theses, Normandie Université, February 2018.
- [38] L. W. May, A. Wakhle, A. B. McIntosh, Z. Kohley, S. Behling, A. Bonasera, G. Bonasera, P. Cammarata, K. Hagel, L. Heilborn, A. Jeede, 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.

- [39] F. Rami, Y. Leifels, B. de Schauenburg, A. Gobbi, B. Hong, J. P. Alard, A. Andronic, R. Averbeck, V. Barret, Z. Basrak, N. Bastid, I. Belyaev, A. Bendarag, G. Berek, R. Čaplar, N. Cindro, P. Crochet, A. Devismes, P. Dupieux, M. Dželalija, M. Eskef, C. Finck, Z. Fodor, H. Folger, L. Fraysse, A. Genoux-Lubain, Y. Grigorian, Y. Grishkin, N. Herrmann, K. D. Hildenbrand, J. Kecskemeti, Y. J. Kim, P. Koczon, M. Kirejczyk, M. Korolija, R. Kotte, M. Kowalczyk, T. Kress, R. Kutsche, A. Lebedev, K. S. Lee, V. Manko, H. Merlitz, S. Mohren, D. Moisa, J. Mösner, W. Neubert, A. Nianine, D. Pelte, M. Petrovici, C. Pinkenburg, C. Plettner, W. Reisdorf, J. Ritman, D. Schüll, Z. Seres, B. Sikora, K. S. Sim, V. Simion, K. Siwek-Wilczyńska, A. Somov, M. R. Stockmeier, G. Stoicea, M. Vasiliev, P. Wagner, K. Wiśniewski, D. Wohlfarth, J. T. Yang, I. Yushmanov, and A. Zhilin. Isospin tracing : A probe of nonequilibrium in central heavy-ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :1120–1123, Feb 2000.
- [40] 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.
- [41] J. Pouthas, B. Borderie, R. Dayras, E. Plagnol, M.F. Rivet, F. Saint-Laurent, J.C. Steckmeyer, G. Auger, C.O. Bacri, S. Barbey, A. Barbier, A. Benkirane, J. Benlliure, B. BERTHIER, E. Bougamont, P. Bourgault, P. Box, R. Bzyl, B. Cahan, Y. Cassagnou, D. Charlet, J.L. Charvet, A. Chbihi, T. Clerc, N. Copinet, D. Cussol, M. Engrand, J.M. Gautier, Y. Huguet, O. Jouniaux, J.L. Laville, P. Le Botlan, A. Leconte, R. Legrain, P. Lelong, M. Le Guay, L. Martina, C. Mazur, P. Mosrin, L. Olivier, J.P. Passerieux, S. Pierre, B. Piquet, E. Plaigne, E.C. Pollacco, B. Raine, A. Richard, J. Ropert, C. Spitaels, L. Stab, D. Sznajderman, L. Tassan-got, J. Tillier, M. Tripon, P. Vallerand, C. Volant, P. Volkov, J.P. Wieleczko, and G. Wittwer. Indra, a 4 π charged product detection array at ganil. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 357(2) :418–442, 1995.
- [42] J. Pouthas, A. Bertaut, B. Borderie, P. Bourgault, B. Cahan, G. Carles, D. Charlet, D. Cussol, R. Dayras, M. Engrand, O. Jouniaux, P. Le Botlan, A. Leconte, P. Lelong, L. Martina, P. Mosrin, L. Olivier, J.P. Passerieux, B. Piquet, E. Plaigne, E. Plaigne, B. Raine, A. Richard, F. Saint-Laurent, C. Spitaels, J. Tillier, M. Tripon, P. Vallerand, P. Volkov, and G. Wittwer. The electronics of the indra 4 π detection array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 369(1) :222–247, 1996.
- [43] R. Bourgault, N. Le Neindre, B. Bougard, P. Desrues, E. Legouee, O. Lopez, Y. Merrer, C. Pain, E. Vient, G. Poggi, S. Barlini, G. Pasquali, L. Bardelli, M. Bini, S. Carboni, G. Pastore, A. A. Stefanini, S. Valdre, B. Borderie, G. Ademard, S. Barbey, G. Brulin, P. Edelbruck, H. Hamrita, C. Huss, L. Lavergne, E. Raully, M. F. Rivet, F. Salomon, V. Serefov, E. Wanlin, G. Casini, S. Piantelli, A. Olmi, G. Tobia, A. Chbihi, M. Boisjoli, E. Bonnet, J. D. Frankl, , D. Gruyer, P. Marini, C. Spitaels, M. Parlog, Z. Sosin, M. Kajetanowicz, T. Kozik, P. Kulig, M. Palka, D. Sierpowski, T. Twarog, A. Wieloch, R. Alba, C. Maiolino, D. Santonocito, A. Anastasio, A. Boiano, C. Cassese, F. Cassese,

- B. D'Aquino, P. Di Meo, V. Masone, A. Meoli, A. Ordine, G. Paduano, G. Passeggio, G. Pontoriere, R. Rocco, L. Roscilli, G. Tortone., A. Vanzanella, E. Vanzanella, G. Vi tiello, R. Borcea, L. Ciolacu, I. Cruцерu, M. Cruцерu, F. Negoita, M. Petcu, H. Petrascu, M. Bruno, L. Morelli, M. Cinausero, F. Gramegna, T. Marchi, B. De Fazio, M. Degerlier, J. A. Duenas, I. Martel, S. Energico, M. Falorsi, E. Scarlini, E. Galichet, K. Gasior, A. Grzeszczuk, W. Zipper, R. Giordano, M. Guerzoni, S. Serra, K. Korcyl, J. Lukasik, P. Pawlowski, A. Kordyasz, E. Piasecki, E. Rosato, G. Spadaccini, M. S. Vigilante, and Collaboration : The FAZIA Collaboration. The fazia project in europe : R and d phase. *European Physical Journal. A*, 50, Feb 2014.
- [44] S. Carboni, S. Barlini, L. Bardelli, N. Le Neindre, M. Bini, B. Borderie, R. Bougault, G. Casini, P. Edelbruck, A. Olmi, G. Pasquali, G. Poggi, M.F. Rivet, A.A. Stefanini, G. Baiocco, R. Berjillos, E. Bonnet, M. Bruno, A. Chbihi, I. Cruцерu, M. Degerlier, J.A. Duenas, E. Galichet, F. Gramegna, A. Kordyasz, T. Kozik, V.L. Kravchuk, O. Lopez, T. Marchi, I. Martel, L. Morelli, M. Parlog, H. Petrascu, E. Rosato, V. Sere dov, E. Vient, M. Vigilante, R. Alba, D. Santonocito, and C. Maiolino. Particle identification using the leân technique and pulse shape discrimination with the silicon detectors of the fazia project. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 664(1) :251–263, 2012.
- [45] L. Bardelli, M. Bini, G. Casini, P. Edelbruck, G. Pasquali, G. Poggi, S. Barlini, R. Berjillos, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, S. Carboni, A. Chbihi, M. D'Agostino, J.A. Duenas, J.M. Gautier, F. Gramegna, C. Huss, A.J. Kordyasz, T. Kozik, V.L. Kravchuk, N. Le Neindre, O. Lopez, I. Martel, L. Morelli, A. Ordine, M.F. Rivet, E. Rosato, E. Scarlini, G. Spadaccini, G. Tobia, M. Vigilante, and E. Wanlin. Progresses in the pulse shape identification with silicon detectors within the fazia collaboration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 654 :272–278, 2011.
- [46] S. Valdre, G. Casini, N. Le Neindre, M. Bini, A. Boiano, B. Borderie, P. Edelbruck, G. Poggi, F. Salomon, G. Tortone, R. Alba, S. Barlini, E. Bonnet, B. Bougard, R. Bougault, G. Brulin, M. Bruno, A. Buccola, A. Camaiani, A. Chbihi, C. Ciampi, M. Cicerchia, M. Cinausero, D. DellâAquila, P. Desrues, J.A. Duenas, D. Fabris, M. Falorsi, J.D. Frankland, C. Frosin, E. Galichet, R. Giordano, F. Gramegna, L. Grassi, D. Gruyer, M. Guerzoni, M. Henri, M. Kajetanowicz, K. Korcyl, A. Kordyasz, T. Kozik, P. Lecomte, I. Lombardo, O. Lopez, C. Maiolino, G. Mantovani, T. Marchi, A. Margotti, Y. Merrer, L. Morelli, A. Olmi, A. Ordine, P. Ottanelli, C. Pain, M. PaÅka, M. PÃcrlog, G. Pasquali, G. Pastore, S. Piantelli, H. de PrÃ©aumont, R. Revenko, A. Richard, M.F. Rivet, J. Ropert, E. Rosato, F. Saillant, D. Santonocito, E. Scarlini, S. Serra, C. Soulet, G. Spadaccini, A.A. Stefanini, G. Tobia, S. Upadhyaya, A. Vanzanella, G. Verde, E. Vient, M. Vigilante, E. Wanlin, G. Wittwer, and A. Zucchini. The fazia setup : A review on the electronics and the mechanical mounting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 930 :27–36, 2019.

- [47] L. Bardelli, M. Bini, G. Casini, G. Pasquali, G. Poggi, S. Barlini, A. Becla, R. Berjillos, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, M. Cinausero, M. D'Agostino, J. De Sanctis, J.A. Duenas, P. Edelbruck, E. Geraci, F. Gramegna, A. Kordyasz, T. Kozik, V.L. Kravchuk, L. Lavergne, P. Marini, A. Nannini, F. Negoita, A. Olmi, A. Ordine, S. Piantelli, E. Raully, M.F. Rivet, E. Rosato, C. Scian, A.A. Stefanini, G. Vannini, S. Velica, and M. Vigilante. Influence of crystal-orientation effects on pulse-shape-based identification of heavy-ions stopped in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 605(3) :353–358, 2009.
- [48] Site web de la suite logicielle de la collaboration indra-fazia, <http://indra.in2p3.fr/kaliveda>.
- [49] Site web de la suite logicielle du cern, <https://root.cern>.
- [50] L.C. Northcliffe and R.F. Schilling. Range and stopping-power tables for heavy ions. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 7(3) :233–463, 1970.
- [51] F. Hubert, R. Bimbot, and H. Gauvin. Range and stopping-power tables for 2.5–500 mev/nucleon heavy ions in solids. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 46(1) :1–213, 1990.
- [52] M. Pãrlog, B. Borderie, M.F. Rivet, G. Tãbãcaru, A. Chbihi, M. Elouardi, N. Le Neindre, O. Lopez, E. Plagnol, L. Tassan-Got, G. Auger, Ch.O. Bacri, N. Bellaize, F. Bocage, R. Bougault, B. Bouriquet, R. Brou, P. Buchet, J.L. Charvet, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Dorã©, D. Durand, J.D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, S. Hudan, D. Guinet, P. Lautesse, F. Lavaud, J.L. Laville, J.F. Lecolley, C. Leduc, R. Legrain, M. Louvel, A.M. Maskay, L. Nalpas, J. Normand, J. Pã©ter, E. Rosato, F. Saint-Laurent, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, O. Tirel, E. Vient, C. Volant, and J.P. Wieleczo. Response of csi(tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. part i : recombination and Ñ-electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3) :674–692, 2002.
- [53] M. Pãrlog, B. Borderie, M.F. Rivet, G. Tãbãcaru, A. Chbihi, M. Elouardi, N. Le Neindre, O. Lopez, E. Plagnol, L. Tassan-Got, G. Auger, Ch.O. Bacri, N. Bellaize, F. Bocage, R. Bougault, B. Bouriquet, R. Brou, P. Buchet, J.L. Charvet, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Dorã©, D. Durand, J.D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, S. Hudan, D. Guinet, P. Lautesse, F. Lavaud, J.L. Laville, J.F. Lecolley, C. Leduc, R. Legrain, M. Louvel, A.M. Maskay, L. Nalpas, J. Normand, J. Pã©ter, E. Rosato, F. Saint-Laurent, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, O. Tirel, E. Vient, C. Volant, and J.P. Wieleczo. Response of csi(tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. part ii : calibration and identification in the indra array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3) :693–706, 2002.

- [54] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, J. F. Bruandet, M. Buenerd, R. Cherkaoui, A. J. Cole, Y. El-Masri, N. Longequeue, J. Menet, F. Merchez, and J. B. Viano. Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range. *Phys. Rev. C*, 35 :1678–1691, May 1987.
- [55] 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, J. Quicray, G. Verde, E. Vient, and M. Vigilante. Model independent reconstruction of impact parameter distributions for intermediate energy heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 104 :034609, Sep 2021.
- [56] 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. 01A202.
- [57] R. J. Charity. Systematic description of evaporation spectra for light and heavy compound nuclei. *Phys. Rev. C*, 82 :014610, Jul 2010.
- [58] 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.
- [59] C. Cavata, M. Demoulin, J. Gosset, M.-C. Lemaire, D. L'Hôte, J. Poitou, and O. Valette. Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. C*, 42 :1760–1763, Oct 1990.
- [60] Sruthy Jyothi Das, Giuliano Giacalone, Pierre-Amaury Monard, and Jean-Yves Ollitrault. Relating centrality to impact parameter in nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. C*, 97 :014905, Jan 2018.
- [61] Rudolph Rogly, Giuliano Giacalone, and Jean-Yves Ollitrault. Reconstructing the impact parameter of proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. C*, 98 :024902, Aug 2018.
- [62] 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.
- [63] P. Lantesse, L. Nalpas, R. Dayras, M.F. Rivet, M. Parlog, E. Bisquer, B. Borderie, R. Bougault, P. Buchet, J.L. Charvet, A. Chbihi, M. Colonna, A. Demeyer, P. D'esesquelles, J.D. Frankland, E. Galichet, E. Gerlic, D.C.R. Guinet, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, L. Manduci, A.M. Maskay, G. Noguere, E. Rosato, R. Roy, C. Schmitt, M. Stern, B. Taimain, E. Vient, M. Vigilante, C. Volant, and J.P. Wieleczko. Evolution of the fusion cross-section for light systems at intermediate energies. *European Physical Journal A*, 27 :349–357, 2006. Expérience GANIL NIM.

- [64] J. D. Frankland, A. Chbihi, A. Mignon, M. L. Begemann-Blaich, R. Bittiger, B. Borderie, R. Bougault, J.-L. Charvet, D. Cussol, R. Dayras, D. Durand, C. Escano-Rodriguez, E. Galichet, D. Guinet, P. Lautesse, A. Le Fèvre, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, J. Łukasik, U. Lynen, L. Manduci, J. Marie, W. F. J. Müller, L. Nalpas, H. Orth, M. Pârlog, M. Pichon, M. F. Rivet, E. Rosato, R. Roy, A. Saija, C. Schwarz, C. Sfienti, B. Tamain, W. Trautmann, A. Trzcinski, K. Turzó, A. Van Lauwe, E. Vient, M. Vigilante, C. Volant, J. P. Wieleczko, and B. Zwieglinski. Model-independent tracking of criticality signals in nuclear multifragmentation data. *Phys. Rev. C*, 71 :034607, Mar 2005.
- [65] S. Hudan, A. Chbihi, J. D. Frankland, A. Mignon, J. P. Wieleczko, G. Auger, N. Bellaize, B. Borderie, A. Botvina, R. Bougault, B. Bouriquet, A. M. Buta, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, D. Durand, E. Galichet, D. Guinet, B. Guiot, G. Lanzalone, Lautesse, F. Lavaud, Lecolley, R. Legrain, Le Neindre, O. Lopez, L. Manduci, J. Marie, L. Nalpas, J. Normand, M. Pârlog, P. Pawłowski, M. Pichon, E. Plagnol, M. F. Rivet, E. Rosato, R. Roy, J.C. Steckmeyer, G. Tăbăcaru, B. Tamain, A. van Lauwe, E. Vient, M. Vigilante, and C. Volant. Characteristics of the fragments produced in central collisions of $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ from 32a to 50 a mev. *Phys. Rev. C*, 67 :064613, Jun 2003.
- [66] Gerson Goldhaber, Sulamith Goldhaber, Wonyong Lee, and Abraham Pais. Influence of bose-einstein statistics on the antiproton-proton annihilation process. *Phys. Rev.*, 120 :300–312, Oct 1960.
- [67] N. Marie, A. Chbihi, J. B. Natowitz, A. Le Fèvre, S. Salou, J. P. Wieleczko, L. Gingras, M. Assenard, G. Auger, Ch. O. Bacri, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, P. Buchet, J. L. Charvet, J. Cibor, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, P. Eudes, J. D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, M. Germain, D. Gourio, D. Guinet, K. Hagel, P. Lautesse, J. L. Laville, J. F. Lecolley, T. Lefort, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, M. Louvel, Z. Majka, A. M. Maskay, L. Nalpas, A. D. Nguyen, M. Parlog, J. Péter, E. Plagnol, A. Rahmani, T. Reposeur, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Saint-Laurent, J. C. Steckmeyer, M. Stern, G. Tabacaru, B. Tamain, O. Tirel, E. Vient, C. Volant, and R. Wada. Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation events. *Phys. Rev. C*, 58 :256–269, Jul 1998.
- [68] S. Hudan. *Etude expérimentale et théorique de la production de fragments dans les collisions Xe+Sn de 25 à 150 A.MeV*. Theses, Université de Caen, December 2001.
- [69] 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.

Abstract

Experimental study of isospin diffusion in the reactions $58,64\text{Ni}+58,64\text{Ni}$ à 32 et 52 MeV/nucleon measured with INDRA-FAZIA Heavy-ion collisions are a unique opportunity to subject nuclear systems to extreme conditions of pressure, density and charge asymmetry. These dynamic and thermodynamic conditions approach those of nuclear matter found in astrophysical objects such as supernovae explosions, the formation and structure of neutron stars, or the fusion of compact stars. The nuclear matter equation of state is the main tool for the description of such phenomena and it can also describe the dynamical properties and structure of atomic nuclei. Nevertheless the part of the equation of state describing the asymmetry between the number of protons and neutrons in nuclear matter is currently lacking constraints, notably due to insufficiencies in the capacity for isotopic identification of fragments produced in heavy-ion collisions.

The FAZIA multidetector is an instrument built with the aim of improving the capacity for charge and mass identification of the fragments produced in heavy-ion collisions. Combining the excellent isotopic identification of a mass spectrometer with the angular coverage of a 4π multidetector, its coupling with the INDRA multidetector at GANIL provides a unique opportunity to detect as many reaction products as possible and measure their properties.

The E789 experiment where INDRA and FAZIA were coupled for the first time was performed at GANIL with the aim of studying the transfer of nucleons between the target and the projectile of the collisions, in order to constrain the symmetry energy term of the equation of state. In this thesis, we present the extraction of new original observables from the experimental data allowing to approach the comparison of data with transport model predictions from a new angle.

Résumé

Etude expérimentale de la diffusion d'isospin dans les réactions $58,64\text{Ni}+58,64\text{Ni}$ à 32 et 52 MeV/nucléon mesurées avec INDRA-FAZIA Les collisions d'ions lourds sont une opportunité unique de soumettre des systèmes nucléaires à des conditions de pression, de densité et d'asymétrie de charge extrêmes. Ces conditions dynamiques et thermodynamiques se rapprochent de celles de la matière nucléaire au sein d'objets astrophysiques tel que les explosions de supernovae, la formation et la structure des étoiles à neutrons, ou encore la fusion d'étoiles compactes. L'équation d'état de la matière nucléaire est le principal outil permettant de décrire ces phénomènes et elle permet aussi de décrire les propriétés dynamique et la structure des noyaux atomiques. Néanmoins la partie de l'équation d'état décrivant les asymétrie entre le nombre de protons et le nombre de neutrons présent dans la matière nucléaire manque aujourd'hui de contraintes, notamment due à des lacunes sur les capacités d'identification isotopique des fragments produits dans les collisions d'ions lourds.

Le multi-détecteur FAZIA est un instrument qui a été construit avec la vocation d'améliorer les capacités d'identification de la charge et de la masse des fragments produits dans des collisions d'ions lourds. Étant un compromis entre l'excellente identification isotopique d'un spectromètre de masse et la couverture angulaire d'un multi-détecteur 4π , son couplage avec le multi-détecteur INDRA présent au GANIL offre une chance unique de détecter un maximum de produit de réaction et de connaître leurs propriétés.

L'expérience E789 où INDRA et FAZIA ont été couplés pour la première fois, s'est déroulée au GANIL et à pour objectif d'étudier les propriétés de transferts de nucléons entre cible et projectile d'une collision, afin de contraindre le terme de l'énergie de symétrie de l'équation d'état. Dans cette thèse, nous présentons à partir des données expérimentales l'extraction d'observables inédites permettant d'aborder la comparaison des données expérimentales et les prédictions des modèles de transport sous un nouvel angle.