



HAL
open science

Etude des propriétés de transport et d'équilibration de la matière nucléaire dans le domaine de l'énergie de Fermi

Maxime Henri

► **To cite this version:**

Maxime Henri. Etude des propriétés de transport et d'équilibration de la matière nucléaire dans le domaine de l'énergie de Fermi. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMC239 . tel-02304916

HAL Id: tel-02304916

<https://theses.hal.science/tel-02304916v1>

Submitted on 3 Oct 2019

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 des propriétés de transport et d'équilibration de la matière nucléaire dans le domaine de l'énergie de Fermi

Présentée et soutenue par
Maxime HENRI

**Thèse soutenue publiquement le 19/10/2018
devant le jury composé de**

| | | |
|----------------------|--|--------------------|
| M. PHILIPPE EUDES | Professeur des universités, Université de Nantes | Rapporteur du jury |
| M. ARNAUD LEFEVRE | Chargé de recherche, GSI Darmstadt - Allemagne | Rapporteur du jury |
| Mme MARIA COLONNA | Directeur de recherche, Institut national de physique nucléaire | Membre du jury |
| M. DENIS LACROIX | Directeur de recherche au CNRS, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay | Président du jury |
| Mme SILVIA PIANTELLI | Chargé de recherche, Institut national de physique nucléaire | Membre du jury |
| M. OLIVIER LOPEZ | Chargé de recherche au CNRS, Université Caen Normandie | Directeur de thèse |

Thèse dirigée par OLIVIER LOPEZ, Laboratoire de physique corpusculaire (Caen)



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE





École doctorale n° 591 : Physique, Sciences de l'Ingénieur, Matériaux, Énergie
(PSIME)

THÈSE

présentée et soutenue publiquement par

Maxime HENRI

le 19 octobre 2018

en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat de Normandie Université

Spécialité : "Physique"

**Étude des propriétés de transport et d'équilibration de la
matière nucléaire dans le domaine de l'énergie de Fermi**

Directeur de thèse : **Olivier LOPEZ**

Jury :

| | | |
|------------------------------|--|--------------------|
| M. Philippe EUDES, | Professeur, Université de Nantes/Subatech, Nantes | Rapporteur |
| M. Arnaud LE FEVRE, | Chargé de recherche, HDR, GSI Darmstadt, Allemagne | Rapporteur |
| Mme Maria COLONNA, | Directrice de recherche, INFN, LNS Catane, Italie | Examinatrice |
| M. Denis LACROIX, | Directeur de recherche, CNRS, IPNO, Orsay | Examineur |
| Mme Silvia PIANTELLI, | Chargée de recherche, INFN, Florence, Italie | Examinatrice |
| M. Olivier LOPEZ, | Chargé de recherche, HDR, LPC Caen, Caen | Directeur de thèse |

Remerciements

C'est maintenant un exercice non des plus facile qui m'attend : les remerciements. Allez, je m'y attaque, c'est parti !

En premier lieu je tiens à remercier Dominique Durand et Gilles Ban, les directeurs successifs du LPC, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire depuis mon stage de première année de master jusqu'à la fin de ma thèse.

Je voudrais remercier ici les membres du jury, qui ont accepté d'évaluer mon travail. Merci à Denis Lacroix d'avoir présidé ce jury. Je remercie Philippe Eudes et Arnaud Le Fèvre d'avoir accepté et pris le temps de rapporter ce manuscrit. Merci à Silvia Piantelli d'avoir accepté de faire le déplacement depuis Florence pour participer au jury. Enfin, merci à Maria Colonna qui a accepté de passer sa matinée dans une salle de visio-conférence à Catane pour faire partie du jury. Je tiens ici à remercier également Laurent N., sans qui la visio n'aurait pas été possible dans de telles conditions.

Les pages qui suivent lui sont passées de nombreuses fois entre les mains et sous la pointe de son stylo... Je tiens à remercier ici mon directeur de thèse Olivier Lopez d'avoir accepté de m'encadrer pendant près de trois ans et demi en prenant en compte le stage de deuxième année de master. Merci de la confiance que tu m'as accordée, de m'avoir laissé être parfois têtue et de m'avoir orienté et guidé dans ce travail de recherche. Merci également d'avoir accepté que je fasse de l'enseignement à l'*ENSICaen* pendant deux ans et de m'avoir laissé la possibilité de faire de la communication scientifique.

Un merci appuyé également à Dominique Durand, non en sa qualité de maintenant membre du très fermé cercle des ex-directeurs du LPC Caen, mais en tant que physicien. Merci d'avoir, avec Olivier, suivi mon travail et répondu à nombre de mes questions, qu'elles soient bêtes (le plus souvent certainement), ou non !

J'aimerais remercier ici tous les membres des collaborations *INDRA* et *FAZIA* que j'ai pu rencontrer au cours des réunions et des expériences. Ces moments ont toujours été enrichissants sur un plan personnel et scientifique. Merci à tous les membres caennais de ces collaborations, que j'ai naturellement plus côtoyé, pour toutes les discussions que nous avons pu avoir, pour ces réunions d'analyses parfois mouvementées (mais toujours pour la bonne cause). Merci à la *dream team* pour ces jours et ces nuits de tests du couplage *INDRA-FAZIA* pendant les mois d'avril à juillet de cette année 2018 où je suis devenu docteur. Quelques petits suppléments concernant certain d'entre vous.

Merci Marian pour ces passionnantes discussions sur l'interaction des particules chargées avec la matière et la manière de les formaliser en équations (pas toujours simples) pour les utiliser dans *AMI*.

Merci Manu pour ces conversations toujours dans le bureau E4 où nous finissions toujours avec Jean-Luc et Samuel à te montrer au bout d'un quart d'heure... que nous disions tous la même chose !

Merci Rémi pour ces discussions sur l'équilibration que nous avons eues ensemble... surtout quelques jours avant *IWM* 2018 où paraît-il mon niveau de stress était important.

Nicolas, merci pour ces passionnantes discussions sur les voitures, les vélos, les montres... pour cet après-midi de *shift* à Catane en mai 2018, juste après *IWM* à regarder les 500 miles d'Indianapolis juste après (ou avant ma mémoire me fait défaut) le grand prix F1 de Monaco... un des *shift* où le moins (voir aucune) de grilles d'identification ont été tracées sûrement. Merci pour le temps

que tu m'as accordé lors des répétitions, des calibrations et j'en passe. Surtout merci d'avoir géré ma crise thermodynamique des noyaux chauds quelques jours avant la soutenance!

Merci John, avant tout de ton intervention lors de la soutenance! En effet, nous en avons passé des heures avec la *dream-team* entre D5 et la salle d'acquisition, où il faisait ou trop chaud, trop froid, avec des courants d'air, pas assez de lumière... un manque criant de M&M's quand Diego passait dans le coin. Un grand nombre de cafés ont également été consommés pendant cette période (surtout quand ce même Diego arrive 5 minutes après que nous ayons pris le nôtre et qu'il ne voulait pas y retourner tout seul). Merci également pour le temps que tu as consacré aux différentes répétitions (IWM-EC, soutenance de thèse...) et du temps que tu m'as accordé pour la physique... mais également pour *KaliVeda*. J'ai quand même réussi à faire compiler *KaliVeda* sous Mac... un des *achievements* de cette thèse non-négligeable!!

Enfin, merci Diego pour ces heures passées à cliquer des lignes pour *FaziaCor* avec Quentin, ces moments où à partir d'une discussion sérieuse sur la physique on se retrouve à discuter de la voile et des projets secrets numérotés suivant un modèle précis : PS-xxx-Vy où xxx est le numéro du projet secret et y sa version. Merci du temps que tu as passé à m'aider dans les dernières semaines avant la soutenance. Bon d'accord, j'accepte tes remerciements pour t'avoir supporté pendant trois jours à Orsay, pendant les calibrations des cartes électroniques de *Fazia* où nous attendions les résultats du concours CNRS. Trois jours à rafraichir la page de la commission pour s'apercevoir que tu avais eu le concours, on aurait quand même pu attendre le dernier jour pour éviter les ascenseurs émotionnels lorsque la page mettait plus de temps à se rafraichir et que nous pensions que c'était parce que les résultats arrivaient. La p'tite dernière pour la route, importante et souvent de trop... Jérémie pourra certainement confirmer cette observation. Enfin, la seule chose pour laquelle je ne te remercie pas (enfin je crois parce qu'après coup j'en rigole) c'est d'avoir, en rentrant d'Orsay, renversé ton paquet de M&M's¹ dans ma voiture.

Je tiens maintenant à remercier l'ensemble des gens que j'ai rencontrés et côtoyés au laboratoire. La liste serait trop longue à faire, mais merci à tous pour ces années passées à vos côtés, dans la joie et la bonne humeur. On en vit des choses en trois ans et demi dans un laboratoire, ce qui amènent irrémédiablement des discussions intenses et motivées lors des pauses café réglées comme du papier à musique : 10h et 16h! Merci à la christmas team, qui gère aussi bien le repas de Noël que le barbecue du labo et qui font la réputation de la bonne vie que nous avons au LPC.

Une petite mention ici (la place n'a pas d'importance) à tous ces gens au laboratoire que l'on côtoie plus que d'autre. Mes collègues de bureau (le paragraphe suivant vous est destiné), mais également les personnes avec qui on sympathise beaucoup. Je ne fais ici pas de liste par peur d'en oublier, mais vous vous reconnaîtrez : merci pour ces moments passés en votre compagnie! Une petite mention à Grégory cependant, qui m'a mis le pied à l'étrier de la recherche lors de mon stage de première année de master. Rencontré par l'intermédiaire de l'un de mes anciens responsables de l'école de voile où j'étais saisonnier (Paulin, que je remercie également ici au passage), je suis venu faire de la scintillation de gaz avec toi et je me suis retrouvé à faire une thèse avec comme directeur l'encadrant de la tienne. De fil en aiguille, nous avons fini par faire de la musique le midi pendant un moment (avant la troisième année quoi...) et j'espère que nous recommencerons!

Ce paragraphe est dédié à mes deux collègues du bureau E4 : Jean-Luc (JL²) et Samuel (Sam). Quand je suis arrivé au laboratoire pour commencer ma thèse le 3 novembre 2015, j'ai eu de votre

1. La preuve ici que lors de nos mois au GANIL mentionnés plus tôt, c'est bien Diego qui mangeait le plus de M&M's

part droit à un : « Ah bah enfin, on t'attendait plus, t'as prévu de la faire en six ans ta thèse?! ». C'est sur cette note amicale et gentille que nos trois années de cohabitation ont commencées. Il est vrai que cela ne fût pas toujours facile, mais j'ai quand même réussi à rester les trois ans, cela m'a valu un diplôme signé par vous, ce n'est pas rien ! Merci à vous pour ces discussions, votre soutien dans les moments difficiles. Je pense avoir reçu en plus de ma formation scientifique au cours de la thèse, une formation à la résistance devant toutes les situations imaginables. Je ne sais pas encore où je vais après ma thèse, mais ce qui est certain c'est que mon/mes futur(s) collègue(s) de bureau devront s'habituer à ce que je tape du pied, je chante et je parle fort de temps en temps. Pour terminer, je ne peux m'empêcher : *Omnia labor uicit improbus*².

Les copains thésards, à ne pas oublier, surtout Gabriel, Guillaume et Valentin avec qui nous avons passé de nombreuses heures dans un sous-sol à découper, souder, coder une centrale nucléaire modélisée pour la fête de la science. Merci pour ces moments passés en votre compagnie au labo, dans les bars et ailleurs ! Merci à vous trois d'avoir volé à mon secours cette fameuse journée de TP à l'ENSI B où j'étais vraiment malade et de m'avoir ramené chez moi (chez moi étant à 30 km de Caen à ce moment-là...). Il est évident que je ne peux pas ici raconter la totalité de nos années partagées au LPC, mais en voici un extrait.

Gabriel, merci d'avoir accepté que pendant un certain temps, après mon emménagement à Caen, je puisse depuis ma cuisine voir chez toi ! Merci d'avoir été l'ingénieur du groupe, ça n'a pas dû être toujours facile mais bon, ça l'a fait quand même !

Valentin, merci de nous (Guillaume et moi) avoir soutenus pendant la dernière ligne droite vers la soutenance et d'avoir géré nos cagnottes. Merci de m'avoir fait découvrir le « stop » pendant l'école Joliot-Curie aux Issambres et surtout, *Kerbal Space Program*³.

Guillaume, merci pour ces trois ans et demi passé en ta compagnie... nous avons commencé ensemble, soutenu la même semaine (semaine 42 pour votre information) et surtout... rédigé ensemble⁴. Souvenons nous longtemps de notre périple jusqu'à Orbec pour un forum des métiers où la présentation que nous faisons... a été terminée par tes soins dans la voiture sur la route pendant que je me perdais (avec un GPS) dans la campagne. Dr. Oliviero, c'est donc un plaisir d'avoir partagé ces trois années (et quelques) avec vous !

Enfin, je souhaite à tous les autres thésards du laboratoire le meilleur pour la suite et la soutenance plus ou moins lointaine pour chacun d'entre vous. Alors bon courage à vous tous Daniel, Yiyan, Belén, Gabriel, Pierrick, Valentin, Edgar, Thomas et les p'tits nouveaux Cyril et Joël.

Nous y voilà, c'est le dernier paragraphe, celui qui est destiné à la famille et les amis (de l'escrime, de la voile ou d'ailleurs), dont je ne ferais pas la liste ici, car vous êtes trop nombreux et j'ai trop peur d'en oublier, mais sentez-vous tous concerné ! Merci de m'avoir supporté, encouragé, écouté lorsque je vous racontais en quoi consistait mon travail et ma recherche. Merci à tous ceux d'entre vous qui ont fait le déplacement pour ma soutenance, même celle à qui je ne pensais pas du tout (tu te reconnaîtras grâce à ton klaxon). Merci à ma maman d'avoir relu l'intégralité des chapitres qui suivent pour trouver les fautes qui y traînaient... Il y en a encore sûrement quelques-unes et je m'en excuse d'avance auprès de toi lectrice/lecteur.

Ça y est, c'est la fin de la thèse... enfin des trois ans parce que pour toi lecteur, ce n'est que le début du manuscrit. Je t'en souhaite bonne lecture !

2. même du bureau E4.

3. Merci de me l'avoir fait acheter après ma soutenance, c'était mieux pour la fin de ma thèse!!

4. Il est à noter l'important soutien de Yves qui prenait soin de nous nourrir à travers la fenêtre de son bureau pendant cette période.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 3 |
| 1 Analyse des données expérimentales | 9 |
| 1.1 Le multi-détecteur <i>INDRA</i> | 9 |
| 1.1.1 Géométrie | 9 |
| 1.1.2 Les différents détecteurs | 10 |
| 1.1.2.1 Principe de détection | 10 |
| 1.1.2.2 Les modules de détection | 11 |
| 1.1.3 Identification des particules et des fragments | 13 |
| 1.1.3.1 Les méthodes d'identification à l'aide des détecteurs d' <i>INDRA</i> | 13 |
| 1.1.3.2 L'identification des particules d'intérêt | 14 |
| 1.2 Sélection des collisions centrales | 15 |
| 1.2.1 Sélection par la méthode des multiplicités | 15 |
| 1.2.2 Sélection par la méthode de l'énergie transverse | 16 |
| 1.2.3 Sélection par la méthode de l'angle de flot θ_{flow} | 17 |
| 1.2.4 Topologie des évènements sélectionnés par les différentes méthodes | 20 |
| 1.3 Les observables expérimentales et le choix du sélecteur des collisions centrales | 23 |
| 1.3.1 Le rapport d'isotropie en énergie cinétique R_E^{protons} des protons | 23 |
| 1.3.1.1 Expression analytique | 23 |
| 1.3.1.2 Effet de la méthode de sélection des collisions centrales | 25 |
| 1.3.2 Distribution de vitesses parallèles des <i>clusters</i> légers | 26 |
| 1.3.2.1 Effet de la sélection sur les distributions de vitesses parallèles des particules légères chargées | 27 |
| 1.3.2.2 Rapport isobarique R_3 | 28 |
| 1.3.3 Choix du sélecteur des collisions centrales | 29 |
| 1.4 Sélection des données expérimentales en collisions centrales | 29 |
| 1.4.1 Évolution du rapport d'isotropie en fonction de l'énergie du projectile et hiérarchie en masse | 29 |
| 1.4.2 Le rapport R_3 comme sonde du transport de l'isospin | 31 |
| 1.4.2.1 Impact des seuils d'identifications sur les distributions de vitesses parallèles | 31 |
| 1.4.2.2 Les rapports isobariques R_3 expérimentaux | 33 |
| 1.5 Conclusions | 34 |
| 2 Étude des collisions nucléon-nucléon dans des collisions centrales entre ions lourds | 35 |
| 2.1 L'interaction élémentaire nucléon-nucléon | 35 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.1.1 | L'interaction nucléon-nucléon | 35 |
| 2.1.2 | Les collisions nucléon-nucléon comme sonde de l'interaction | 37 |
| 2.2 | Simulation des collisions nucléon-nucléon | 37 |
| 2.2.1 | Génération des noyaux projectile et cible dans l'espace des impulsions P | 38 |
| 2.2.2 | Collisions nucléon-nucléon | 40 |
| 2.2.3 | Détermination du pourcentage de collisions $\%_{coll}$ | 43 |
| 2.3 | Extraction des sections efficaces de collisions nucléon-nucléon dans le milieu σ_{NN}^* | 47 |
| 2.3.1 | Le modèle <i>rows on rows</i> | 47 |
| 2.3.2 | Section efficace σ_{NN}^* dans le milieu | 49 |
| 2.3.3 | Libre parcours moyen λ_{NN}^* dans le milieu | 50 |
| 2.4 | Facteurs de réduction de la section efficace de collisions nucléon-nucléon dans le milieu σ_{NN}^* | 51 |
| 2.4.1 | Formulation phénoménologique de la section efficace de collisions nucléon-nucléon | 51 |
| 2.4.2 | Facteur de Pauli f_{Pauli} | 52 |
| 2.4.3 | Facteur nucléaire η | 55 |
| 2.5 | Conclusions | 57 |
| 3 | Étude du transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds | 61 |
| 3.1 | Transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds | 61 |
| 3.1.1 | L'inclusion du degré en isospin dans l'équation d'état de la matière nucléaire : aspects généraux | 62 |
| 3.1.2 | Les <i>clusters</i> légers comme traceurs de la diffusion d'isospin | 65 |
| 3.2 | Simulation de la coalescence des nucléons | 66 |
| 3.2.1 | Génération des <i>clusters</i> légers par coalescence | 67 |
| 3.2.2 | Propagation coulombienne des <i>clusters</i> dans l'espace des positions R | 68 |
| 3.2.3 | Obtention des distributions finales simulées | 70 |
| 3.2.3.1 | Comparaison des $\langle E \rangle$ des <i>clusters</i> étudiés avec une formulation existante | 70 |
| 3.2.3.2 | Construction des distributions finales | 72 |
| 3.3 | Comparaison entre les données simulées et expérimentales | 73 |
| 3.3.1 | Production de <i>clusters</i> dans le milieu : lien avec les propriétés de transport | 73 |
| 3.3.2 | Transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds | 79 |
| 3.3.2.1 | Cinématique de la production des tritons et des héliums-3 | 79 |
| 3.3.2.2 | Transport de l'isospin dans la simulation | 79 |
| 3.4 | Conclusions | 84 |
| 4 | Étude du transport de l'isospin à l'aide de modèles | 87 |
| 4.1 | Présentation des modèles utilisés | 87 |
| 4.1.1 | Le modèle <i>Hipse</i> | 88 |
| 4.1.2 | Le modèle <i>Elie</i> | 91 |
| 4.1.3 | Quelques mots sur <i>Simon</i> | 95 |
| 4.2 | Comparaison globale avec les données expérimentales | 96 |
| 4.2.1 | Multiplicités | 97 |
| 4.2.2 | Charges détectées | 98 |
| 4.2.3 | Angle de flot | 98 |
| 4.2.4 | Carte $Z - V_Z$ | 99 |
| 4.3 | Évènements centraux | 100 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.3.1 | Le paramètre d'impact | 101 |
| 4.3.2 | Méthode des multiplicités | 102 |
| 4.3.3 | Méthode de l'énergie transverse | 103 |
| 4.3.4 | Méthode de l'angle de flot | 104 |
| 4.3.5 | Sélection des événements centraux à l'aide du paramètre d'impact | 104 |
| 4.3.6 | Estimateur du paramètre d'impact | 106 |
| 4.4 | Rapports isobariques R_3 | 108 |
| 4.4.1 | Distributions de vitesses parallèles des <i>clusters</i> $A = 3$ | 109 |
| 4.4.2 | Etude du transport de l'isospin : rapport R_3^{norm} | 109 |
| 4.5 | L'apport de <i>FAZIA</i> pour les études sur l'isospin | 111 |
| 4.6 | Conclusions | 113 |
| 5 | FAZIA : un multi-détecteur de particules chargées de nouvelle génération | 115 |
| 5.1 | Motivations expérimentales pour le développement de <i>FAZIA</i> | 115 |
| 5.2 | Télescope et techniques d'identification de <i>FAZIA</i> | 116 |
| 5.3 | La phase de recherche et développement (R&D) des détecteurs | 118 |
| 5.4 | Le multi-détecteur <i>FAZIA</i> | 123 |
| 5.4.1 | L'unité de <i>FAZIA</i> : le bloc | 123 |
| 5.4.1.1 | La carte électronique frontale | 124 |
| 5.4.1.2 | Les cartes électroniques de « fond de panier » | 126 |
| 5.4.2 | Configuration multi-blocs <i>FAZIA</i> | 127 |
| 5.4.2.1 | La <i>regional-board</i> | 128 |
| 5.4.2.2 | Les logiciels de contrôle et commande, de visualisation et d'acquisition | 128 |
| 5.4.3 | Les performances de <i>FAZIA</i> | 129 |
| 5.5 | <i>Advanced Mass Identification (AMI)</i> : Étalonnage et identifications dans les télescopes de <i>FAZIA</i> | 133 |
| 5.5.1 | Formalisme de la collection de charge ou de lumière dans les détecteurs silicium ou iodure de césium | 133 |
| 5.5.2 | Mise en place de la méthode <i>AMI</i> | 135 |
| 5.5.3 | Corrélations entre les paramètres de la fonctionnelle | 137 |
| 5.6 | Le couplage des multi-détecteurs <i>INDRA</i> et <i>FAZIA</i> | 140 |
| 5.6.1 | Couplage mécanique | 140 |
| 5.6.2 | Couplage des acquisitions | 141 |
| 5.6.3 | Performances attendues | 142 |
| 5.7 | Conclusions | 143 |
| | Conclusions | 147 |
| | A Résultats relatifs à l'analyse des données expérimentales | 153 |
| | B Données relatives à l'étude des collisions nucléon-nucléon | 157 |
| | C Simulation des collisions nucléon-nucléon | 161 |
| C.1 | Du référentiel du laboratoire au centre de masse de la réaction nucléaire | 161 |
| C.2 | Réalisation des collisions nucléon-nucléon | 162 |
| C.2.1 | Passage dans le référentiel du centre de masse des nucléons | 162 |
| C.2.2 | Traitement de la collision nucléon-nucléon | 163 |

| | | |
|----------|---|------------|
| C.2.3 | Retour dans le référentiel du centre de masse des noyaux et vérification du principe d'exclusion de Pauli | 164 |
| D | Simulation de la coalescence de nucléons | 167 |
| D.1 | Champ électrique créé par la source | 167 |
| D.2 | Potentiel électrostatique créé par la source | 168 |
| D.3 | Force électrostatique créée par la source sur le <i>cluster</i> | 168 |
| D.4 | Équations de la propagation du <i>cluster</i> | 169 |
| | Bibliographie | 171 |

Introduction

Introduction

La matière nucléaire

Les études menées sur le noyau atomique ont montré que la densité de matière à l'intérieur d'un noyau était plus ou moins constante, ceci étant dû aux propriétés de saturation de l'interaction entre les nucléons. Ces observations ont conduit à définir un système idéalisé de taille infinie pour décrire les noyaux : la matière nucléaire. Cette matière est constituée de protons et de neutrons en interaction, dans laquelle l'interaction coulombienne et les effets de surface (effets de taille finie) sont absents. Elle constitue un système générique pour la description théorique d'un système de fermions en interaction. Malgré son caractère idéalisé, la matière nucléaire est un pré-requis pour toute description théorique des noyaux comme un élément de matière nucléaire de taille finie.

Dans le cadre de la limite thermodynamique, la matière nucléaire peut être décrite à l'aide de son équation d'état, qui permet alors de faire le lien entre les grandeurs intensives qui caractérisent un système donné (pression, température, ...) et les grandeurs extensives (volume, nombre de constituants, ...). Sa formulation est basée sur l'utilisation d'une interaction entre les nucléons, permettant de construire le diagramme des phases de la matière nucléaire. Un exemple de ce diagramme est présenté sur la figure 1, sur lequel apparaissent les points et zones caractéristiques comme par exemple : les transitions de phases, les points critiques ou encore les zones d'instabilités.

L'équation d'état de la matière nucléaire peut être formulée comme la somme de deux composantes telle que :

$$e(\rho, \delta) = e_{is}(\rho) + e_{iv}(\rho, \delta) \quad (1)$$

où e_{is} est la composante *isoscalaire* qui ne dépend que de la densité nucléonique $\rho = \rho_p + \rho_n$ (où ρ_p est la densité de protons et ρ_n celle de neutrons) et e_{iv} est la composante *isovectorielle* dépendant de la densité ρ , mais également de l'asymétrie en isospin $\delta = \frac{\rho_p - \rho_n}{\rho}$. Le premier terme (*isoscalaire*) correspond à la matière nucléaire symétrique ($\delta = 0$) dans laquelle le nombre de protons et de neutrons est équivalent ($N = Z$), tandis que le second (*isovectoriel*) correspond quant à lui à la matière nucléaire asymétrique dans laquelle le nombre de protons et de neutrons peut être très différent ($N \gg Z$ ou $N \ll Z$).

Si les valeurs récentes [1] des quantités (point de saturation, courbure) caractérisant l'équation d'état de la matière nucléaire symétrique montrent qu'elles sont aujourd'hui bien connues près de la densité de saturation, ce n'est pas le cas dans le cas de la matière asymétrique (énergie de symétrie).

Il est donc naturel qu'aujourd'hui l'intérêt se porte majoritairement sur la description de la matière nucléaire asymétrique, cette dernière présentant en effet un intérêt majeur dans la description des objets astrophysiques, notamment dans le cadre de l'explosion des supernovae et de la formation et la structure des étoiles à neutrons.

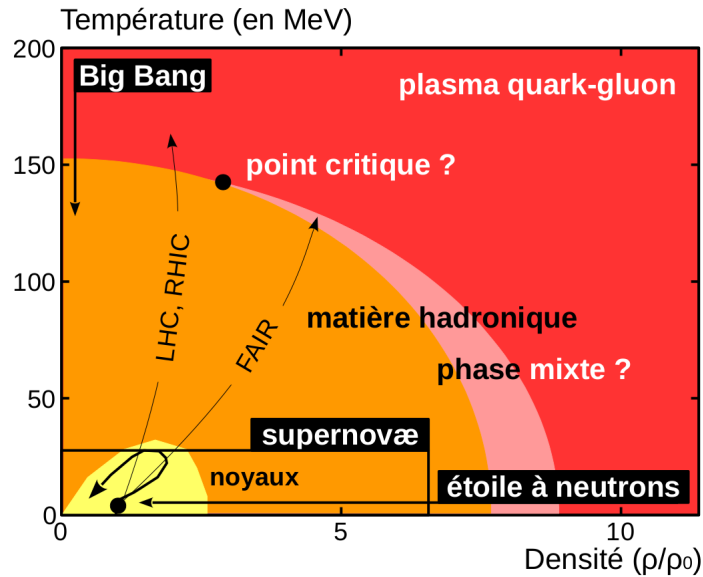


FIGURE 1 – Diagramme des phases de la matière nucléaire dans le plan Densité-Température. Les zones et points caractéristiques y sont indiqués. La zone de recherche accessible par collisions d’ions lourds auprès d’installations comme le *GANIL* ou le *LNS* se situe à faibles densité et température (zone jaune). Les zones accessibles à l’aide d’installations à plus haute énergie comme *FAIR* ou le *LHC* sont également indiquées.

Les propriétés de transport de la matière nucléaire

Les propriétés de transport de la matière nucléaire contribuent à la détermination de l’équation d’état par l’intermédiaire des propriétés dans le milieu de l’interaction nucléaire. Elles constituent un ingrédient fondamental pour les modèles microscopiques. De plus, elles permettent d’apporter des contraintes sur la description de la dynamique de l’effondrement des supernovae, ainsi que la description de la structure des futures étoiles à neutrons. Particulièrement, le transport de l’isospin est aussi un moyen d’étudier la composante *isovectorielle* de l’équation d’état de la matière nucléaire. Ces propriétés peuvent être étudiées à l’aide des collisions d’ions lourds, en regardant notamment les phénomènes de dissipation en énergie (pouvoir d’arrêt de la matière nucléaire) et en isospin (composition en protons et en neutrons des produits de réaction).

Dans le domaine correspondant à l’énergie de Fermi, les caractéristiques des propriétés de transport reflètent l’action réciproque entre le champ moyen (décrit par les degrés de liberté nucléaires) et les effets individuels des constituants (décrit par les degrés de liberté nucléoniques) [2, 3]. Celles-ci conditionnent également la mise en place de processus de grandes amplitudes (compression, expansion, déformation, ...) et agissent sur la dynamique des mécanismes de réaction. Pour citer quelques exemples : émission au col, fission, diffusion profondément inélastique, évaporation ou encore multi-fragmentation.

Les collisions d’ions lourds

Afin d’explorer le diagramme des phases construit à partir de l’équation d’état de la matière nucléaire, il apparaît nécessaire de pouvoir soumettre le système étudié à différentes conditions de température, d’isospin et de densité. L’unique solution disponible en laboratoire terrestre pour en-

treprendre ce genre d'étude est la réalisation de collisions d'ions lourds, dans lesquelles le choix du projectile, de la cible et de l'énergie de bombardement permettent de soumettre la matière nucléaire aux différentes conditions mentionnées ci-dessus. Ces collisions amènent le système loin de son état d'équilibre (proche des conditions observables dans les processus astrophysiques) par le transfert d'énergie entre le projectile et la cible, ainsi que par le recouvrement des noyaux, produisant alors des systèmes nucléaires excités et comprimés. Ceux-ci cherchent alors à retrouver un état énergétique stable et différents processus de désexcitation peuvent alors être étudiés : évaporation, fission, multi-fragmentation ou vaporisation.

Ces différents processus sont notamment dépendant d'un paramètre crucial : le paramètre d'impact. Ce dernier correspond à la distance transverse reliant les centres des deux noyaux et gouverne ainsi le recouvrement entre ceux-ci. Il est nécessaire d'utiliser des modèles phénoménologiques ou théoriques dans lesquels l'accès au paramètre d'impact est possible, afin de les comparer aux données expérimentales.

Les multi-détecteurs

Pour étudier les processus que nous venons de mentionner, il est nécessaire de pouvoir détecter la quasi-totalité des produits de la réaction, afin de conserver le maximum d'information. C'est l'objectif recherché dans l'utilisation de multi-détecteur, couramment appelé détecteur 4π , car couvrant une grande partie de l'angle solide. Le multi-détecteur *INDRA* a été développé dans ce contexte. Construit au début des années 1990, ce multi-détecteur permet de détecter les particules chargées sur une grande gamme en énergie et sur un angle solide représentant 85–90 % de 4π . Il est en fonction depuis 1993 et est installé sur l'aire expérimentale D5 au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (*GANIL*) à Caen. Il a permis de constituer une base de données expérimentales unique, couvrant une très large gamme en terme de taille totale de systèmes (de $A_{\text{tot}} = 72$ à 394), d'énergie de bombardement (de 8 à 1800 MeV/nucléon) et d'isospin. L'intérêt de tels détecteurs réside également dans leur importante segmentation (336 modules de détections pour *INDRA*), permettant une bonne résolution angulaire et donc une bonne reconstruction des caractéristiques cinématiques des produits détectés.

D'autres multi-détecteurs 4π existent, nous pouvons par exemple citer *CHIMERA* installé au *Laboratori Nazionali del Sud (LNS)* à Catane en Italie. Ce dernier, plus récent qu'*INDRA*, est quant à lui composé de plus de 1000 modules de détection.

Description de l'étude menée

Ce manuscrit est composé de cinq chapitres présentant des études sur les propriétés de transport et d'équilibration de la matière nucléaire autour de l'énergie de Fermi, ainsi que les aspects expérimentaux abordés au cours de ces trois ans.

Le travail présenté ici s'intéresse aux collisions centrales d'ions lourds, pour lesquelles le taux de recouvrement entre les noyaux projectile et cible est maximal. Celles-ci représentent ainsi une sonde expérimentale de premier choix pour évaluer le degré maximal d'équilibration obtenu dans les collisions sélectionnées. Nous nous intéresserons plus particulièrement au pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire (dissipation en énergie, chapitre 2) ainsi qu'à l'équilibration en isospin atteinte dans les collisions centrales autour de l'énergie de Fermi (chapitre 3). Nous présenterons dans ce contexte des simulations originales permettant d'évaluer le degré d'équilibration en terme d'énergie et d'isospin. Nous utiliserons également des modèles plus complets (générateurs d'évènements *Hipse* et *Elie*, chapitre 4) pour compléter l'étude.

Dans le chapitre 1, après avoir présenté le multi-détecteur *INDRA*, nous nous intéresserons aux analyses des données expérimentales menées pour la sélection des collisions centrales. Nous présenterons également les observables expérimentales utilisées dans la suite du manuscrit et étudierons la robustesse de ces dernières vis-à-vis de la méthode de sélection, afin de choisir celle présentant le biais minimum.

Le chapitre 2 est quant à lui centré sur la dissipation en énergie et le pouvoir d'arrêt dans la matière nucléaire. Après avoir présenté l'interaction nucléaire, nous nous intéresserons au modèle de collisions nucléon-nucléon développé dans le cadre de cette étude. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus au regard des propriétés de transport des nucléons dans la matière nucléaire, notamment concernant l'impact de la nature fermionique et de l'environnement nucléaire sur les nucléons impliqués dans la collision.

Le chapitre 3 traite du transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds. Nous présenterons dans un premier temps comment l'équation d'état de la matière nucléaire s'exprime en incluant le degré de liberté en isospin. Le modèle de coalescence mis en place pour étudier le transport de l'isospin à l'aide des rapports isobariques des *clusters* légers $A = 3$ sera ensuite présenté. Pour terminer ce chapitre nous observerons les conclusions que nous pouvons formuler quant à la production des *clusters* en collisions centrales, puis présenterons les résultats concernant le transport de l'isospin et son éventuelle équilibration.

Le chapitre 4 est centré sur l'utilisation de modèles plus complets (des générateurs d'évènements). Après avoir présenté les modèles *Hipse* et *Elie*, nous reviendrons sur la méthode de sélection des collisions centrales abordée au chapitre 1 grâce à la possibilité d'accéder dans ces modèles au paramètre d'impact de la collision. Nous nous intéresserons ensuite aux résultats obtenus à l'aide de ces modèles concernant le transport de l'isospin dans les collisions centrales, mais également en relaxant cette condition de centralité. La fin de ce chapitre nous permettra de montrer comment le multi-détecteur *FAZIA* peut apporter une information supplémentaire par rapport à *INDRA*, notamment au regard des performances d'identification des produits de la réaction.

Pour terminer, le chapitre 5 est dédié à la présentation du multi-détecteur *FAZIA*. Nous présenterons dans un premier temps les motivations ayant conduit au développement de *FAZIA*, puis nous continuerons en détaillant la phase de recherche et développement des détecteurs. Nous présenterons ensuite le multi-détecteur *FAZIA* et sa grande modularité grâce à sa structure sous forme de blocs, ainsi que ses performances mesurées lors des expériences de la phase de validation. Enfin, nous terminerons par la présentation de la méthode *AMI* qui permet de réaliser la calibration des détecteurs et l'identification des produits de la réaction en même temps, avant de présenter le couplage des multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA* constituant la phase démonstrateur de ce dernier, en vue du programme expérimental prévu au *GANIL* dans les années à venir.

Étude des propriétés de transport et
d'équilibration de la matière nucléaire
dans le domaine de l'énergie de Fermi

Chapitre 1

Analyse des données expérimentales acquises à l'aide du multi-détecteur *INDRA*

Ce chapitre présente les données expérimentales qui seront utilisées dans ce travail de thèse et qui ont été acquises à l'aide du multi-détecteur *INDRA* [4]. Ces données ont été collectées depuis la mise en service d'*INDRA* en 1993, ce qui a permis de constituer une base de données extrêmement importante et unique comprenant plus d'une quarantaine de systèmes couvrant un domaine en masse de 70 à 400 uma⁵ et en énergie de 8 à 150 MeV/nucléon. Elle sera utilisée dans la suite du travail présenté dans ce manuscrit (cf. chapitres 2, 3 et 4).

Nous allons dans ce chapitre présenter dans un premier temps le multi-détecteur *INDRA* et ses principales caractéristiques. Nous nous intéresserons ensuite aux différentes méthodes possibles pour sélectionner les événements centraux (critère de multiplicité, d'énergie transverse ou d'angle de flot); et expliquerons pourquoi notre choix s'est porté sur le critère de multiplicité. Enfin, nous présenterons les observables expérimentales que nous allons utiliser dans la suite du travail effectué dans ce manuscrit, à savoir le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons R_E^{protons} pour l'étude des collisions nucléon-nucléon (cf. chapitre 2) et les distributions de vitesses parallèles v_{\parallel} (cf. chapitre 3).

1.1 Le multi-détecteur *INDRA*

Le détecteur de particules chargées *INDRA*⁶ a été conçu dans le but d'étudier les collisions entre ions lourds sur cible fixe autour de l'énergie de Fermi (régime d'énergie qualifié d'intermédiaire). *INDRA* a largement été décrit et présenté dans nombre d'articles et de thèses [5, 6, 7, 8, 9] dont nous donnons ici quelques références. Nous présentons de manière succincte dans cette partie la géométrie de ce dernier, ainsi que les détecteurs qui le composent.

1.1.1 Géométrie

Dans le but de gagner le maximum d'information, il est nécessaire de détecter la quasi-totalité des produits de la réaction entre le projectile et la cible; c'est pour cela que *INDRA* (cf. figure 1.1) possède une géométrie de révolution cylindrique autour de l'axe du faisceau et qu'il est constitué

5. uma = unité de masse atomique : 1 uma = 931,5 MeV/c²

6. Identification des Noyaux et Détection à Résolution Accrue.

d'un grand nombre de modules de détection (336 modules). Ceci permet au détecteur de couvrir entre 85 et 90 % de 4π . *INDRA* est composé de 17 couronnes et chacune de ces couronnes est

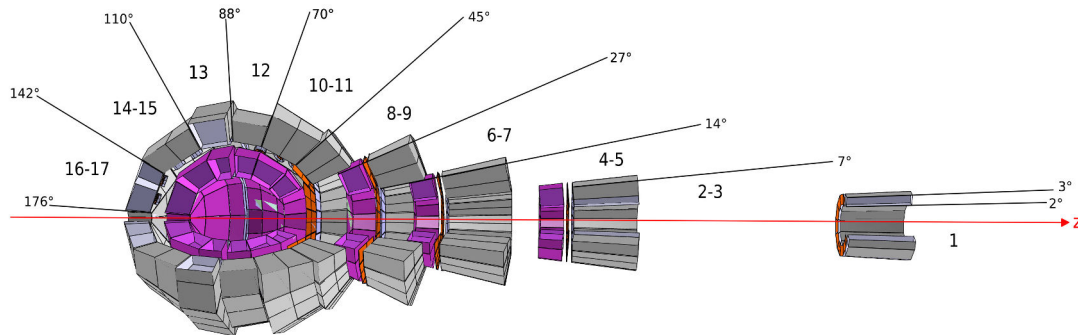


FIGURE 1.1 – Représentation de la géométrie du multi-détecteur *INDRA* et de ses 17 couronnes. Le faisceau entre dans le détecteur par la gauche (couronne 17), interagit avec la cible située entre les couronnes 12 et 13 et sort par la droite (couronne 1). L'axe Oz représente l'axe du faisceau.

composée d'un certain nombre (entre 8 et 24) de modules de détection permettant l'identification en charge (Z) (et en masse A pour les Z légers jusqu'au béryllium) des produits chargés de la collision. Le tableau 1.1 présente les principales caractéristiques du détecteur, ainsi que la composition des modules de détection qui seront présentés dans la partie suivante. Nous remarquons cependant que trois zones angulaires relativement importantes ne sont pas pourvues de détecteurs ; ces dernières sont :

- la zone pour laquelle $0^\circ < \theta < 2^\circ$ correspondant à l'endroit par lequel sort le faisceau n'ayant pas interagi avec la cible.
- la zone pour laquelle $176^\circ < \theta < 180^\circ$ correspondant à la zone d'entrée du faisceau.
- la zone pour laquelle $88^\circ < \theta < 92^\circ$ entre les couronnes 12 et 13 qui correspond à l'emplacement du porte-cible.

Notons également qu'il existe huit télescopes additionnels, composés d'un silicium mince ($75 \mu\text{m}$) et d'un silicium épais ($3000 \mu\text{m}$) appelés étalons. Ces derniers sont placés sur un module $\text{ChIo}-\text{CsI(Tl)}$ des couronnes 10 à 17 afin de calibrer les CsI(Tl) de manière précise.

1.1.2 Les différents détecteurs

Le multi-détecteur *INDRA* est composé de 336 modules de détection, disposés en télescopes de 2 ou 3 étages (cf. tableau 1.1). Nous présentons dans cette partie le principe de détection des particules chargées qui est utilisé pour l'identification des produits de la réaction, ainsi que les différents détecteurs et les caractéristiques importantes qui y sont associées.

1.1.2.1 Principe de détection

Lors de la collision entre le projectile et la cible, les produits de la réaction vont être identifiés à l'aide des différents détecteurs composant les télescopes des modules d'*INDRA*. Les produits chargés vont interagir principalement avec les électrons du milieu par interaction coulombienne et ainsi ioniser ce dernier. Ils vont alors perdre leur énergie en fonction de leur parcours dans le milieu

| N° couronne | θ_{\min} (°) | θ_{\max} (°) | Nombre de télescopes | Type des télescopes |
|-------------|---------------------|---------------------|----------------------|---------------------|
| 1 | 2 | 2,9 | 12 | Si – CsI(Tl) |
| 2 | 3 | 4,1 | 12 | |
| 3 | 4,5 | 6,4 | 24 | |
| 4 | 7 | 9,4 | 24 | |
| 5 | 10 | 13,4 | 24 | ChIo – Si – CsI(Tl) |
| 6 | 14 | 19,4 | 24 | |
| 7 | 20 | 26 | 24 | |
| 8 | 27 | 34 | 24 | |
| 9 | 35 | 44 | 24 | |
| 10 | 45 | 56 | 24 | |
| 11 | 57 | 69 | 24 | |
| 12 | 70 | 88 | 24 | |
| 13 | 92 | 109 | 24 | ChIo – CsI(Tl) |
| 14 | 110 | 125 | 16 | |
| 15 | 126 | 141 | 16 | |
| 16 | 142 | 156 | 8 | |
| 17 | 157 | 176 | 8 | |

TABLE 1.1 – Tableau regroupant les informations géométriques du détecteur *INDRA*, ainsi que le nombre d’arrangement en télescopes des modules pour chacune des couronnes. Il est à noter que pour les trois premières campagnes de mesures (avant 2001), la première couronne était constituée de *phoswichs*, dont la résolution en énergie était moins bonne qu’actuellement avec les Si – CsI(Tl).

et cette perte est donnée par la relation bien connue de BETHE-BLOCH [10, 11], qui s’écrit sous sa forme la plus générale :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi(\hbar c\alpha)^2 n_e AZ^2}{m_e c^2 E} \times \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{\langle I \rangle} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (1.1)$$

où m_e est la masse de l’électron, c est la vitesse de la lumière dans le vide, v est la vitesse de la particule incidente, $\beta = v/c$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ sont les facteurs relativistes, $\hbar = h/2\pi$ est la constante de PLANCK réduite, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ est la constante de structure fine, $n_e = \frac{\rho \mathcal{N}_A Z_m}{A_m}$ est la densité électronique du milieu (avec ρ sa densité, Z_m son numéro atomique, A_m son nombre de masse et \mathcal{N}_A le nombre d’Avogadro) et $\langle I \rangle$ est le potentiel moyen d’ionisation des atomes du milieu. Z est la charge de la particule incidente, A son nombre de masse et E son énergie. Enfin, δ et C sont respectivement des paramètres correctifs concernant des effets de densité et de couches électroniques. Connaissant ainsi la perte d’énergie ΔE dans un premier détecteur et l’énergie résiduelle E_r dans le détecteur où la particule s’est arrêtée, nous pouvons remonter à la charge Z et la masse A de cette dernière. Cette méthode est appelé $E - \Delta E$ et sera présentée dans la suite.

1.1.2.2 Les modules de détection

Comme indiqué dans le tableau 1.1, les modules de détection d’*INDRA* sont composés de télescopes à 2 ou 3 étages de détection. Nous présentons ici chaque étage de détection ainsi que les

informations primaires (charge, courant) qui sont récupérées.

Les chambres d'ionisation : ChIo

Une chambre d'ionisation est un détecteur gazeux, dans lequel le gaz sert de milieu de détection. Lorsqu'une particule incidente traverse ce détecteur, elle ionise le gaz le long de sa trajectoire créant ainsi des paires électron-ion et ion-ion. Le champ électrique appliqué entraîne alors la dérive des ions et des électrons qui sont collectés sur les deux électrodes (anode et cathode) créant ainsi un signal de courant. L'amplitude du signal électrique généré est directement proportionnelle à l'énergie déposée par la particule incidente (fonctionnement en mode compteur proportionnel).

L'avantage d'un tel détecteur réside dans la faible densité du milieu de détection, ce qui permet aux fragments lourds et lents de le traverser ; ceci abaisse considérablement les seuils de détection qui sont ainsi de l'ordre de 1 MeV/nucléon. Cependant, les désavantages d'un tel détecteur sont sa faible résolution en énergie (de l'ordre de 5 à 10 %), ainsi qu'une mauvaise résolution temporelle de l'ordre de la microseconde, empêchant ainsi une prise de temps précise.

Les ChIos d'*INDRA* ont une épaisseur de 5 cm, sont entourées de deux feuilles de mylar de $2,5 \mu\text{m}$ jouant le rôle de cathode et d'anode. Elles sont remplies d'octafluoropropane (C_3F_8) à une pression de 50 mbar pour les couronnes 2 à 5 et 30 mbar pour les couronnes 6 à 17. Elles sont polarisées sous une tension de +300 V.

Les siliciums : Si

Un détecteur silicium est un cristal semi-conducteur, dans lequel le passage d'une particule incidente va créer des paires électron-trou dans la zone déplétée à l'aide d'un champ électrique de polarisation. Le champ externe va permettre de faire dériver les électrons et les trous dans des directions opposées et ainsi de les collecter sur les électrodes. La réponse du silicium étant linéaire, nous avons une relation de proportionnalité entre l'énergie déposée par la particule incidente et le signal collecté.

L'avantage d'un détecteur silicium est sa bonne résolution en énergie (de l'ordre de 1 %). De plus, sa densité importante lui permet d'arrêter des particules assez énergétiques. Cependant, il est important de porter attention au fait que pour les fragments dont le Z est grand, une partie de l'énergie peut être perdue à cause du défaut d'ionisation (*Pulse Height Defect : PHD* [12]), qui correspond à l'écrantage local du champ électrique externe dû à l'importante quantité d'électrons créée au niveau du pic de BRAGG. Enfin, il faut également mentionner ici que le traitement du signal effectué après le détecteur peut impacter l'information récupérée quant à l'énergie à cause de l'effet balistique (le filtrage du signal de charge peut rater une partie du signal électrique parfois long). Ces effets sont normalement corrigés lors de l'étalonnage des siliciums.

Les siliciums d'*INDRA* ont une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ pour les couronnes 1 à 3, 8 et 9 ; et $150 \mu\text{m}$ pour les couronnes 4 à 7. Ils sont alimentés en polarisation directe et la tension d'alimentation est appliquée afin d'atteindre la déplétion nominale de chacun des détecteurs.

Les scintillateurs à l'iodure de césium : CsI

Les scintillateurs d'*INDRA* sont des cristaux d'iodure de césium dopés au thallium $\text{CsI}(\text{Tl})$, dans lequel le passage de la particule incidente va exciter le réseau cristallin ainsi que les impuretés (ici le thallium), qui en se désexcitant vont émettre de la lumière (principalement dans l'ultra-violet). Le signal lumineux est alors guidé vers un photomultiplicateur qui convertit ce dernier en un signal électrique.

Les CsI(Tl) d'*INDRA* sont dopés avec une concentration de thallium comprise entre 200 et 2000 ppm et leurs épaisseurs varient entre 14 cm pour les couronnes 1 à 5, 10 cm entre les couronnes 6 et 13 et 5 cm pour les couronnes 14 à 17. L'épaisseur de ces derniers permet d'arrêter des protons de haute énergie (230 MeV pour les CsI(Tl) des couronnes 2 à 5 ; 130 MeV pour ceux des couronnes 14 à 17).

La figure 1.2 présente un exemple des télescopes des couronnes 2 à 9, sur laquelle nous retrouvons les trois étages de détection présentés ci-dessus. Nous pouvons remarquer qu'une chambre d'ionisation est partagée entre quatre siliciums et 4 cristaux d'iodures de césium. Cette géométrie particulière nécessite un traitement spécifique appelé cohérence, qui permet par reconstruction du signal dans la chambre d'ionisation de repérer les éventuels doubles comptages dans cette dernière.

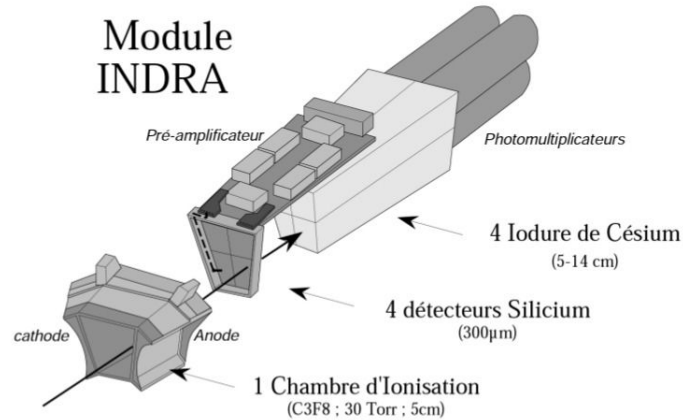


FIGURE 1.2 – Exemple d'un module du multi-détecteur *INDRA*, installé dans les couronnes 2 à 9 — Ce module est un télescope à trois étages de détection ChIo-Si-CsI(Tl).

1.1.3 Identification des particules et des fragments

1.1.3.1 Les méthodes d'identification à l'aide des détecteurs d'*INDRA*

L'identification des particules et des fragments en charge Z (et en masse A pour les Z légers) produits lors de la collision d'ions lourds est réalisée à l'aide de deux méthodes :

1. les matrices $E - \Delta E$ entre les étages de détections "ChIo-Si", "ChIo-CsI(Tl)" ou "Si-CsI(Tl)"
2. les matrices Rapide — Lente ($R - L$) dans le CsI(Tl)

Les matrices $E - \Delta E$

Au premier ordre et pour des vitesses non relativistes, la relation (1.1) vu précédemment conduit à une relation de proportionnalité bien connue entre la perte d'énergie par unité de longueur (pouvoir d'arrêt) et les caractéristiques primordiales de la particule :

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{A_i Z_i^2}{E_i} \quad (1.2)$$

où ici A_i , Z_i et E_i sont respectivement le nombre de masse, de charge et l'énergie de la particule incidente.

Nous remarquons bien à l'aide de la relation (1.2) que la signature de chaque particule à mesure qu'elle traverse la matière lui est propre et c'est cette propriété que nous utilisons dans le cadre des matrices $E - \Delta E$, où ici :

$$\Delta E = \int_0^e \left(\frac{dE}{dx} \right) dx \quad (1.3)$$

avec e l'épaisseur de la matière traversée.

Ces matrices $E - \Delta E$ sont une représentation bi-dimensionnelle de la perte d'énergie de la particule ou du fragment entre deux étages de détection successif. Ainsi, la quantité ΔE représente la perte d'énergie dans le premier étage de détection et E représente l'énergie résiduelle de la particule perdue dans le second étage de détection. En traçant l'évolution de ΔE en fonction de E , nous obtenons des matrices sur lesquelles apparaissent des hyperboles différentes (lignes de Z) pour chaque couple (Z, A) donné (ceci découle directement de la relation (1.2)). Nous sommes alors en mesure d'identifier en charge (et en masse pour les Z légers) les produits de la réaction, étant donné que la magnitude des hyperboles est proportionnelle à AZ^2 suivant l'équation 1.2.

Les matrices CsI(Tl) R – L

La lumière émise par un cristal de CsI(Tl) après le passage (ou l'arrêt) dans ce dernier d'une particule ou d'un fragment est la somme de deux composantes lumineuses : une lente et une rapide. L'évolution de l'intensité lumineuse totale peut donc s'écrire comme une somme de deux termes telle que :

$$I(t) = I_R \exp(-t/\tau_R) + I_L \exp(-t/\tau_L) \quad (1.4)$$

où I_R (resp. I_L) est l'intensité lumineuse associée à la composante rapide (resp. lente) du signal ; et τ_R (resp. τ_L) est la constante de temps⁷ de la composante rapide (resp. lente). Nous définissons alors deux fenêtres temporelles : l'une rapide notée R et l'autre lente notée L. Ces dernières se suivent mais ne se recouvrent pas : ainsi, les composantes R et L portent des informations quant à l'énergie et la nature du produit. Les intégrales correspondantes $I_{R,L}$ porte une information sur l'énergie déposée, tandis que le rapport I_R/I_L renseigne lui sur la charge et la masse du produit de la réaction.

Les matrices R – L dans le CsI(Tl) sont donc une représentation bi-dimensionnelle, où nous regardons l'évolution de la composante rapide R en fonction de la composante lente L du signal lumineux. Les particules et les fragments se placent alors sur des courbes, ce qui permet leur identification en charge jusqu'à $Z = 4$ et en masse jusqu'à $A \approx 10$ (des exemples sont donnés dans le chapitre 5).

1.1.3.2 L'identification des particules d'intérêt

Le travail présenté dans la suite est principalement axé sur les *clusters* légers, c'est à dire les deutons, tritons, héliums-3 et les α . Nous nous intéressons ici à comment sont identifiés ces particules et *clusters*, ainsi qu'aux seuils de détection qui y sont associés.

Les particules et *clusters* légers sont principalement identifiés dans le dernier étage des télescopes, c'est-à-dire les CsI(Tl), à l'aide des matrices rapide-lente présentées ci-avant. Nous présentons sur la figure 1.3⁸ les seuils de détection calculés à l'aide de l'environnement logiciel KALI-VEDA [15] développé par la collaboration INDRA, sur la base des tables de perte d'énergie des références [16, 17, 18, 19].

7. Valeurs habituelles des constantes : $\tau_R \approx 500$ ns & $\tau_L \approx 5$ μ s [13, 14].

8. Le tableau A.1 de l'annexe A donne des valeurs numériques pour les différents seuils.

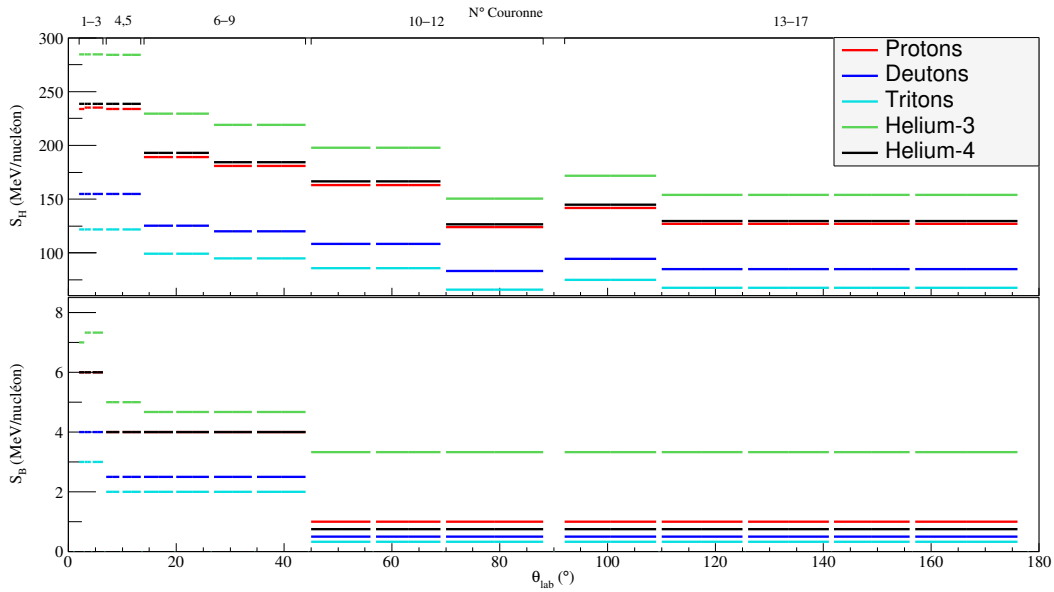


FIGURE 1.3 – Figure présentant les seuils bas S_B et haut S_H en MeV/nucléon pour les particules et *cluster* légers ($A \leq 4$).

Sur cette figure sont présentés les seuils bas S_B correspond à l'énergie que doit avoir la particule ou le *cluster* pour passer le(les) premier(s) étage(s) de détection tandis que le seuil haut S_H correspond à l'énergie maximale que la particule ou le *cluster* doit avoir pour ne pas « s'échapper » du détecteur.

Dans la suite, nous allons présenter les analyses effectuées sur les données expérimentales. Dans un premier temps, nous présentons différentes méthodes de sélection possible concernant les collisions centrales. Nous nous intéresserons ensuite à l'observable utilisée en lien avec les collisions nucléon-nucléon : le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons R_E^{protons} (cf. chapitre 2). Enfin nous nous intéresserons aux distributions de vitesses des *clusters* légers (^2H , ^3H , ^3He et ^4He) qui sont utilisées dans la partie traitant de la coalescence (cf. chapitre 3).

1.2 Sélection des collisions centrales

Il existe différentes méthodes permettant de sélectionner les événements centraux de collisions entre ions lourds, possiblement les collisions les plus dissipatives. Nous étudions dans cette partie trois méthodes usuelles, basées sur une combinaison de variables statiques et cinématiques.

Dans un premier temps, nous étudierons la sélection basée sur un critère de multiplicité, puis la méthode utilisant l'énergie transverse et terminerons par la méthode de l'angle de flot.

1.2.1 Sélection par la méthode des multiplicités

La sélection par la méthode des multiplicités [20, 2] couple ici une variable cinématique et une variable statique. La variable statique utilisée est la multiplicité de l'évènement M (nombre total de produits chargés détectés après la réaction) et la variable cinématique est le rapport d'isotropie en énergie cinétique dans le référentiel du centre de masse des produits de la réaction R_E^{prod} défini

comme :

$$R_E^{\text{prod}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^M E_{\perp,i}^*}{\sum_{i=1}^M E_{\parallel,i}^*} \quad (1.5)$$

où M est la multiplicité des produits chargés de la réaction, $E_{\perp,i}^*$ est l'énergie dans le plan perpendiculaire et $E_{\parallel,i}^*$ est l'énergie dirigée selon l'axe du faisceau (Oz) de la particule (du fragment) i détectée. Cette observable est directement corrélée au pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire.

La méthode consiste ici à calculer pour chaque évènement le rapport d'isotropie R_E^{prod} et à tracer la corrélation entre ce dernier et la multiplicité M de l'évènement. Après avoir calculé la moyenne du rapport d'isotropie R_E^{prod} pour le canal (*bin*) de multiplicité M , chaque valeur de R_E^{prod} est repondérée suivant le nombre d'évènements de multiplicité M afin de s'affranchir des effets statistiques dus aux variations du nombre d'évènements par *bin* de multiplicité [2].

La figure 1.4a présente la corrélation entre la multiplicité de l'évènement et la valeur du rapport d'isotropie. Les multiplicités de coupure sont alors choisies pour la zone où le rapport d'isotropie sature et ce sont les évènements dont la multiplicité est comprise entre ces bornes qui sont considérées comme centraux. La figure 1.4b présente la distribution de multiplicité totale ainsi que la zone sélectionnée en multiplicité, toutes deux normalisées à la section efficace détectée. Le tableau 1.2 regroupe les informations concernant les sections efficaces théorique, détectée et sélectionnée dans le cadre de la sélection des évènements centraux avec la méthode des multiplicités.

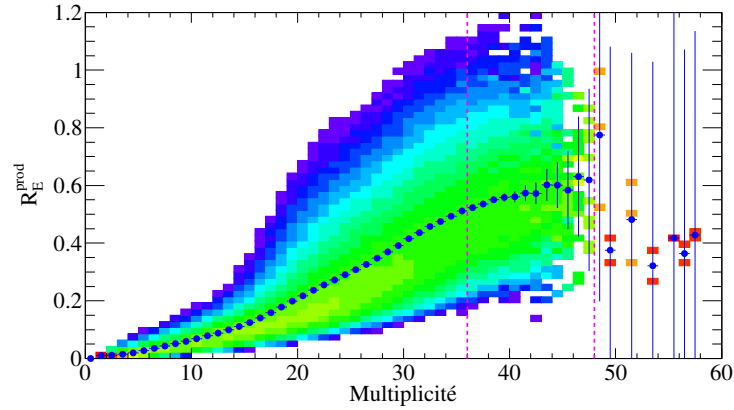
1.2.2 Sélection par la méthode de l'énergie transverse

La sélection par cette méthode utilise la variable cinématique énergie transverse [21] calculée comme la somme des énergies transverses des particules légères chargées (*light charged particles* : *lcp*) définies comme les particules satisfaisant $0 < Z \leq 2$. Elle est notée E_{t12} et est calculée comme suit pour chaque évènement dans le référentiel du centre de masse de la réaction :

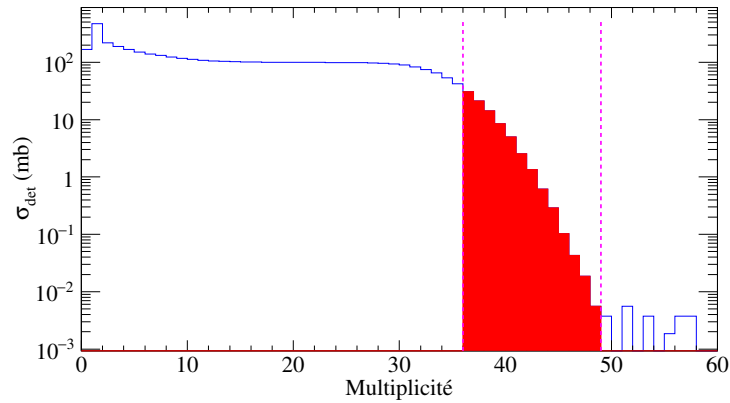
$$E_{t12} = \sum_{i=1}^{M_{lcp}} E_{\perp,i}^* = \sum_{i=1}^{M_{lcp}} E_i^* \cdot \sin^2(\theta_i^*) \quad (1.6)$$

où M_{lcp} est la multiplicité de *lcp* de l'évènement, E_i^* et θ_i^* sont respectivement l'énergie cinétique et l'angle de détection de la particule i dans le centre de masse. Cette observable quantifie la dissipation cinématique de la collision.

La méthode consiste alors à calculer pour chaque évènement l'énergie transverse des *lcp* et à ne sélectionner à la fin qu'un pourcentage donné de cette énergie transverse. Étant donné que nous nous intéressons ici aux collisions centrales (les plus dissipatives), nous sélectionnons 2 % de l'énergie transverse totale correspondant aux évènements ayant les énergies transverses les plus grandes, qui doivent être associées aux paramètres d'impact les plus petits. La figure 1.5a présente l'énergie transverse totale ainsi que la sélection de 2 % des plus grandes énergies. L'énergie transverse est ici normalisée à l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction E_{disp} . La figure 1.5b présente quant à elle la distribution de multiplicité totale et la distribution de multiplicité sélectionnée. Nous pouvons remarquer que la sélection à l'aide de l'énergie transverse ne conduit pas à la sélection de la même région en multiplicité, qui est plus étroite dans le cadre de la sélection en multiplicité (cf. figure 1.4b). Le tableau 1.2 regroupe les informations concernant les sections efficaces théorique, détectée et sélectionnée pour la sélection des évènements centraux à l'aide de la méthode de l'énergie transverse. Nous remarquons d'ailleurs que la « quantité » de section efficace qui est sélectionnée à l'aide de la méthode de l'énergie transverse est sensiblement la même que celle qui est sélectionnée par la méthode des multiplicités.



(a) Corrélation entre la multiplicité et le rapport d'isotropie (ici normalisé par *bin* de multiplicité). Les points bleus correspondent à la valeur moyenne de R_E^{prod} pour chaque *bin* de multiplicité.



(b) Distribution de la section efficace en fonction de la multiplicité totale. La zone rouge indique l'intervalle de multiplicité sélectionné.

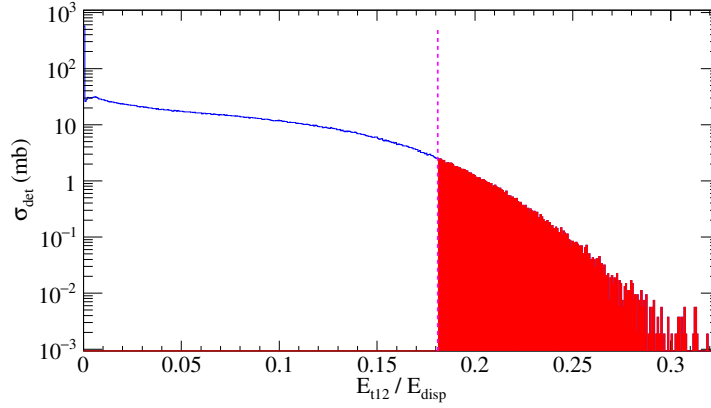
FIGURE 1.4 – Sélection des événements centraux par la méthode des multiplicités pour le système *INDRA* $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon (*trigger* de biais minimum $M \geq 1$). Les lignes tiretées magenta correspondent aux valeurs des multiplicités de coupures, ici entre 36 et 48.

1.2.3 Sélection par la méthode de l'angle de flot θ_{flow}

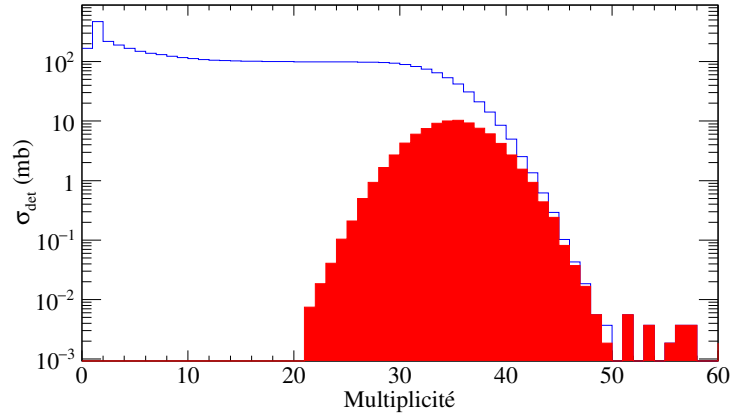
La dernière méthode testée consiste en la sélection des événements centraux à l'aide de la variable cinématique d'angle de flot noté θ_{flow} [22]. L'angle de flot, la sphéricité et la coplanarité sont trois variables de forme décrivant l'évènement dans l'espace des vitesses ou des impulsions et sont accessibles après la diagonalisation du tenseur d'énergie cinétique [23] défini par :

$$E_{ij} = \sum_{\nu=1}^{M_{\text{frag}}} \omega_{\nu} \vec{p}_i(\nu) \vec{p}_j(\nu) \quad (1.7)$$

où M_{frag} est la multiplicité de fragment de l'évènement (produit de la réaction avec $Z \geq 3$), ν est l'indice courant sur les fragments de l'évènement, \vec{p} est l'impulsion du fragment, $\omega_{\nu} = \frac{1}{m_{\nu}(\gamma_{\nu}+1)}$ est la pondération dépendante de la masse du fragment et $i, j = \{x, y, z\}$ sont les axes de la base orthonormée. L'angle de flot θ_{flow} est alors déterminé comme l'angle entre le faisceau (l'axe Oz) et le troisième vecteur propre, associé à la plus grande des valeurs propres et correspondant au



(a) Distribution de l'énergie transverse totale normalisée à l'énergie disponible dans le centre de masse : $E_{\text{disp}} = 3073,6$ MeV. La zone rouge indique l'intervalle d'énergie transverse correspondant aux collisions centrales.



(b) Distribution de la section efficace en fonction de la multiplicité totale. La zone rouge indique la distribution de multiplicité sélectionnée.

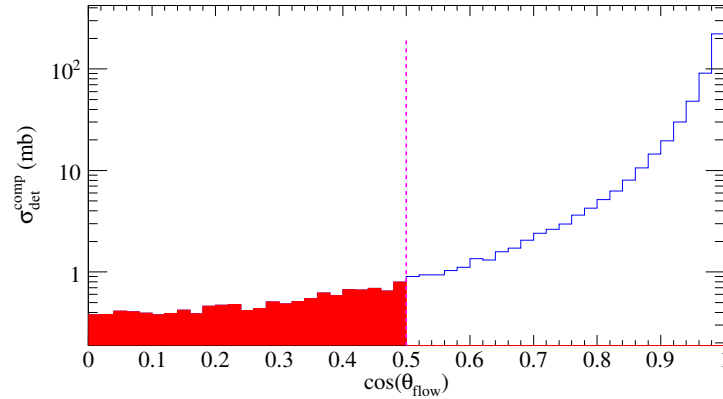
FIGURE 1.5 – Sélection des évènements centraux par la méthode de l'énergie transverse pour le système *INDRA* $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon (*trigger* de biais minimum $M \geq 1$).

demi-grand axe de l'ellipsoïde : par construction, celui-ci est défini entre 0 et 90° . Une valeur de l'angle de flot proche de 0° correspond à la direction du faisceau, tandis qu'une valeur proche de 90° correspond au plan transverse.

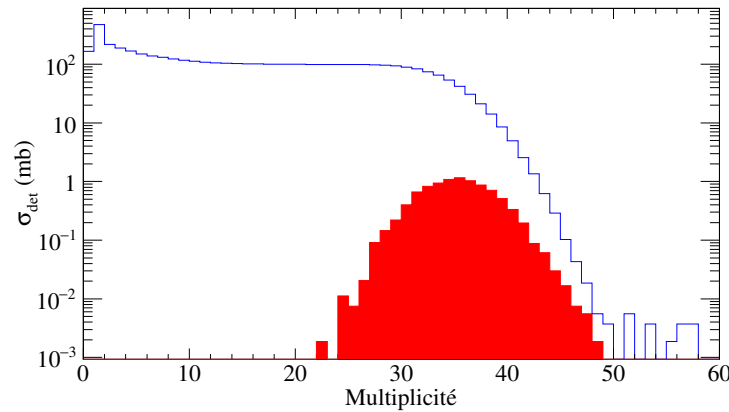
Afin que l'angle de flot déterminé soit pertinent, il est nécessaire de considérer un critère de complétude correspondant ici à une détection d'au moins 80 % de la charge totale du système. Cette condition permet de ne pas considérer les évènements dont un gros fragment (le quasi-projectile par exemple) n'aurait pas été détecté, ce qui fausserait alors le calcul et la détermination de cet angle.

La méthode de sélection des collisions centrales avec l'angle de flot consiste donc à appliquer un critère de complétude (80 % de $Z_{\text{tot}} = Z_p + Z_c$) et à ne considérer que les évènements dont l'angle de flot est supérieur à 60° ($\cos(\theta_{\text{flow}}) < 0.5$) [22, 24]. Cette limite impose que la géométrie des évènements soit très favorisée dans le plan transverse de la réaction, ce qui correspond en partie aux évènements les plus dissipatifs et donc aux énergies transverses les plus grandes [25]. La figure 1.6a présente l'évolution du cosinus de l'angle de flot des évènements complets, ainsi que la sélection qui est réalisée. La figure 1.6b présente elle la distribution de multiplicité totale et la

distribution de multiplicité sélectionnée par la méthode de l'angle de flot. Nous remarquons que la valeur moyenne des multiplicités sélectionnées est la même que lors de la sélection par la méthode de l'énergie transverse, cependant la statistique est beaucoup plus faible, ceci étant dû à la condition de complétude qui est appliquée. Enfin, le tableau 1.2 regroupe les informations concernant les sections efficaces théorique, détectée, complète et sélectionnée pour la sélection des événements centraux à l'aide de la méthode de l'angle de flot.



(a) Distribution du cosinus de l'angle de flot pour les événements complets. La zone rouge indique l'intervalle d'angle de flot correspondant aux collisions centrales.



(b) Distribution de la section efficace en fonction de la multiplicité totale. La zone rouge indique la distribution de multiplicité sélectionnée.

FIGURE 1.6 – Sélection des événements centraux par la méthode de l'angle de flot pour le système $INDRA$ $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon (*trigger* de biais minimum $M \geq 1$).

Nous observons à l'aide du tableau 1.2 que les valeurs de section efficace sélectionnées à l'aide des méthodes des multiplicités et de l'énergie transverse sont sensiblement égales, tandis que la section efficace sélectionnée par la méthode de l'angle de flot est environ dix fois plus faible. Ceci est dû au critère de complétude appliqué lors de la sélection en angle de flot, qui diminue d'environ un facteur dix le nombre d'événements éligibles au critère de centralité.

| Méthode | σ_r | $\sigma_{\text{det}} (M \geq 3)$ | σ_{compl} | σ_{sel} |
|--------------------|------------|----------------------------------|-------------------------|-----------------------|
| Multiplicité | | | * | 84,7 mb |
| Énergie transverse | 6227,6 mb | 4378,1 mb | * | 86,8 mb |
| Angle de flot | | | 496,8 mb | 9,5 mb |

TABLE 1.2 – Tableau regroupant les informations concernant les sections efficaces théorique de réaction σ_r (calculée à l'aide de [26]), détectée $\sigma_{\text{det}} (M \geq 3)$, des événements complets σ_{compl} et sélectionnée σ_{sel} par les différentes méthodes présentées ci-avant.

1.2.4 Topologie des événements sélectionnés par les différentes méthodes

Les trois méthodes présentées ci-avant nous permettent de sélectionner des collisions dissipatives, voire centrales pour partie d'entre elles. Cependant, nous remarquons sur la figure 1.7 que les distributions de multiplicités correspondant aux événements sélectionnés peuvent être différentes, ainsi que le nombre d'événements sélectionnés.

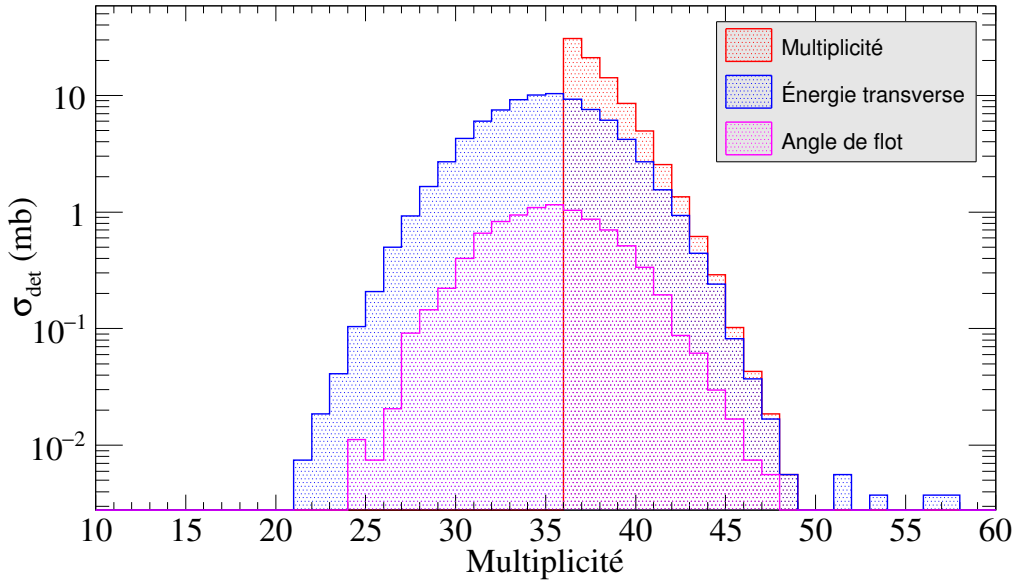


FIGURE 1.7 – Comparaison des distributions de multiplicité des événements centraux sélectionnés à l'aide des méthodes des multiplicités, de l'énergie transverse et de l'angle de flot sur le système $INDRA$ $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon.

Afin d'explorer le type d'événements que nous sélectionnons nous définissons la corrélation entre chacune des trois variables, puis nous étudions trois zones distinctes (cf. figures 1.8, 1.9 et 1.10) :

- la zone correspondant à la sélection par la variable présentée selon l'axe des abscisses et la non-sélection par celle présentée selon l'axe des ordonnées : zone a)
- la zone correspondant à la non-sélection par la variable présentée selon l'axe des abscisses et la sélection par celle présentée selon l'axe des ordonnées : zone b)
- la zone correspondant à la sélection par les deux variables : zone c)

La figure 1.8 nous permet d'étudier la corrélation entre la multiplicité et l'énergie transverse. Les panneaux a), b) et c) de cette dernière, correspondant aux zones du même nom, représentent la

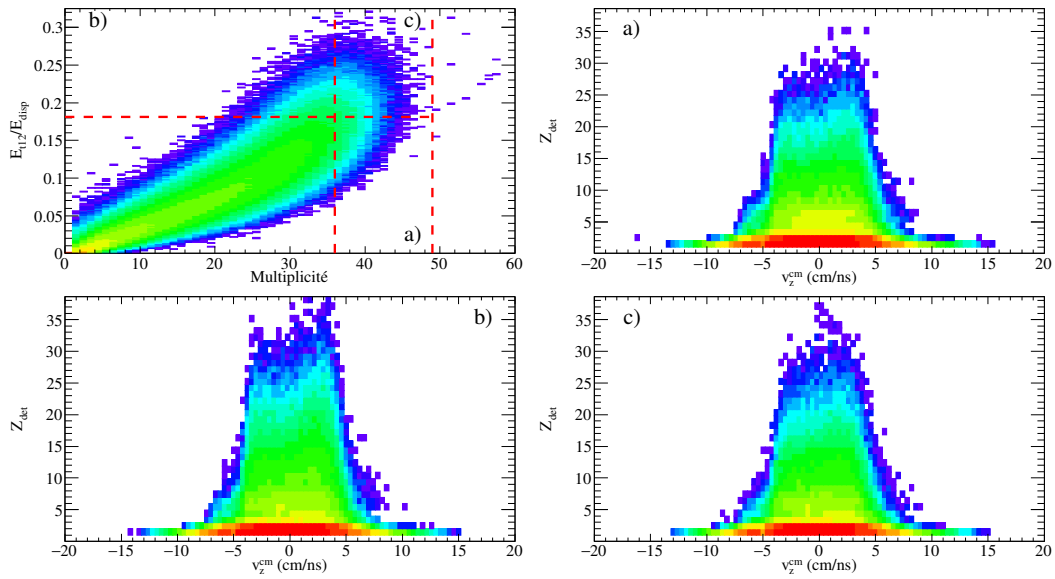


FIGURE 1.8 – Panneau en haut à gauche : Corrélation entre la multiplicité et l'énergie transverse normalisée. Les lignes tiretées rouge verticales correspondent à la sélection en multiplicité tandis que la ligne horizontale correspond à la sélection en énergie transverse. Les autres panneaux a) b) c) représentent la distribution doublement différentielle de la charge Z_{det} en fonction de la vitesse parallèle des produits détectés v_z^{cm} , obtenue par la double sélection respective.

corrélation entre la charge détectée Z_{det} et la vitesse parallèle dans le référentiel du centre de masse. Nous pouvons observer sur ces trois régions la mémoire de la voie d'entrée en discernant les branches du quasi-projectile (QP) pour les vitesses $v_z^{cm} > 0$ et de la quasi-cible (QC) pour les vitesses $v_z^{cm} < 0$. De plus, nous remarquons que le taux de production des fragments de masse intermédiaire (i.e. $3 \leq Z_{det} \leq 7$) et celui des fragments (i.e. $Z_{det} > 7$) est plus faible que celui des *lcp*, auxquelles nous nous intéresserons plus loin. Nous pouvons conclure ici que les événements qui sont sélectionnés par la méthode des multiplicités ou de l'énergie transverse sont du même type, les diagrammes $Z_{det} - v_z^{cm}$ étant quasi-identiques dans leur topologie.

La figure 1.9 étudiant la corrélation entre l'énergie transverse et l'angle de flot montre quant-à-elle une différence importante dans la topologie des événements qui sont sélectionnés. En effet, nous remarquons dans un premier temps, que dans le cadre de la sélection en angle de flot, l'extension en vitesse parallèle v_z^{cm} est beaucoup plus faible et les événements sélectionnés sont principalement localisés autour du centre de masse (événements avec la typologie de la quasi-fusion) [27]. De plus, nous n'observons plus les branches du QP et de la QC (perte de la mémoire de la voie d'entrée) dans le cadre de la sélection en angle de flot. En effet, par construction, la méthode de l'angle de flot favorise des topologies d'événements dans lesquels les produits de la réaction sont majoritairement émis dans le plan transverse à l'axe du faisceau (axe Oz). Les observations faites sur les énergies transverses restent inchangées par rapport à celles faites précédemment sur la corrélation entre l'énergie transverse normalisée et la multiplicité. Notons ici également que la production de particules légères est plus importante que celle des fragments et que leur extension en vitesse parallèle semble identique dans les trois régions étudiées, tout comme lors de l'étude de la figure 1.8.

Nous nous intéressons maintenant à la dernière corrélation entre l'angle de flot et la multiplicité

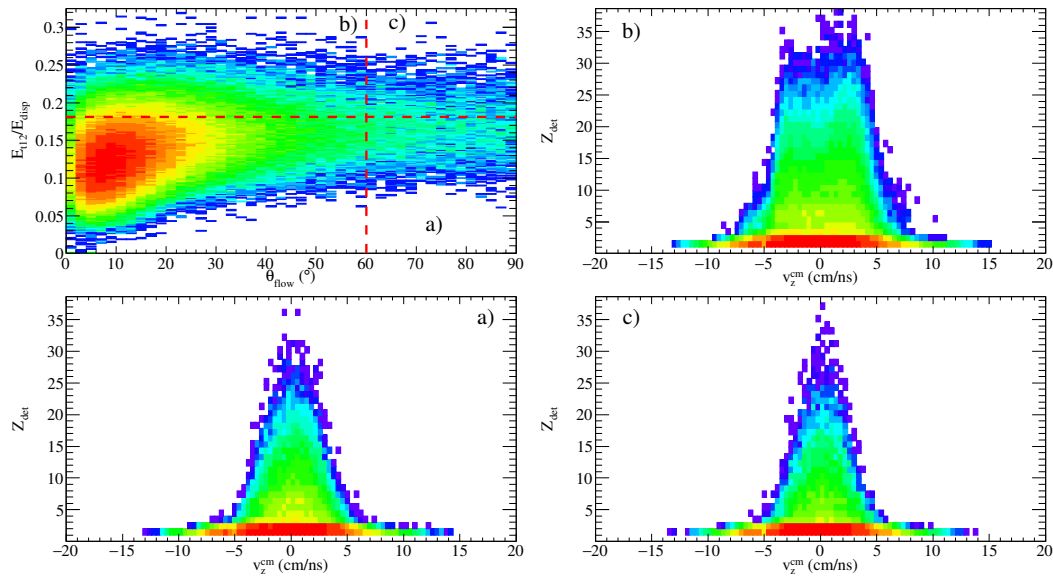


FIGURE 1.9 – Panneau en haut à gauche : Corrélation entre l’angle de flot et l’énergie transverse normalisée. La ligne tiretée rouge verticale correspond à la sélection en angle de flot tandis que la ligne horizontale correspond à la sélection en énergie transverse. Les autres panneaux a) b) c) représentent la distribution doublement différentielle de la charge Z_{det} en fonction de la vitesse parallèle des produits détectés v_z^{cm} , obtenue par la double sélection respective.

présentée sur la figure 1.10. Nous avons ici les mêmes conclusions que dans les études précédentes des

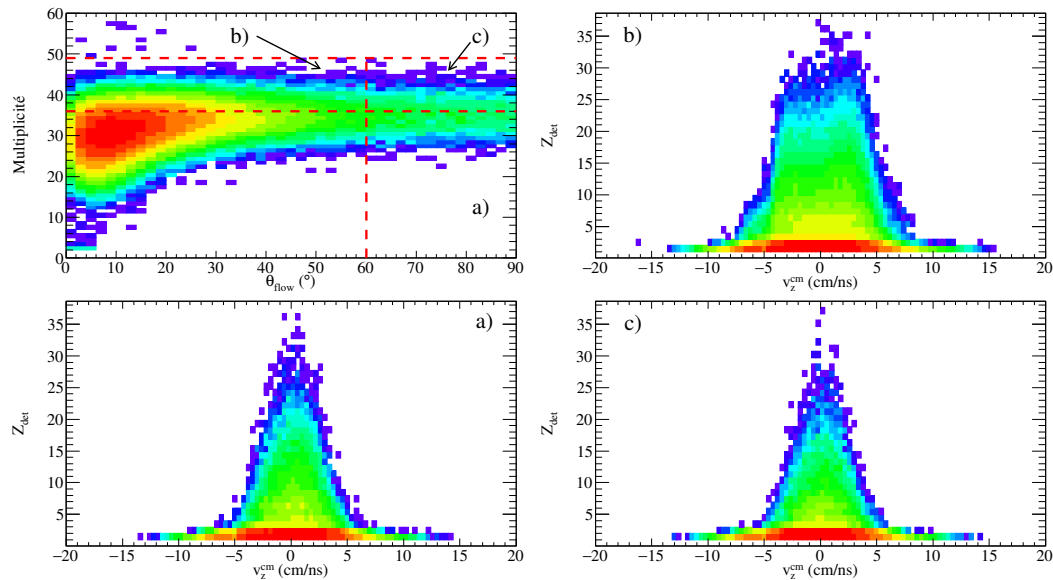


FIGURE 1.10 – Panneau en haut à gauche : Corrélation entre l’angle de flot et la multiplicité. La ligne tiretée rouge verticale correspond à la sélection en angle de flot tandis que les lignes horizontales correspondent à la sélection en multiplicité. Les autres panneaux a) b) c) représentent la distribution doublement différentielle de la charge Z_{det} en fonction de la vitesse parallèle des produits détectés v_z^{cm} , obtenue par la double sélection respective.

figures 1.8 et 1.9. La sélection en angle de flot conduit à une sélection d'évènements qui ont perdu la mémoire de la voie d'entrée et qui sont principalement localisés autour du centre de masse et dont l'extension en vitesse parallèle est plus restreinte par rapport à la sélection en énergie transverse ou en multiplicité. La sélection en multiplicité conduit à une sélection d'évènements qui conservent la voie d'entrée (on y observe les branches de la QP et de la QC) et dont l'extension en vitesse parallèle est plus importante.

Cependant, nous remarquons sur les corrélations $Z_{\text{det}} - v_z^{\text{cm}}$ des figures 1.8, 1.9 et 1.10 que la production des lcp est toujours plus importante que celle des fragments, mais également que l'extension en vitesse de ces dernières est toujours la même quel que soit le mode de sélection utilisé.

Nous pouvons donc conclure à ce stade de l'analyse que la topologie des caractéristiques des fragments pour des évènements sélectionnés par les méthodes des multiplicités et de l'énergie transverse est identique ; ce qui n'est pas le cas pour la sélection par la méthode de l'angle de flot.

Cependant, nous avons aussi remarqué que les caractéristiques cinématiques des particules légères semblent identiques quel que soit le mode de sélection.

Pour vérifier cela, nous allons regarder dans la section 1.3 après les avoir définies, comment sont impactées les distributions de vitesses parallèles des particules légères (observable d'intérêt dans l'étude menée au chapitre 3), ainsi que le rapport d'isotropie d'énergie cinétique des protons R_E^{protons} (observable utilisée dans l'étude du chapitre 2).

1.3 Les observables expérimentales et le choix du sélecteur des collisions centrales

Nous avons étudié dans la section précédente, les différents modes de sélection des collisions centrales et avons remarqué que le taux de production des particules légères était largement supérieur à celui des fragments. L'étude menée dans le cadre de cette thèse repose essentiellement sur les particules légères chargées (p , d , t , ${}^3\text{He}$, α) et nous allons étudier dans ce paragraphe l'impact de la méthode de sélection des collisions centrales sur ces dernières.

Nous présentons dans cette section les observables expérimentales qui vont être utilisées dans le cadre de l'étude qui est menée dans ce travail. Pour cela, nous réalisons la sélection des évènements centraux à l'aide des trois méthodes présentées ci-avant et nous allons regarder comment sont modifiées les observables expérimentales qui seront utilisées dans la suite : le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons R_E^{protons} (cf. chapitre 2) et les distributions de vitesses parallèles v_{\parallel} des lcp (cf. chapitre 3).

1.3.1 Le rapport d'isotropie en énergie cinétique R_E^{protons} des protons

La première partie de l'étude consiste à étudier les collisions nucléon-nucléon et les propriétés de transport (dissipation en énergie) dans la matière nucléaire (cf. chapitre 2). Pour cela, nous nous concentrons sur les protons qui sont produits lors de la collision entre le projectile et la cible et nous faisons le lien entre les données expérimentales et la simulation à l'aide du rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons.

1.3.1.1 Expression analytique

Définition et calcul du rapport d'isotropie

Le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons R_E^{protons} est une observable déterminée événement par événement permettant de quantifier la répartition de l'énergie des protons dans le centre de masse de la réaction. Cette observable permet d'apprécier la direction qui est privilégiée concernant l'émission de ces derniers.

Le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons se calcule comme le rapport entre la somme des énergies transverses E_{\perp}^* (i.e. dans le plan transverse (xOy)) et des énergies parallèles E_{\parallel}^* (i.e. selon l'axe Oz du faisceau) dans le référentiel du centre de masse de la réaction nucléaire, comme exprimé dans la relation (1.8) :

$$R_E^{\text{protons}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_{\perp}^*}{E_{\parallel}^*} \quad (1.8)$$

Ce dernier est alors calculé à l'aide de la relation (1.9) donnée ci-dessous :

$$R_E^{\text{protons}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{M(Z=1)} E_{\perp,i}^*}{\sum_{i=1}^{M(Z=1)} E_{\parallel,i}^*} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{M(Z=1)} E_i^* \times \sin^2(\theta_i^*)}{\sum_{i=1}^{M(Z=1)} E_i^* \times \cos^2(\theta_i^*)} \quad (1.9)$$

dans laquelle E_i^*, θ_i^* sont respectivement l'énergie cinétique et l'angle d'émission du proton détecté dans le centre de masse de la réaction ; $M(Z=1)$ est la multiplicité de protons et le facteur $1/2$ est un facteur de normalisation, permettant d'obtenir $R_E^{\text{protons}} = 1$ lorsque l'émission est isotrope.

La figure 1.11 permet d'observer la répartition de l'énergie des protons dans le plan parallèle/perpendiculaire en fonction de la valeur du rapport d'isotropie R_E^{protons} ; pour $R_E^{\text{protons}} < 1$ l'émission est orientée selon la direction parallèle (selon l'axe du faisceau (Oz)), pour $R_E^{\text{protons}} = 1$ l'émission est isotrope et pour $R_E^{\text{protons}} > 1$ l'émission est orientée selon la direction perpendiculaire (dans le plan (xOy)). Ce dernier cas définit le phénomène dit de *squeeze-out*, dans lequel l'émission des produits de la réaction nucléaire se concentre autour de 90° dans le centre de masse [28].

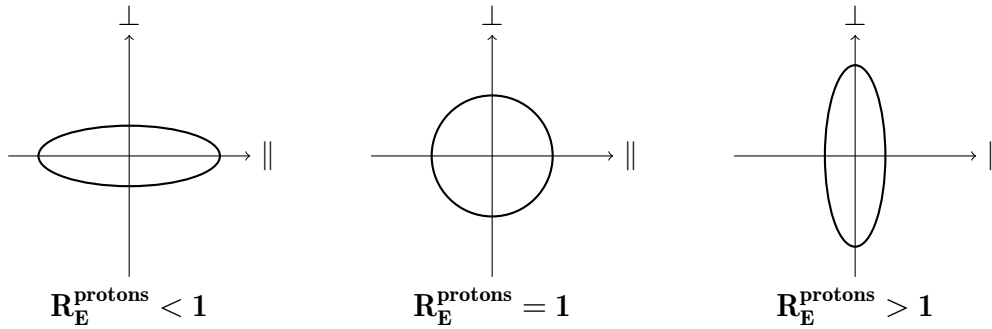


FIGURE 1.11 – Schéma représentant la forme de l'émission de l'énergie cinétique des protons dans le plan parallèle/perpendiculaire en fonction de la valeur du rapport d'isotropie en énergie cinétique R_E^{protons} (explication dans le texte). L'axe parallèle correspond ici à l'axe du faisceau.

L'approche que nous utilisons ici se base sur les énergies transverses et parallèles, mais d'autres quantités permettent d'apprécier l'isotropie de la répartition des produits de la réaction. Les références [29, 30, 31] proposent d'autres quantités afin d'exprimer ce rapport d'isotropie comme par exemple la quantité vartl qui correspond au rapport des variances entre les distributions des vitesses perpendiculaire et parallèle.

Calcul du rapport d'isotropie en énergie cinétique sans collisions R_E^0

Dans le cas d'une collision entre ions lourds et en supposant que le taux de collision nucléon-nucléon est nul, le calcul du rapport d'isotropie en énergie cinétique noté dans ce cas particulier R_E^0 se conduit de manière analytique. En effet en utilisant la relation (1.8), en se plaçant dans le cadre d'une approche semi-classique et en considérant les distributions des impulsions des nucléons sous l'hypothèse de deux sphères de Fermi (à température nulle), nous avons :

$$R_E^0 = \frac{1}{1 + \frac{5}{4} \cdot \left(\frac{E_p}{E_f}\right)^2} \quad (1.10)$$

où E_p est l'énergie cinétique par nucléon du projectile dans le laboratoire et E_f est l'énergie de Fermi⁹.

La quantité R_E^0 diminue fortement dans la gamme d'énergie correspondant à l'énergie de Fermi (i.e. entre 30 et 100 MeV/nucléon). Ceci nous indique alors que dans l'hypothèse où il n'y a pas de collision ni de dissipation à un corps entre les nucléons formant le projectile et la cible au cours de la collision entre ions lourds, la répartition des produits de la réaction dans le plan perpendiculaire/parallèle devrait majoritairement se faire le long de la direction parallèle. Cette direction correspondant à celle du faisceau et cela traduirait donc une mémoire extrêmement forte de la voie d'entrée et donc une certaine transparence de la matière nucléaire, ou encore à un pouvoir d'arrêt incomplet¹⁰.

1.3.1.2 Effet de la méthode de sélection des collisions centrales

Nous étudions dans cette partie comment est modifiée la quantité R_E^{protons} en fonction de la méthode utilisée pour sélectionner les collisions centrales. Nous avons ici comparé les trois méthodes présentées précédemment sur deux systèmes de taille différente : le système $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$ à 52 MeV/nucléon et le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon. La figure 1.12 présente l'évolution de la quantité R_E^{protons} en fonction des différentes variables de sélection utilisées pour le système $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$ à 52 MeV/nucléon, tandis que la figure 1.13 présente la même chose pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon.

La première chose que nous observons et ce, indépendamment de la taille du système, est la corrélation directe existant entre R_E^{protons} et E_{t12}/E_{disp} , visible sur les figures 1.12b et 1.13b. Cette corrélation est très facilement compréhensible par le fait que les quantités R_E^{protons} et E_{t12} sont calculées à l'aide des mêmes quantités physiques, à savoir les énergies transverses et parallèles.

En revanche, nous observons que l'évolution du rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons sature au regard de la multiplicité ou de l'angle de flot (figures 1.12a, 1.12c et 1.13a, 1.13c). En nous plaçant dans le cadre de la sélection des événements centraux, nous calculons les valeurs moyennes de la quantité R_E^{protons} . Les résultats sont présentés dans le tableau 1.3. Nous remarquons alors que les valeurs moyennes de R_E^{protons} sont semblables dans le cas du système $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$ et très proches dans le cas du système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$. L'observable expérimentale R_E^{protons} apparait donc non corrélée explicitement à la multiplicité ou à l'angle de flot ; et de plus les valeurs moyennes obtenues par les deux méthodes de sélection des collisions centrales sont cohérentes entre elles.

9. L'énergie de Fermi est l'énergie cinétique maximale qu'un nucléon peut avoir dans un noyau lié dans le cadre d'une description de ce dernier comme un gaz de fermions à température nulle : $E_f \approx 38$ MeV

10. Le pouvoir d'arrêt complet correspond à une perte totale de la mémoire de la voie d'entrée et une répartition des produits de la réaction complètement isotrope, il équivaut à $R_E = 1$

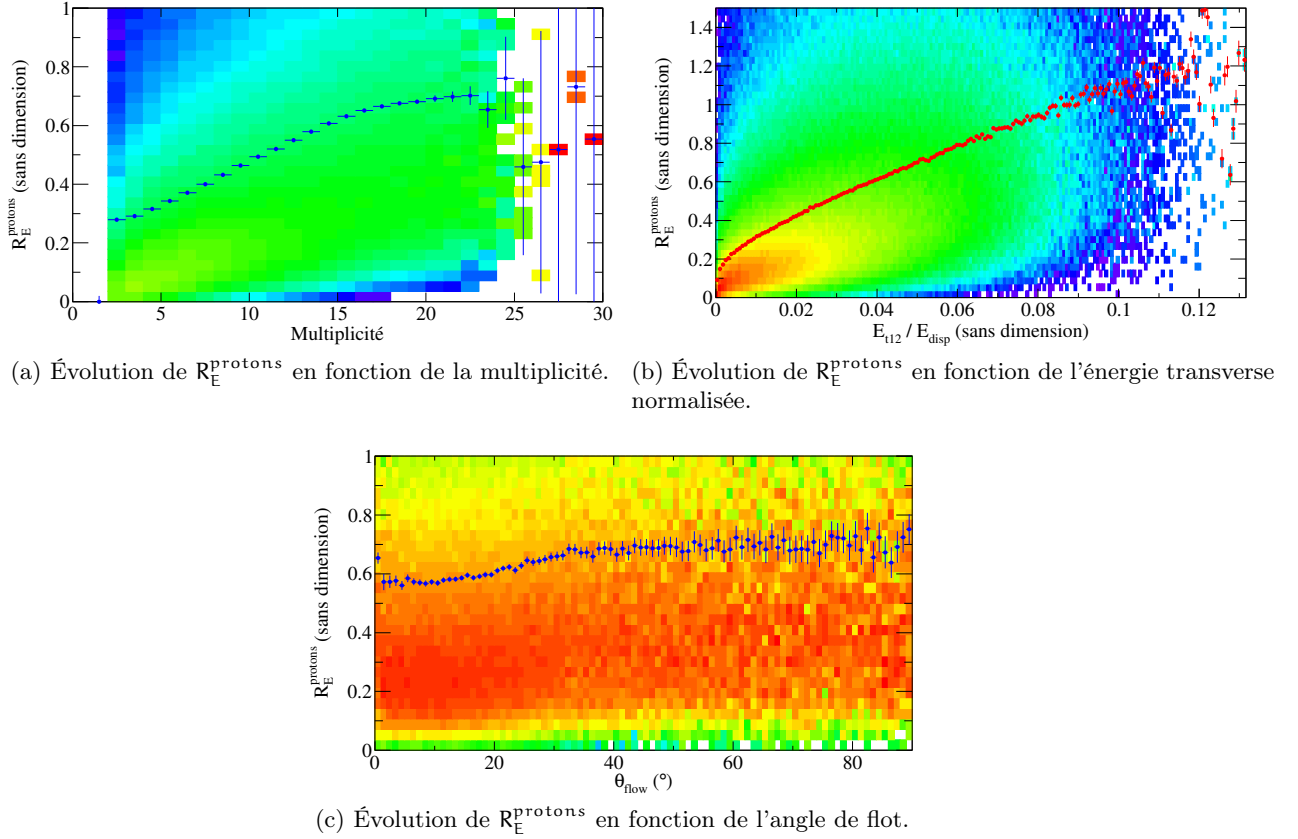


FIGURE 1.12 – Comparaison de l'effet du mode de sélection en centralité sur la quantité R_E^{protons} pour le système *INDRA* $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$ à 52 MeV/nucléon. Les points bleus ou rouges représentent l'évolution moyenne de R_E^{protons} en fonction de la variable de sélection. L'échelle de couleur (logarithmique) représente le nombre d'évènements dans chaque *bin*.

| Système | Sélection | Bornes | R_E^{protons} |
|-------------------------------------|---------------|--------------------------------|------------------------|
| $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$ | Multiplicité | $19 \leq M \leq 26$ | 0,686(5) |
| | Angle de flot | $\theta_{\text{flow}} \geq 60$ | 0,701(8) |
| $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ | Multiplicité | $38 \leq M \leq 48$ | 0,793(8) |
| | Angle de flot | $\theta_{\text{flow}} \geq 60$ | 0,830(14) |

TABLE 1.3 – Tableau présentant les valeurs moyennes du rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons R_E^{protons} pour une sélection correspondant aux critères de collisions centrales choisis plus haut.

1.3.2 Distribution de vitesses parallèles des *clusters* légers

La seconde partie du travail présentée dans ce manuscrit est toujours axée sur les propriétés de transport dans la matière nucléaire, mais nous mettons l'accent sur les propriétés d'équilibration en isospin. Pour cela, nous nous concentrons sur la coalescence des nucléons (cf. chapitre 3) et notamment sur le lien entre cette coalescence et la production de *clusters* légers (d , t , ^3He , α). Nous utilisons alors dans cette partie de la thèse les distributions de vitesses parallèles des *clusters* légers,

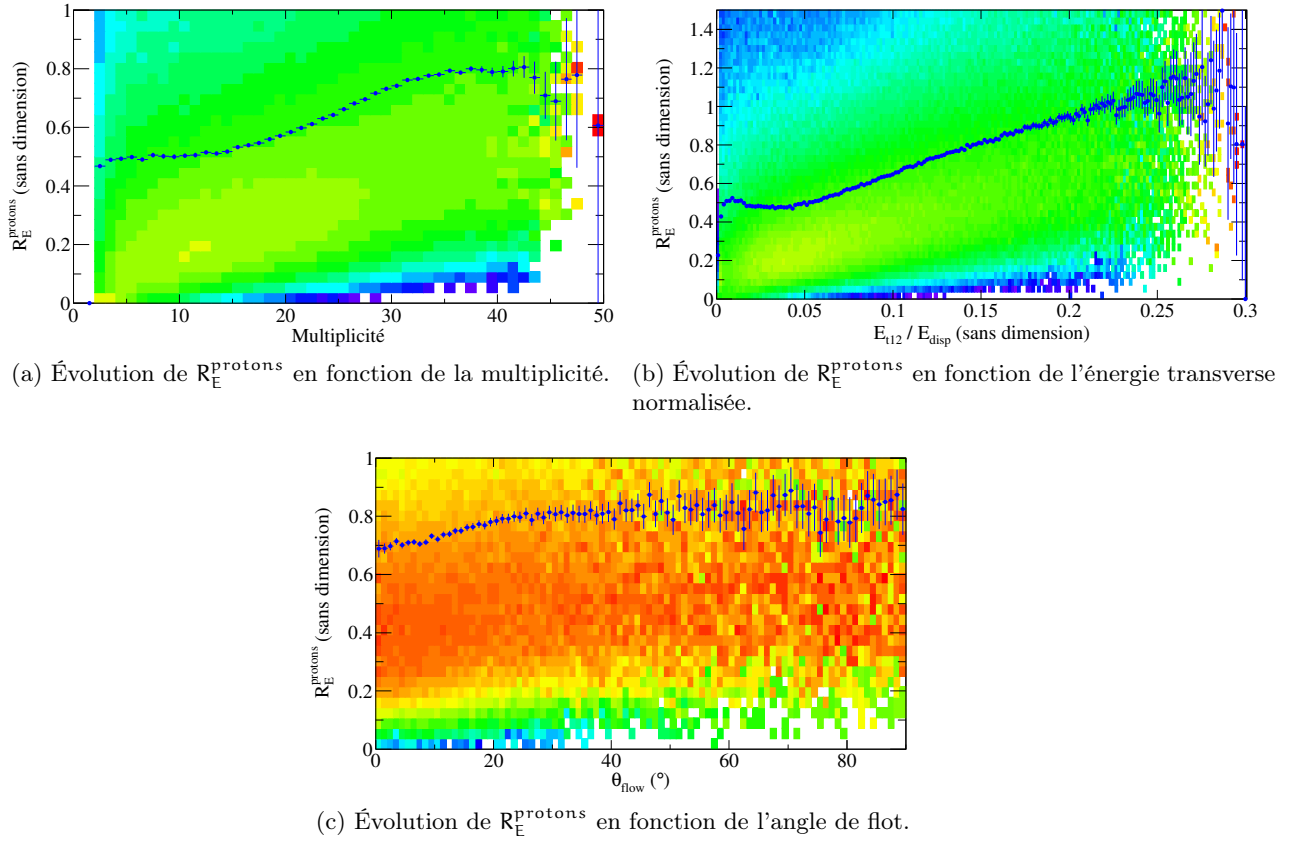


FIGURE 1.13 – Comparaison de l'effet du mode de sélection en centralité sur la quantité R_E^{protons} pour le système *INDRA* $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon. Les points bleus représentent l'évolution moyenne de R_E^{protons} en fonction de la variable de sélection. L'échelle de couleur (logarithmique) représente le nombre d'évènements dans chaque *bin*.

ainsi que le rapport isobarique construit à l'aide de ces dernières qui nous renseigne sur l'équilibration de l'isospin lors des collisions centrales.

1.3.2.1 Effet de la sélection sur les distributions de vitesses parallèles des particules légères chargées

Pour étudier l'impact de la méthode de sélection des collisions centrales sur les distributions de vitesses parallèles, nous utilisons le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon. Nous procédons à la sélection des collisions centrales à l'aide des trois différentes méthodes, puis nous superposons les distributions de vitesses parallèles v_z^{cm} des *lcp*. La figure 1.14 présente ces distributions.

Nous pouvons observer que toutes les distributions sont similaires et ce, indépendamment du mode de sélection utilisé. Ceci nous indique que les particules légères considérées dans l'étude ne sont pas impactées par la topologie différente de l'émission des fragments indiquée notamment par la sélection en angle de flot et visible sur les figures 1.9 et 1.10. Cette observation va nous permettre de formuler certaines hypothèses liées à leur mode de production qui seront faites dans le cadre des modèles phénoménologiques développés dans les chapitres 2 et 3.

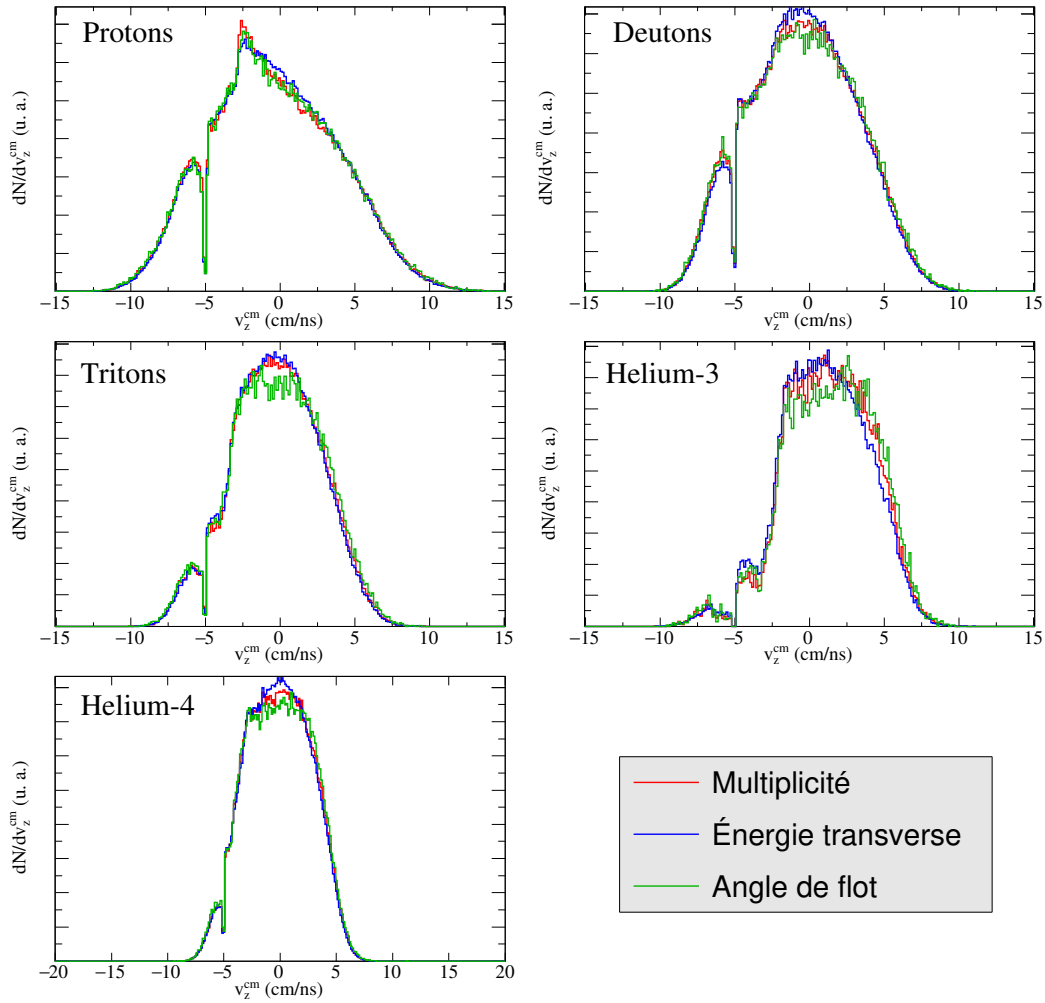


FIGURE 1.14 – Distributions de vitesses parallèles pour les particules légères chargées ($Z \leq 2$) issues des évènements centraux, sélectionnés à l'aide des trois observables étudiées. Tous les spectres sont normalisés afin de pouvoir être comparés. Le système $INDRA$ utilisé est ici : $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon.

1.3.2.2 Rapport isobarique R_3

La fonction rapport isobarique des *clusters* de taille $A = 3$ noté R_3 est ici défini comme le rapport entre les distributions de vitesses parallèles (non normalisées) des tritons (^3H) et des héliums-3 (^3He) :

$$R_3 = \frac{\mathbb{V}_{\parallel} (^3\text{H})}{\mathbb{V}_{\parallel} (^3\text{He})} \quad (1.11)$$

où $\mathbb{V}_{\parallel} (^3\text{H}) = dN(^3\text{H})/dv_{\parallel}^{\text{cm}}$ et $\mathbb{V}_{\parallel} (^3\text{He}) = dN(^3\text{He})/dv_{\parallel}^{\text{cm}}$ sont respectivement les distributions de vitesse parallèle des tritons et des héliums-3.

Ce rapport va nous permettre de sonder le transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds. En effet, une superposition parfaite des rapports R_3 pour des systèmes présentant des caractéristiques en isospin différentes, indiquerait une équilibration chimique de ce dernier ; tandis que l'inverse appuierait plutôt une non-équilibration de l'isospin dans les collisions centrales.

1.3.3 Choix du sélecteur des collisions centrales

Sur la base des observations que nous venons de faire dans les sections 1.2, 1.3.1.2 et 1.3.2.1 précédentes, nous pouvons premièrement éliminer la sélection utilisant l'énergie transverse. En effet, bien que les distributions de vitesses des lcp ne soient pas différentes dans le cas de cette sélection ou des autres, nous avons vu la corrélation directe entre l'énergie transverse des particules de $Z = 1, 2$ et l'observable expérimentale rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons R_E^{protons} (cf. figure 1.12b et 1.13b).

Concernant l'angle de flot et la multiplicité, nous avons observé que la sélection par l'une ou l'autre des méthodes conduisait aux mêmes résultats, que cela soit sur la quantité R_E^{protons} ou sur les distributions de vitesses parallèles. La seule différence existant entre ces deux modes de sélection concerne la topologie d'émission des fragments (cf. figures 1.12a, 1.12c et 1.13a, 1.13c). Il n'est donc pas possible de choisir entre la méthode des multiplicités ou de l'angle de flot en se basant sur les caractéristiques cinématiques des particules légères.

Le choix que nous faisons est donc réalisé sur un critère de représentativité. En effet, nous avons vu dans la présentation des méthodes de sélection que l'angle de flot nécessite l'analyse d'événements complets à 80 % de la charge totale du système, ce qui réduit énormément le nombre d'événements éligibles à la centralité (environ 0,2 % d'événements sélectionnés comme centraux sur le nombre total qui sont détectés). En revanche, la méthode des multiplicités présente l'avantage de conduire à la sélection d'un nombre plus important d'événements considérés comme centraux (environ 1,9 %, soit dix fois plus), événements dont les caractéristiques des particules légères sont les mêmes que lors d'une sélection à l'aide de l'angle de flot.

Nous choisissons donc finalement la méthode des multiplicités comme sélecteur des collisions centrales dans le cadre de l'étude sur les particules légères menée dans cette thèse. Cependant, nous reviendrons sur la sélection à l'aide de l'angle de flot lors de l'étude plus générale incluant particules et fragments qui sera menée dans le chapitre 4.

1.4 Sélection des données expérimentales en collisions centrales

Nous présentons dans cette partie les données expérimentales que nous allons utiliser au cours des chapitres suivants, afin de les comparer aux résultats des simulations qui seront mises en place dans ces derniers. Les données présentées dans cette section sont toutes issues d'une sélection des collisions centrales à l'aide de la méthode des multiplicités.

1.4.1 Évolution du rapport d'isotropie en fonction de l'énergie du projectile et hiérarchie en masse

Ayant sélectionné les événements centraux, nous calculons le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons pour différents systèmes en utilisant la relation (1.9) définie ci-avant. Le tableau A.2 présente ces résultats, ainsi que les incertitudes statistiques et systématiques qui y sont associées. Les incertitudes systématiques sont calculées en faisant varier les multiplicités de coupure de deux unités autour des valeurs déterminées par la méthode présentée précédemment. Les incertitudes statistiques et systématiques étant considérées ici comme indépendantes, l'incertitude totale est calculée comme la racine carrée de la somme quadratique de ces deux dernières :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{syst}}^2} \quad (1.12)$$

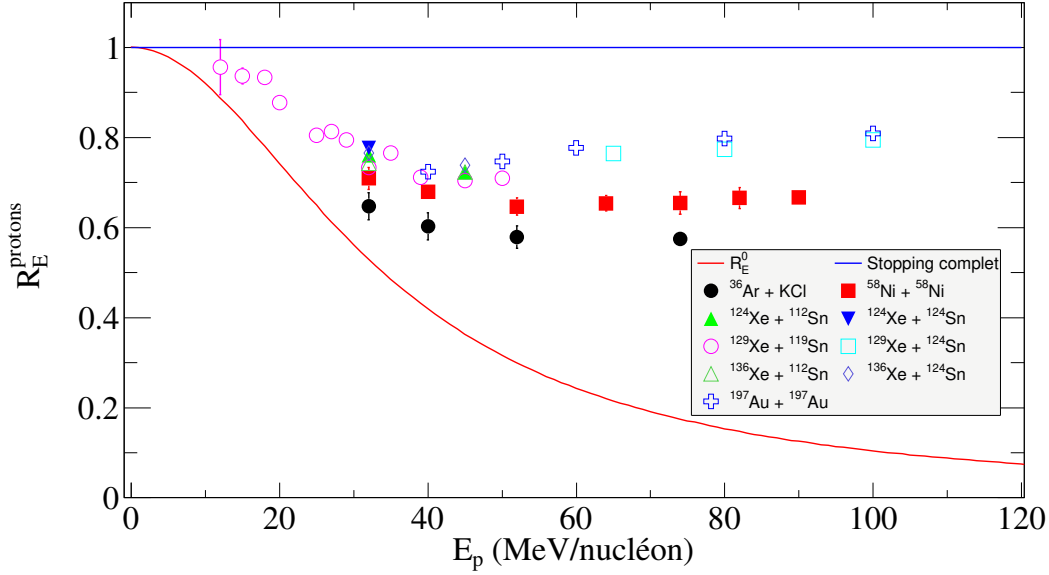


FIGURE 1.15 – Évolution du rapport d'isotropie en énergie cinétique calculé à partir des systèmes mesurés par *INDRA* listés dans la légende (points). Sont tracés ici également la ligne théorique sans collisions (courbe rouge, équation (1.10)) et la ligne d'arrêt complet (droite bleue).

La figure 1.15 présente l'évolution du rapport d'isotropie en énergie cinétique en fonction de l'énergie du projectile pour tous les systèmes listés dans le tableau A.2.

Nous pouvons observer sur cette figure deux comportements différents dans l'évolution de R_E^{protons} à mesure que l'énergie incidente augmente. Le premier régime correspond à une décroissance de la valeur du rapport d'isotropie (de 10 à 40 MeV/nucléon) tandis que le second correspond à une légère augmentation puis une stagnation de la valeur de ce dernier (à partir de 40 MeV/nucléon).

Nous pouvons également observer que les valeurs de R_E^{protons} se placent entre la courbe représentant la voie d'entrée (la courbe rouge) et la droite traduisant une isotropie complète (en bleu) de la répartition des produits de la réaction et donc un arrêt complet. Le fait que le rapport d'isotropie en énergie soit compris entre 0 et 1 indique une certaine mémoire de la voie d'entrée et donc un lien avec la transparence de la matière nucléaire. C'est cette propriété de la matière nucléaire que nous allons sonder à l'aide de la simulation développée et présentée dans le chapitre 2.

L'autre observation que nous pouvons faire ici concerne les valeurs du rapport d'isotropie qui changent en fonction de la masse du système et tendent à être plus grandes pour les systèmes plus lourds [2]. Il y a donc ici un lien direct entre la géométrie de la répartition des produits de la collision nucléaire et le nombre de participants impliqués dans cette dernière [3]. Ceci appuie la différence du mode de dissipation souligné ci-dessus ; en-deçà de l'énergie de Fermi, le mode de dissipation dominant est le champ moyen soit un mode de dissipation à un corps qui ne dépend pas ou peu de la taille du système (pour $E_p \leq 40$ MeV/nucléon). Au-delà de cette énergie, le mode de dissipation devenant dominant est gouverné par les collisions nucléon-nucléon (dissipation à deux corps) et donc un processus impliquant directement le nombre de participants des noyaux subissant la collision. Ce dernier mode de dissipation permet donc d'expliquer qualitativement la hiérarchie en masse observée dans les données et ainsi le fait que plus le système est lourd, plus le nombre de nucléons disponibles pour dissiper l'énergie de la voie d'entrée est important. Nous reviendrons sur

ce point dans le chapitre 2.

1.4.2 Le rapport R_3 comme sonde du transport de l'isospin

Pour mener l'étude dédiée au transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds, nous disposons dans la base de données *INDRA* de la systématique en isospin sur le système $\text{Xe} + \text{Sn}$. Le tableau 1.4 regroupe les systèmes utilisés pour cette étude, ainsi que leurs contenus en isospin.

| Système | E_p (MeV/nucléon) | δ | δ_p | δ_c |
|-------------------------------------|---------------------|----------|------------|------------|
| $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 32 & 45 | 0,20 | 0,60 | 0,60 |
| $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ | 32 & 45 | 0,16 | 0,60 | 0,55 |
| $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 32 | 0,16 | 0,55 | 0,60 |
| $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ | 32 & 45 | 0,12 | 0,56 | 0,55 |

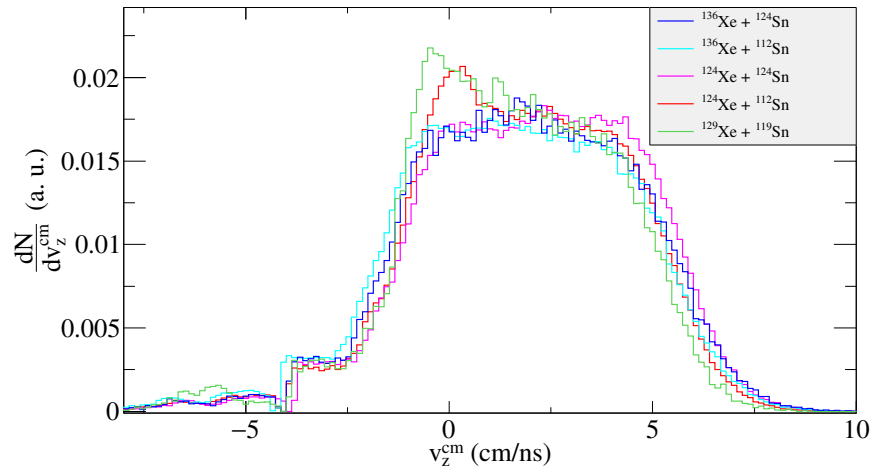
TABLE 1.4 – Tableau regroupant les systèmes mesurés par *INDRA* utilisés pour sonder le transport de l'isospin dans les collisions centrales, ainsi que la(les) énergie(s) de projectile utilisées. La quantité $\delta = \frac{(N_{\text{tot}} - Z_{\text{tot}})}{A_{\text{tot}}}$ est l'asymétrie neutrons-protons relative du système avec $N_{\text{tot}} = N_p + N_c$, $Z_{\text{tot}} = Z_p + Z_c$ et $A_{\text{tot}} = A_p + A_c$, les indices p et c se réfèrent respectivement au projectile et à la cible.

1.4.2.1 Impact des seuils d'identifications sur les distributions de vitesses parallèles

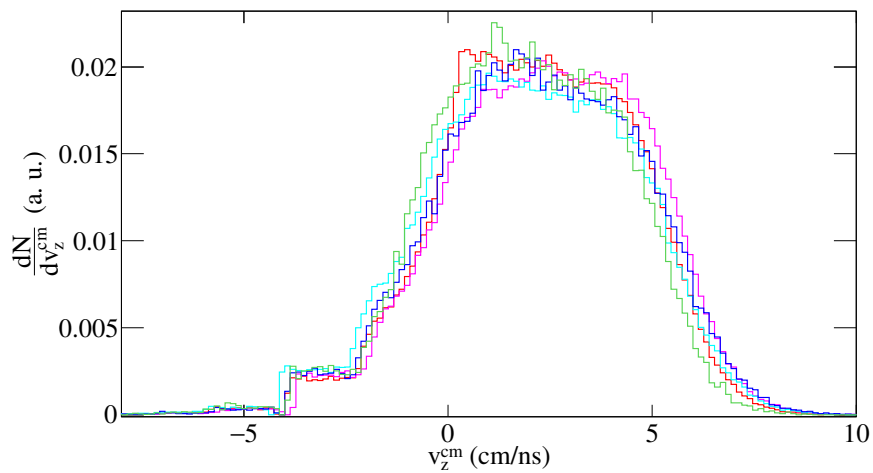
Afin d'étudier les propriétés d'équilibration de l'isospin dans les collisions centrales, nous avons choisi comme observable la distribution de vitesse parallèle des *clusters* considérés dans l'étude. Ils sont ici utilisés comme des traceurs de l'équilibration en isospin de la réaction. Parmi ceux-ci, deux nous intéressent particulièrement du fait de leur isospin très différent (rapport N/Z) : les tritons et les héliums-3¹¹ ; ces *clusters* sont également isobares et nous avons alors accès à la différence de neutrons les composant.

Afin de pouvoir réaliser les rapports isobariques présentés ci-avant (cf. 1.3.2.2) sur les distributions de vitesses parallèles des tritons et des héliums-3, il est nécessaire que ces derniers soient sélectionnés dans les mêmes conditions. En effet, nous avons remarqué que les distributions de vitesses parallèles des héliums-3 n'étaient pas toutes semblables en fonction du système considéré, ceci étant dû à l'identification de ces derniers lors de l'étalonnage, notamment dans les matrices $R - L$ des CsI (Tl). En revanche, cet effet n'est pas observé sur les distributions des tritons. La figure 1.16 compare les distributions de vitesses parallèles des héliums-3 dans le cas où seule la sélection des collisions centrales est effectuée, ainsi que ces mêmes distributions lorsqu'un seuil en énergie dans le référentiel du laboratoire est utilisé (ici 40 MeV). Nous pouvons alors observer que dans le cas où il n'y a pas de seuil, les distributions ne sont pas du tout comparables entre elles autour de $v_z^{c.m.} = 0$ cm/ns (la distribution du système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ étant prise comme référence) ; tandis que lors de l'application d'un seuil commun en énergie, ces distributions le deviennent. Il semble alors nécessaire d'appliquer lors de la sélection des données concernant l'étude sur le transport de l'isospin un seuil en énergie dans le laboratoire pour les *clusters* de taille 3. Ce seuil doit donc être le même pour les héliums-3 et les tritons afin de ne pas biaiser les rapports lorsqu'ils seront calculés. Le seuil choisi sur l'énergie détectée dans le laboratoire est ainsi de 40 MeV pour les tritons et les héliums-3.

11. Nous avons en effet pour ces *clusters* : $\frac{N}{Z} (^3\text{H}) = 2$ et $\frac{N}{Z} (^3\text{He}) = 0,5$



(a) Sans seuil en énergie cinétique dans le laboratoire.



(b) Avec seuil en énergie cinétique dans le laboratoire de 40 MeV.

FIGURE 1.16 – Distributions de vitesses parallèles des ${}^3\text{He}$ pour les systèmes *INDRA* cités dans le tableau 1.4 ainsi que le système *INDRA* ${}^{129}\text{Xe} + {}^{119}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon avec et sans seuil.

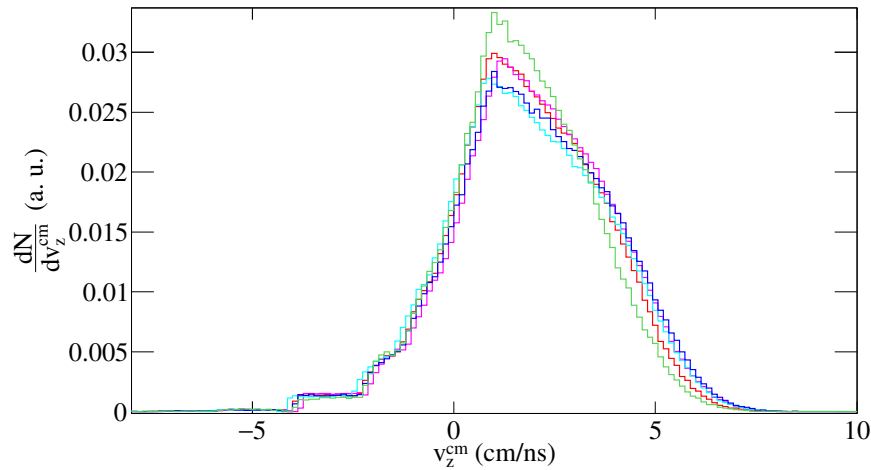


FIGURE 1.17 – Distributions de vitesses parallèles des ${}^3\text{H}$ pour les systèmes *INDRA* cités dans le tableau 1.4 ainsi que le système *INDRA* ${}^{129}\text{Xe} + {}^{119}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon avec le même seuil en énergie dans le laboratoire que celui appliqué aux ${}^3\text{He}$. Le code couleur est le même que celui de la figure 1.16a

La figure 1.17 présente les distributions de vitesses parallèles des tritons et des héliums-3 lorsque la condition $E_{\text{lab}}^{t, {}^3\text{He}} \geq 40$ MeV est respectée, qui correspond à l'énergie pour laquelle les distributions de vitesses parallèles des héliums-3 sont les plus semblables notamment autour de l'origine.

1.4.2.2 Les rapports isobariques R_3 expérimentaux

Comme indiqué précédemment, les tritons et les héliums-3 sont utilisés comme des traceurs de l'équilibration en isospin. Afin d'observer la répartition de l'isospin au cours de la réaction, nous utilisons le rapport défini à l'aide de l'équation (1.11).

La figure 1.18 présente l'évolution des rapports R_3 pour tous les systèmes listés dans le tableau 1.4. Nous observons alors que les rapports R_3 sont hiérarchisés selon l'asymétrie totale du système. En effet, le système ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$ qui est le plus asymétrique (le plus riche en neutrons) est le système qui présente le rapport R_3 le plus grand, ce qui indique que le nombre de tritons produits est plus grand que celui d'héliums-3. Au contraire, le système ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$ (dans le cas de la comparaison à 32 MeV/nucléon) est le plus déficient en neutrons et est celui qui présente le rapport R_3 le plus faible. Nous observons alors ici à l'aide des données expérimentales que la composition isotopique globale du système influence directement les *clusters* qui sont produits après la collision entre le projectile et la cible. Plus le système est riche en neutrons, plus le nombre de tritons (2 neutrons et 1 proton) produits est grand devant celui des héliums-3 (1 neutron et 2 protons). Notons également qu'il est observable sur la figure que l'enrichissement en neutron de ces fragments légers n'est pas uniforme dans l'espace des phases : la tendance est un enrichissement plus important autour du centre de masse (autour de $v_z^{\text{cm}} = 0$ cm/ns).

L'étude de ces *clusters* nous permet ainsi de sonder la transparence de la matière nucléaire, étudiée dans le chapitre 2 à l'aide du rapport d'isotropie, mais également d'aller sonder l'équilibration en isospin qui sera étudiée dans le chapitre 3.

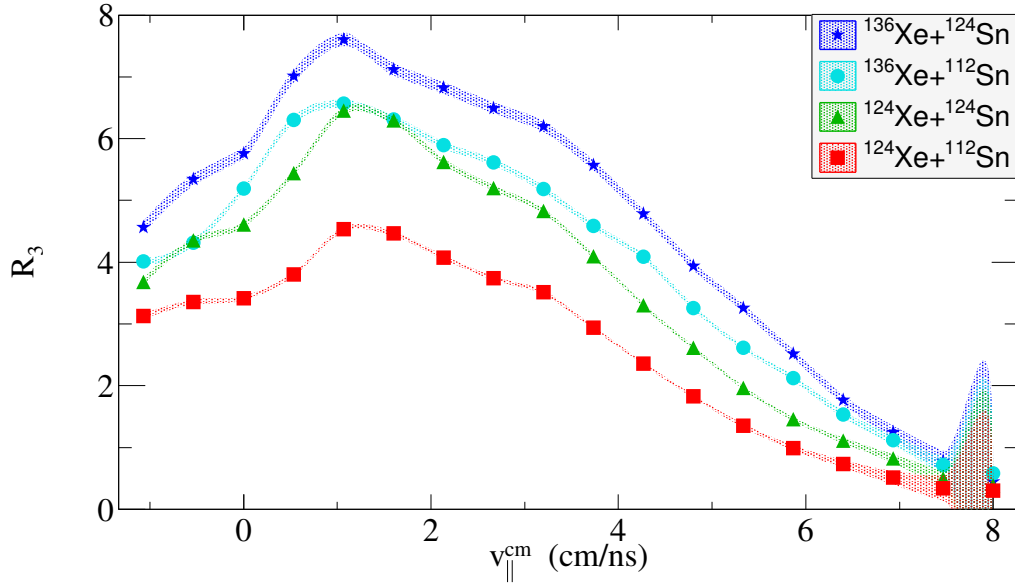


FIGURE 1.18 – Évolution du rapport isobarique R_3 (cf. équation (1.11)) pour les systèmes *INDRA* présentés dans le tableau 1.4 à 32 MeV/nucléon.

1.5 Conclusions

Nous avons, au cours de ce chapitre, présenté le détecteur de particules chargées *INDRA*, ayant permis la construction d'une importante base de données expérimentales variée en terme de taille de systèmes et d'énergies incidentes. Après une rapide présentation du multi-détecteur et des méthodes d'identification, nous nous sommes intéressés plus en détail aux méthodes de sélection existantes afin de procéder à la sélection des événements des collisions centrales.

Nous avons ainsi comparé les méthodes de sélection des événements basées sur l'énergie transverse des particules légères chargées, la multiplicité et l'angle de flot. Il est apparu que les distributions de vitesses des *lcp* ne sont pas impactées par la méthode de sélection utilisée, contrairement aux caractéristiques des fragments qui, elles, apparaissent différentes : nous avons ici montré que les caractéristiques de *lcp* ne sont pas significativement modifiées par les fragments qui sont émis au cours de la collision entre les noyaux de la voie d'entrée.

Après avoir présenté les observables expérimentales que nous allons utiliser au cours de ce travail, nous avons observé la « robustesse » du rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons par rapport aux trois méthodes de sélections étudiées. Nous avons pu alors écarter de façon évidente l'énergie transverse des *lcp* étant donné la corrélation qui existe entre la méthode de sélection et l'observable d'étude. En revanche, les méthodes des multiplicités et de l'angle de flot ne sont quant à elles pas corrélées à l'observable d'intérêt, ce qui ne nous permet donc pas d'écarter l'une ou l'autre des méthodes. Afin de faire un choix entre ces deux dernières, nous avons privilégié l'aspect représentatif des collisions, où il apparaît que le nombre d'événements de collisions centrales est plus important dans le cadre de la sélection par la méthode des multiplicités, la méthode de l'angle de flot nécessitant un critère de complétude sur la charge totale détectée afin de pouvoir être utilisée.

Devant ces observations, le choix de la méthode s'est portée sur celle des multiplicités et c'est cette dernière que nous avons utilisé pour procéder à la sélection des événements de collisions centrales.

Chapitre 2

Étude des collisions nucléon-nucléon dans des collisions centrales entre ions lourds

2.1 L'interaction élémentaire nucléon-nucléon

Les nucléons (protons et neutrons) qui composent le noyau atomique, interagissent entre eux via l'interaction nucléon-nucléon. Cette dernière constitue la brique de base de la physique nucléaire mais n'est cependant pas une interaction fondamentale dans le sens où elle ne s'exerce pas sur des particules élémentaires. En effet, les nucléons étant constitués de quarks *up* et *down* (uud pour le proton et udd pour le neutron), l'interaction fondamentale qui s'exerce entre ces derniers est l'interaction forte.

L'interaction forte, aujourd'hui aussi appelée force de couleur constitue la base de la chromodynamique quantique (*Quantum Chromo-Dynamics : QCD*), visant à décrire les interactions entre les quarks via les gluons (bosons médiateurs de l'interaction) et expliquant la cohésion du noyau atomique. Cependant, la description du noyau et de la matière nucléaire comme un ensemble de nucléons en interaction permet aussi l'étude de l'interaction nucléon-nucléon. Cette dernière est la résultante à « grande distance » de l'interaction forte fondamentale, appelée alors interaction forte résiduelle ou interaction nucléon-nucléon.

Nous présentons rapidement dans cette première partie l'interaction nucléon-nucléon, puis nous présenterons dans quelle mesure l'étude des collisions nucléon-nucléon réalisée dans le cadre de ce travail de thèse nous apporte des informations à propos de cette interaction dans le milieu nucléaire.

2.1.1 L'interaction nucléon-nucléon

L'interaction nucléon-nucléon a été initialement postulée par YUKAWA [32] en 1935 et est basée sur le principe que les mésons (π , ρ , ω , σ) sont les médiateurs de l'interaction forte s'exerçant entre les nucléons. Ce n'est qu'en 1964 que GELL-MANN [33] et ZWEIG [34] postulent indépendamment l'un de l'autre l'existence des quarks et donc le fait que les nucléons ne sont pas des particules fondamentales. C'est en 1973 que GROSS & WILCZEK [35], indépendamment de POLITZER [36], postulent la *QCD*, via l'existence des bosons de jauge appelés gluons obéissant à la symétrie de « couleur » SU_3 . Les nucléons ne sont donc pas soumis à l'interaction forte elle-même mais à une interaction forte dite résiduelle, dont l'origine provient de la création de paires quarks/anti-quarks et donnant naissance

aux mésons π , ρ , ω ,...

L'interaction nucléon-nucléon est dans l'espace des positions \mathbf{R} divisée en trois parties distinctes :

- i) la partie « grande distance » ($r \gtrsim 2$ fm) : dans cette partie du potentiel l'interaction est modélisée à l'aide d'un *One-Pion-Exchange Potential (OPEP)* et correspond à la queue du potentiel à longue portée.
- ii) la partie « moyenne distance » ($1 \lesssim r \lesssim 2$ fm) : dans cette partie du potentiel l'interaction est modélisée à l'aide de l'échange de mésons et principalement de l'échange de mésons scalaires et pseudo-scalaires (échange de deux pions et de mésons lourds)¹².
- iii) la partie « courte distance » ($r \lesssim 1$ fm) : dans cette partie du potentiel l'interaction est modélisée à l'aide de bosons vecteurs (échange de plusieurs pions et de mésons lourds), ou bien à l'aide de la *QCD*.

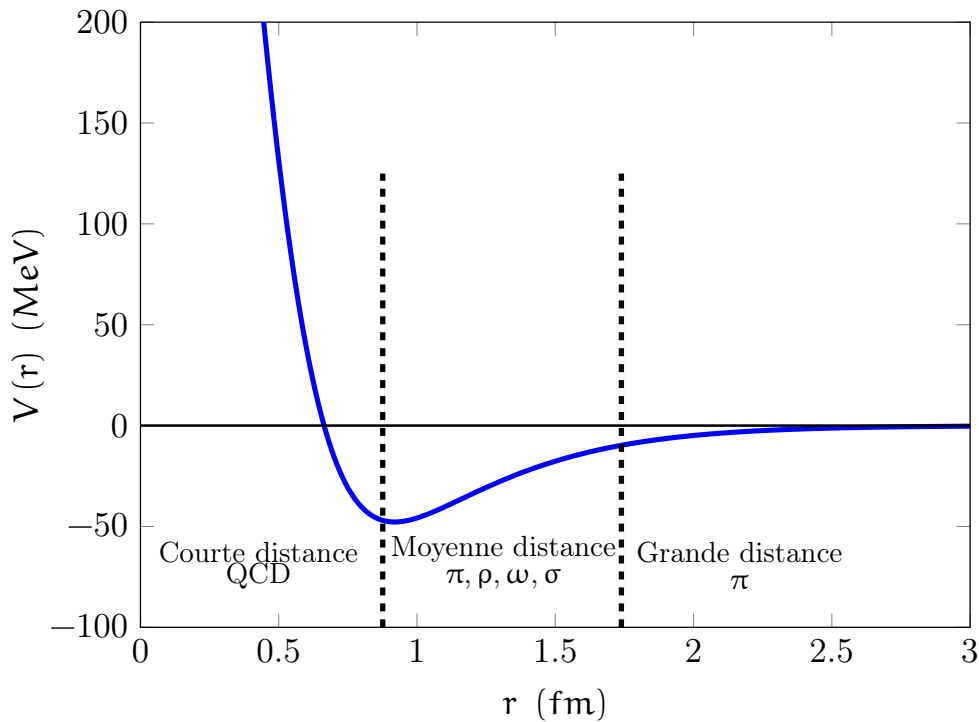


FIGURE 2.1 – Exemple de la partie centrale d'un potentiel nucléon-nucléon (courbe bleue), ainsi que du découpage usuel en courte, moyenne et grande distances. Sur cette figure sont également rappelées les approches utilisées pour la modélisation d'une telle interaction.

La figure 2.1 présente un exemple de forme de la partie centrale du potentiel de l'interaction nucléon-nucléon dans la matière nucléaire. Nous observons sur cette dernière les différents régimes de l'interaction nucléon-nucléon, à savoir un aspect répulsif très intense lorsque $r \lesssim 0,6$ fm (cœur

12. Un méson scalaire (σ par exemple) est un méson dont le spin total est nul et ayant une parité paire (noté $J^\pi = 0^+$); en opposition au méson pseudo-scalaire ($\pi^{0,\pm}$ par exemple) ayant lui une parité impaire (noté $J^\pi = 0^-$). Un méson vecteur (ρ par exemple) est quant à lui caractérisé par un spin total égal à 1 et une parité négative (noté $J^\pi = 1^-$).

dur expliquant la densité de saturation de la matière nucléaire¹³), suivie par un comportement attractif lorsque $r \gtrsim 0,6$ fm, mais dont la décroissance exponentielle est très rapide à mesure que r augmente, ce qui explique la courte portée de l'interaction. Nous remarquons également que le potentiel de l'interaction nucléon-nucléon présente un minimum autour de $r \approx 0,9 - 1,0$ fm. Ce minimum résulte des composantes tensorielles de l'interaction, qui dépendent du spin et de l'isospin des nucléons.

Aujourd'hui, de nombreuses interactions sont disponibles et développées telles les interactions phénoménologiques de type *Skyrme*, *Gogny*, *Paris*, *Bonn*, *Argonne*,..., ou bien des interactions microscopiques découlant de la *QCD*. Une revue exhaustive des approches ainsi que des modèles phénoménologiques et théoriques est disponible dans la référence [37].

2.1.2 Les collisions nucléon-nucléon comme sonde de l'interaction

Après cette brève introduction, nous nous intéressons maintenant à comment les études menées sur les collisions nucléon-nucléon peuvent nous renseigner quant à cette dernière. Dans la matière nucléaire, il est évident que l'interaction entre deux nucléons est modifiée par la présence des nucléons environnants. L'interaction entre tous les nucléons vient donc modifier les propriétés de transport d'un nucléon par rapport à celles qu'il peut avoir dans le vide. Nous pouvons par exemple citer ici le libre parcours moyen λ_{NN} , ou bien encore la section efficace de collision nucléon-nucléon σ_{NN} .

L'approche que nous utilisons ici consiste à simuler les collisions nucléon-nucléon dans le domaine de l'énergie de Fermi et à comparer les résultats que nous obtenons avec des données expérimentales. Cette approche est principalement axée sur l'étude des propriétés de transport mentionnées ci-dessus dans le milieu nucléaire (λ_{NN}^* , σ_{NN}^*), afin d'observer comment elles sont modifiées par rapport à celles dans le vide, où ces dernières sont bien connues. Nous allons montrer dans la suite que nous sommes en mesure de caractériser les deux paramètres importants qui viennent impacter ces grandeurs concernant les propriétés de transport dans le milieu nucléaire : le facteur de Pauli f_{Pauli} lié à la nature fermionique des nucléons (cf. partie 2.4.2), ainsi que le facteur nucléaire η lié quant à lui aux nucléons environnant les nucléons impliqués dans la collision (cf. partie 2.4.3).

Ce paramètre η est une sonde de l'interaction nucléon-nucléon, car il porte l'information concernant le milieu. En effet, nous allons montrer dans la partie 2.3 que nous sommes en mesure d'extraire des quantités importantes telles que le libre parcours moyen dans le milieu nucléaire λ_{NN}^* ou la masse effective des nucléons dans cette dernière, deux grandeurs clés des modèles phénoménologiques et théoriques [38] que nous nous proposons ici de contraindre expérimentalement.

2.2 Simulation des collisions nucléon-nucléon

Cette partie est dédiée à la présentation du code de simulation qui a été développé au cours de la thèse pour traiter les collisions nucléon-nucléon, ainsi que les grandeurs physiques que nous sommes capables d'en extraire. Dans un premier temps, nous présenterons la façon dont nous générons les noyaux dans l'espace des impulsions \mathbf{P} , puis la façon dont nous réalisons les collisions nucléon-nucléon en considérant le principe d'exclusion de Pauli. Enfin, nous exposerons la méthode utilisée pour extraire le pourcentage de collisions en faisant le lien entre l'observable expérimentale du rapport d'isotropie en énergie cinétique présenté dans le chapitre 1.

13. La densité de saturation correspond à la densité moyenne et à peu près constante à l'intérieur des noyaux : $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$.

Afin de ne pas surcharger le chapitre, les équations et matrices associées à la simulation sont présentées de façon plus détaillée dans l'annexe C.

2.2.1 Génération des noyaux projectile et cible dans l'espace des impulsions P

La première étape du code de simulation consiste en la génération des deux sphères de Fermi représentant respectivement les noyaux projectile et cible. Pour cela, nous nous plaçons dans le cas d'une collision purement centrale (paramètre d'impact $b = 0$). Les deux noyaux étant en recouvrement complet dans l'espace des positions \mathbf{R} , nous considérons donc ici que les nucléons sont totalement délocalisés dans ce dernier et ne réalisons la simulation que dans l'espace des impulsions \mathbf{P} . De plus, les sphères de Fermi impliquent également le fait que les nucléons sont sans interaction dans le noyau ; cette hypothèse sera relaxée par la suite en considérant le facteur nucléaire dans le milieu (cf. 2.4.3).

Notons (Z_p, A_p) les nombres de charge et de masse du noyau projectile et (Z_c, A_c) ceux du noyau cible. La génération des A_p (resp. A_c) nucléons constituant le projectile (resp. la cible) se fait en échantillonnant uniformément ces derniers sur une distribution de Fermi-Dirac à température nulle¹⁴ ($T^* = 0$), comme le montre l'équation (2.1) :

$$\frac{\langle n_k \rangle}{g_k} = f(e_k) = \frac{1}{\exp(\beta(e_k - \mu)) + 1} \quad (2.1)$$

où $\langle n_k \rangle$ est le taux d'occupation moyen de l'état k , $g_k = 2(2s + 1) = 4$ la dégénérescence de spin et d'isospin, e_k son énergie, μ le potentiel chimique et $\beta = \frac{1}{k_B T} = \frac{1}{T^*}$ avec T la température en Kelvin, T^* la température telle que considérée en physique nucléaire en MeV et k_B la constante de Boltzmann.

La figure 2.2 présente l'évolution du taux d'occupation du niveau $f(e_k)$ en fonction de l'énergie du niveau e_k . Nous observons sur cette dernière la « marche » de la distribution de Fermi-Dirac à température nulle, cas pour lequel le potentiel chimique μ est égal à l'énergie de Fermi e_F . Lorsque la température n'est plus nulle, le comportement de la distribution est différent et nous n'observons plus alors une « marche » mais une courbe dont le comportement autour de l'énergie de Fermi e_F est plus lisse, ce qui explique le fait que les noyaux ont en réalité des bords diffus, ces derniers n'étant pas à température nulle dans la nature à cause du caractère fermionique des nucléons. Enfin, notons que lorsque la température devient très importante ($T \gg 10$ MeV), les effets quantiques sont fortement réduits et la distribution de Fermi-Dirac tend alors vers la distribution de Maxwell-Boltzmann d'un gaz classique.

Une fois l'énergie du nucléon choisie suivant cette distribution de probabilité à $T = 0$, ce dernier est placé dans l'espace des impulsions en utilisant un tirage aléatoire et uniforme dans une sphère (l'impulsion du nucléon est fixée par l'énergie et les angles θ et ϕ sont tirés aléatoirement dans les intervalles $[0, \pi]$ et $[0, 2\pi]$ respectivement). Cette opération est réalisée pour les A_p (resp. A_c) nucléons du noyau projectile (resp. cible). La justification concernant le choix de la température nulle est expliquée ci-après.

Une fois les nucléons générés dans l'espace des impulsions et après s'être assuré que la somme des impulsions des nucléons dans leurs noyaux respectifs est bien nulle (correction du centre de

14. Dans l'approche du noyau comme un gaz de fermions, la quantité $k_B T$ est notée T^* et est considérée comme une température exprimée en MeV.

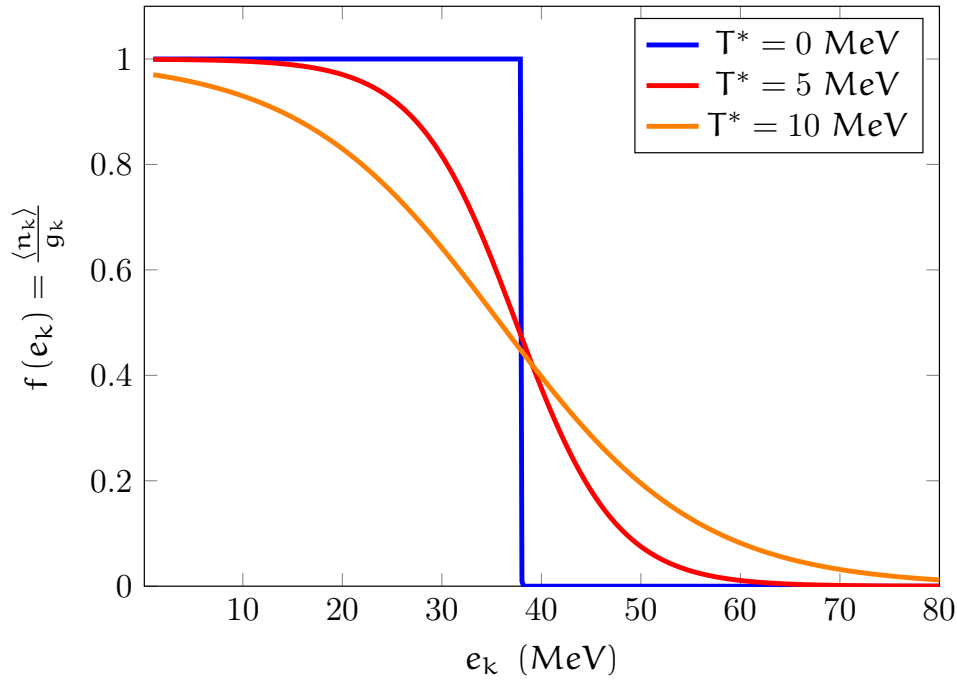


FIGURE 2.2 – Évolution du taux d’occupation $f(e_k)$ en fonction de l’énergie e_k pour la distribution de Fermi - Dirac pour trois températures différentes.

masse - voir annexe C pour plus de détails), il est nécessaire d’emmener les noyaux projectile et cible dans le centre de masse de la réaction nucléaire afin de reproduire la voie d’entrée de la réaction étudiée. Chaque nucléon est décrit dans la simulation de manière relativiste par un quadrivecteur

$$\tilde{\mathbf{p}} = \begin{pmatrix} E_{\text{tot}}/c \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\text{tot}}/c \\ \vec{\mathbf{p}} \end{pmatrix}. \text{ Nous utilisons donc les matrices de Lorentz afin de placer ces derniers}$$

dans le centre de masse de la réaction nucléaire. Par convention, l’axe (Oz) est l’axe qui est choisi pour porter le faisceau. De plus, dans le laboratoire, la cible est au repos ; la totalité de l’énergie cinétique de la réaction est donc apportée par le faisceau constitué des noyaux projectiles. Nous nous plaçons ici dans le cadre de l’approximation soudaine (hypothèse clé pour la suite), ce qui implique qu’il n’y a pas de dissipation d’énergie entre les deux noyaux de la voie d’entrée. La vitesse du centre de masse est donc exclusivement orientée selon l’axe (Oz) et nous avons pour cette dernière l’expression (2.2) :

$$V_z^{\text{CM}} = \frac{\gamma m_p v_{p,z}^{\text{lab}}}{\gamma m_p c^2 + m_c c^2} \quad (2.2)$$

où V_z^{CM} est la vitesse du centre de masse selon l’axe (Oz), $v_{p,z}^{\text{lab}}$ est la vitesse du projectile selon (Oz) dans le laboratoire, m_p (resp. m_c) est la masse du projectile (resp. de la cible) et γ le facteur relativiste associé.

La simulation générant les sphères de Fermi à l’origine, il est nécessaire d’utiliser deux matrices de Lorentz distinctes afin de booster le projectile et la cible (annexe C pour plus de détails). Cette opération nous permet alors d’obtenir pour chacun des nucléons du projectile et de la cible,

un quadrivecteur décrivant ces derniers dans le centre de masse de la réaction nucléaire.

La figure 2.3 nous permet d'observer l'effet du boost de la cible et du projectile dans le centre de masse de la réaction.

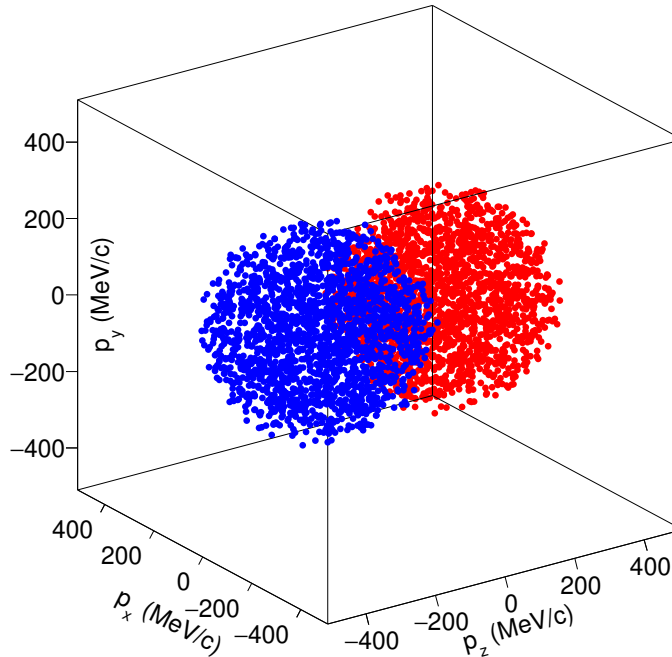


FIGURE 2.3 – Situation dans l'espace des impulsions \mathbf{P} dans le centre de masse, après le boost des noyaux projectile et cible dans le référentiel de la collision nucléaire. Les points rouges représentent les nucléons du noyau projectile tandis que les points bleus représentent les nucléons du noyau cible.

Une fois les noyaux projectile et cible générés dans l'espace des impulsions \mathbf{P} puis « boostés » dans le centre de masse de la réaction nucléaire, la simulation est prête pour générer les collisions entre les nucléons des deux noyaux de la voie d'entrée.

2.2.2 Collisions nucléon-nucléon

Dans cette partie, nous nous intéressons maintenant aux collisions nucléon-nucléon (NN) qui permettent ici de dissiper une partie de l'énergie apportée par le projectile. Dans la simulation, nous nous restreignons à la modélisation de la dissipation à deux corps (les collisions nucléon-nucléon) et négligeons la dissipation à un corps (champ moyen). Cette hypothèse est justifiée à haute énergie, typiquement pour des énergies de faisceau supérieures à 40 – 50 MeV/nucléon [3]. Pour simuler les collisions NN et vu le domaine d'énergie qui est étudié (entre 10 MeV/nucléon et 100 MeV/nucléon), nous ne considérons que des collisions élastiques car la zone d'étude se situe en deça du seuil de production des pions (π^\pm, π^0) [39].

Soient i et j deux nucléons, aléatoirement choisis respectivement parmi les A_p et A_c nucléons du projectile et de la cible. Afin de procéder à la simulation de la collision NN, nous devons placer ces derniers dans leur propre centre de masse. Cette dernière est réalisée à l'aide d'une matrice de rota-

tion appelée matrice de collision (dont l'expression est donnée en annexe C) et notée $\mathcal{M}_{\text{coll}}(\theta, \varphi)$ où θ et φ sont respectivement l'angle de rotation dans le plan de collision et l'angle de rotation hors plan.

Pour procéder à la diffusion élastique des deux nucléons, l'angle φ est choisi de manière aléatoire car il ne doit pas briser la symétrie de révolution hors du plan de collision ; nous avons donc dans la simulation pour chaque évènement de collision :

$$\varphi = r \times 2\pi$$

où r est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 et est uniformément distribué sur cet intervalle. Au contraire, lors de la collision l'angle θ est choisi de manière à prendre en compte la dégénérescence en isospin et donc la nature différente entre les protons et les neutrons, ainsi que la dépendance en énergie relative entre les deux participants impliqués dans la collision. LI & MACHLEIDT à l'aide de calculs microscopiques (basées sur un potentiel nucléon-nucléon de BONN) contraints par des données expérimentales de montrent [40, 41] que l'angle de diffusion est isotrope lorsque les participants sont de même nature (proton-proton (pp) ou neutron-neutron (nn)), tandis que ce dernier montre une anisotropie lorsque les deux nucléons sont de nature différente (proton-neutron (pn ou np)) (cf. figure 2.4).

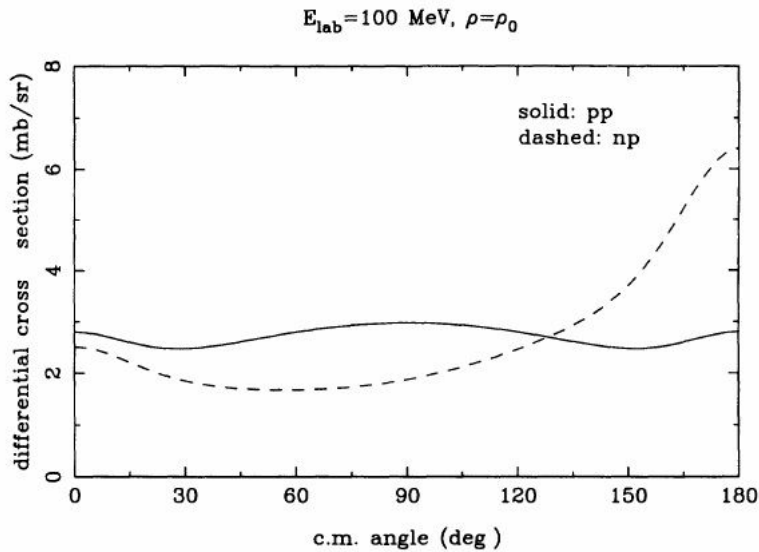


FIGURE 2.4 – Comparaison entre les sections efficaces différentielles en angle polaire pour une collision élastique proton-proton (neutron-neutron) et proton-neutron dans la matière nucléaire ; issue de la référence [41].

LI & MACHLEIDT proposent ainsi la paramétrisation (2.3) pour l'évolution de la section efficace différentielle en angle polaire dans le vide (une paramétrisation de cette dernière dans le milieu nucléaire n'étant pas disponible), pour les collisions neutron-proton (proton-neutron) [40].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{17,42}{1 + 0,05 \times (E^{0,7} - 15,5)} \cdot \exp\left(\alpha \left(\cos^2 \theta + \sin^2 \frac{\theta}{7} - 1\right)\right) \quad (2.3)$$

où E et θ sont respectivement l'énergie cinétique du nucléon provenant du projectile dans le référentiel du centre de masse de la collision nucléaire, l'angle polaire de diffusion dans le référentiel de

la collision NN et α étant exprimé comme suit en fonction de l'énergie E :

$$\alpha = \begin{cases} 0,125 \times (E^{0,54} - 4,625) & , \text{ si } E \leq 100 \text{ MeV} \\ 0,065 \times (36,65 - E^{0,58}) & , \text{ si } E > 100 \text{ MeV} \end{cases}$$

Notons ici que les valeurs de α présentées ci-dessus ne correspondent pas à celles qui sont indiquées dans l'article [40] car ces dernières sont en effet erronées. Les valeurs présentées ici correspondent aux valeurs corrigées comme indiqué dans [42] en page 126. L'angle de diffusion θ utilisé dans la simulation est donc échantillonné selon la relation (2.3).

Afin d'observer la façon dont évolue cette relation en fonction de l'énergie E , trois cas sont présentés sur la figure 2.5. Nous remarquons sur cette dernière que plus l'énergie incidente est importante, plus les angles avant et arrière semblent favorisés, au dépend des angles se trouvant autour de 90° dans le centre de masse.

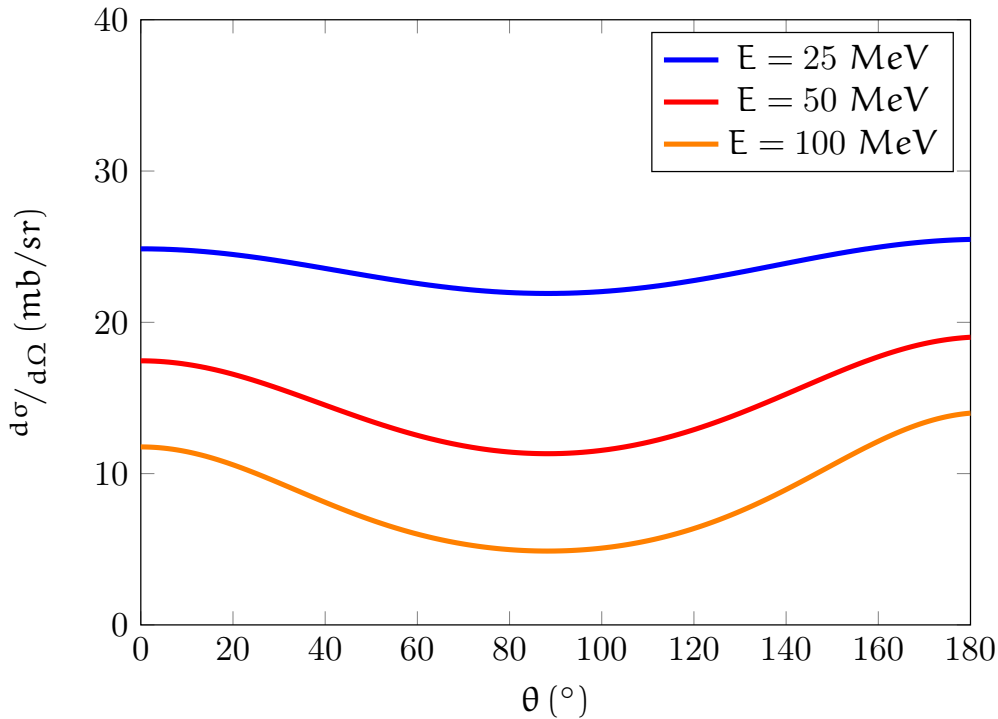


FIGURE 2.5 – Évolution de la section efficace différentielle en angle polaire (relation (2.3)) pour trois valeurs d'énergies relatives différentes pour les collisions neutron-proton (proton-neutron).

Une fois la collision effectuée, nous ramenons les nucléons diffusés dans le centre de masse de la réaction nucléaire ; nous disposons alors de leurs quadrivecteurs.

A cause du caractère fermionique des nucléons, il est nécessaire de vérifier que le principe d'exclusion de Pauli soit bien respecté. Dans le cadre de notre approche semi-classique, nous vérifions ce dernier de façon géométrique dans l'espace P , à savoir que chacun des deux nucléons doit se trouver après la diffusion hors des deux sphères de Fermi. Si un seul (ou deux) nucléon(s) se trouve(nt) dans une des sphères de Fermi, le principe d'exclusion de Pauli n'est pas respecté et interdit alors la collision NN concernée. La figure 2.6 illustre ainsi la façon dont le principe de Pauli est traité

dans la simulation. Les nucléons aléatoirement choisis initialement sont dans les états i, j et deux cas de figure se présentent :

- les nucléons diffusés se retrouvent dans les états finaux i', j' ; ces derniers se retrouvent alors dans les sphères de Fermi et la collision est **interdite**. Les nucléons sont alors de nouveau éligibles à une collision.
- les nucléons diffusés se retrouvent dans les états finaux i'', j'' ; ces derniers se retrouvent alors hors des sphères de Fermi et la collision est **autorisée**. Les nucléons ne sont alors plus éligibles à une collision.

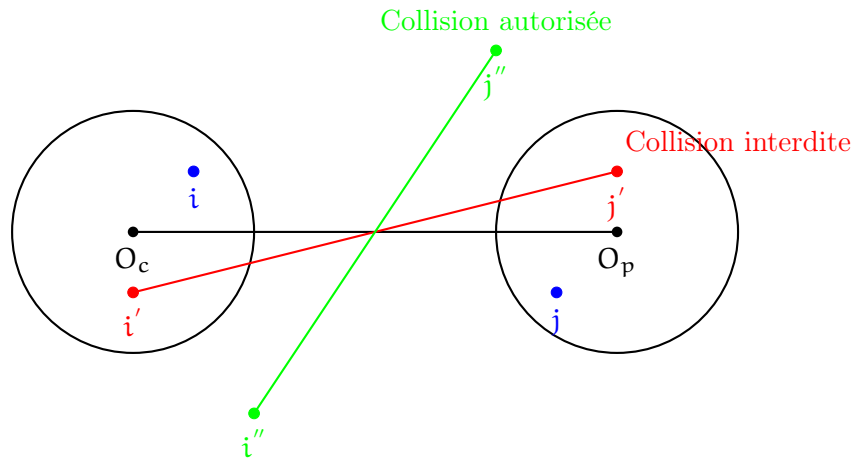


FIGURE 2.6 – Illustration du principe d'exclusion de Pauli tel qu'il est traité dans la simulation.

La figure 2.7 montre pour un lot de $N = 10000$ événements simulés la répartition des nucléons diffusés (respectant donc le principe d'exclusion de Pauli), pour deux pourcentages de collision distincts. Le pourcentage de collision correspond au nombre de collisions nucléon-nucléon demandé par l'utilisateur lors de la simulation. Il varie entre 0 % (pas de collisions NN) et 100 % ($\min(A_p, A_c)$).

Nous pouvons voir sur cette dernière les deux sphères de Fermi (trous blancs au centre des histogrammes), ainsi que l'effet du pourcentage de collisions qui, lorsqu'il est important, entraîne un peuplement plus important autour de l'origine, dans la direction transverse v_{\perp} . Ceci s'explique par le fait que nous ne testons pas dans la simulation l'espace des phases final (présence ou non d'un nucléon déjà diffusé) car le nombre de collisions est supposé faible. Enfin, nous pouvons observer qu'il n'y a aucun nucléon dans les deux sphères de Fermi, ce qui nous indique que le principe d'exclusion de Pauli est correctement traité avec l'approche décrite ci-dessus.

2.2.3 Détermination du pourcentage de collisions $\%_{coll}$

Dans cette partie, nous allons déduire le pourcentage de collisions nucléon-nucléon à partir des résultats de la simulation et de la comparaison avec les résultats expérimentaux. Nous présenterons dans un premier temps la procédure utilisée pour extraire le pourcentage de collisions à l'aide de l'observable expérimentale $R_E^{protons}$ définie dans la partie 1.3, dont les résultats sont présentés sur la figure 1.15 et dans le tableau A.2. Nous nous intéresserons ensuite aux résultats obtenus sur tous les systèmes étudiés.

Fonctionnement de la simulation

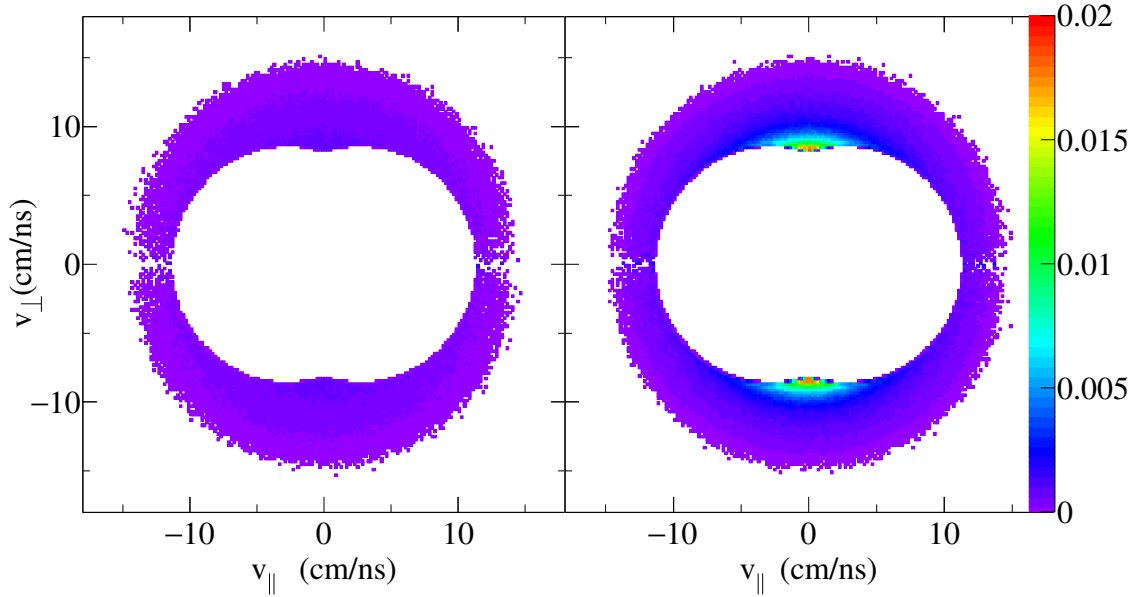


FIGURE 2.7 – Représentation dans le plan $v_{\parallel} - v_{\perp}$ des nucléons diffusés respectant le principe d'exclusion de Pauli pour le système $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/nucléon. Sur le panneau de gauche la simulation est réalisée avec un pourcentage de collision de 10 % et sur le panneau de droite cette dernière est réalisée avec un pourcentage de collisions de 60 %.

La simulation est construite de telle sorte que l'utilisateur indique le système étudié, l'énergie du projectile ainsi que le pourcentage de collisions souhaité. Notons toutefois qu'il est hautement improbable d'épuiser complètement toutes les collisions NN (comme le montre la figure 2.7 où les nucléons n'ont physiquement pas accès à tout l'espace des vitesses ce qui sature ce dernier), la gamme d'énergie incidente autour de l'énergie de Fermi n'étant pas suffisante.

La systématique adoptée pour les simulations consiste à faire varier le pourcentage de collision demandé entre sa valeur minimale (0 %) et sa valeur maximale (100 %) par pas constant de 10 %. Trois quantités importantes gouvernent la simulation, à savoir :

- Le paramètre en entrée de la simulation :
 - * N_{dem}
- Les paramètres en sortie de la simulation
 - * N_{reel}
 - * N_{tot}

La première quantité N_{dem} correspond au nombre de collisions par nucléon qui sont demandées par évènement simulé ; elle est égale au nombre de nucléons correspondant au pourcentage de collisions ($\%_{\text{coll}}^{\text{dem}}$) demandé par l'utilisateur comme indiqué dans la relation (2.4) :

$$N_{\text{dem}} = \%_{\text{coll}}^{\text{dem}} \times \min(A_p, A_c) \quad (2.4)$$

La seconde quantité N_{reel} correspond quant à elle au nombre de collisions réalisées à la fin de la convergence, c'est à dire le nombre de collisions NN ayant satisfait le principe d'exclusion de Pauli.

Enfin, la troisième et dernière quantité N_{tot} correspond ici au nombre total d'essais réalisés. Ce nombre est limité à la valeur N_{lim} paramétrisée en fonction de la taille du système à l'aide d'un paramètre de contrôle noté α , afin de stopper le calcul lorsque ce dernier est trop long. L'expression de ce nombre est donnée ci-après en relation (2.5). Pour ce qui concerne les résultats qui sont présentés dans ce travail, nous avons pour le paramètre de contrôle $\alpha = 2$.

$$N_{\text{lim}} = \alpha \times A_p A_c \quad (2.5)$$

Ainsi, pour chaque système simulé, nous disposons à la fin de la procédure du pourcentage de collisions demandé et celui effectivement réalisé par la simulation. Nous utilisons donc dans la suite ces quantités afin d'en déduire le pourcentage de collision réel.

Extraction du pourcentage de collision nucléon-nucléon $\%_{\text{coll}}$

Comme indiqué précédemment, nous faisons varier le pourcentage de collisions NN demandé de 0 à 100 % par pas de 10 %, pour chaque système étudié. La simulation calcule alors le pourcentage de collisions réalisé $\%_{\text{coll}}^{\text{reel}}$, ainsi que le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons R_E^{sim} . Nous présentons sur la figure 2.8 l'évolution du rapport d'isotropie de la simulation R_E^{sim} en fonction du pourcentage de collisions réalisé $\%_{\text{coll}}^{\text{reel}}$ pour le système $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/nucléon.

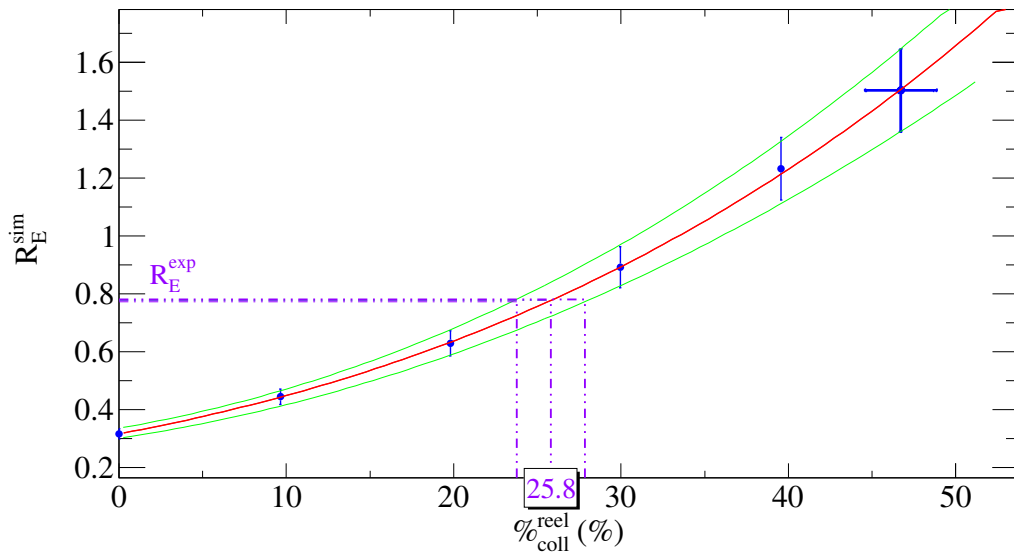


FIGURE 2.8 – Évolution du rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons issus de la simulation R_E^{sim} en fonction du pourcentage de collisions réalisé (points bleus). L'ajustement polynomial d'ordre 3 (courbe rouge) ainsi que la projection de la valeur expérimentale du rapport d'isotropie des protons R_E^{exp} , permettant la détermination du pourcentage de collisions $\%_{\text{coll}}$ sont également présentés. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs sur les valeurs moyennes des quantités respectives.

Un ajustement polynomial d'ordre 3 est ici utilisé afin d'interpoler la valeur expérimentale du rapport d'isotropie et ainsi pouvoir déduire la valeur du pourcentage de collisions réel $\%_{\text{coll}}^{\text{reel}}$ ainsi que l'incertitude qui y est associée pour le système étudié, comme le présente la projection réalisée

sur la figure 2.8.

Concernant le système présenté ($^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/nucléon, cf. 2.8) ici nous avons pour le rapport d'isotropie expérimental $R_E = 0,7768$ (43) conduisant à une valeur de pourcentage de collisions de : $\%_{\text{coll}} = 25,80 \pm 1,97$ %.

Résultats concernant tous les systèmes simulés

Nous appliquons la méthode présentée ci-dessus à tous les systèmes étudiés. Ces résultats sont présentés sur la figure 2.9. La première observation que nous pouvons faire concerne le fait qu'à

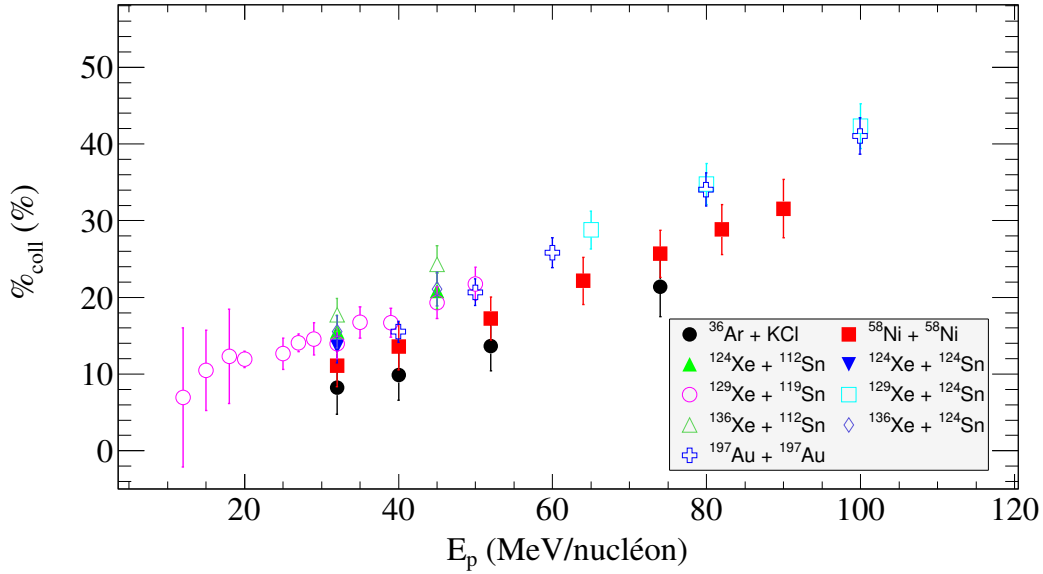


FIGURE 2.9 – Évolution du pourcentage de collisions $\%_{\text{coll}}$ en fonction de l'énergie du projectile incident, déduit des données expérimentales *INDRA*.

mesure que l'énergie du projectile augmente, le pourcentage de collisions NN et donc le nombre de collisions NN augmente. Nous remarquons également que les résultats que nous obtenons sont hiérarchisés en masse, c'est-à-dire que les systèmes légers conduisent à un pourcentage de collisions plus faible que les systèmes plus lourds à une même énergie; comportement que nous observons également sur les données expérimentales concernant le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons (cf. 1. Cet effet est étudié plus loin dans le chapitre (cf. 2.3.2).

Il faut ensuite considérer ici le fait qu'à basse énergie (en deçà de 30 - 35 MeV/nucléon) les pourcentages de collision n'ont pas de réalité physique dans le sens où le mode de dissipation n'est pas simplement lié aux collisions nucléon-nucléon (mode de dissipation à deux corps) mais plutôt au champ moyen (mode de dissipation à un corps), car le blocage dû au principe d'exclusion de Pauli agit fortement. En effet, lorsque l'énergie du faisceau est inférieure à l'énergie de Fermi, le champ moyen est prépondérant et ceci s'observe notamment grâce aux sections efficaces de fusion. Les références [43, 44, 45] montrent bien que ces dernières subissent une importante baisse à mesure que l'énergie du projectile augmente en passant de $\sigma_{\text{fus}} = 1 - 2$ b à 10 MeV/nucléon à $\sigma_{\text{fus}} \lesssim 250$ mb lorsque l'énergie du projectile est de 30 MeV/nucléon ou plus.

C'est à partir de 40 - 50 MeV/nucléon que les collisions nucléoniques deviennent le mode de dissipation prépondérant. C'est donc à partir de cette énergie que nous considérerons les résultats concernant les collisions NN.

2.3 Extraction des sections efficaces de collisions nucléon-nucléon dans le milieu σ_{NN}^*

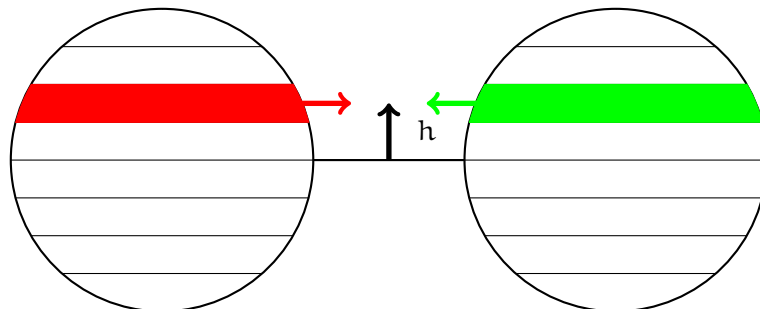
Nous avons vu dans la section précédente la méthode utilisée afin de déterminer le pourcentage de collision réalisé. Nous présentons dans la suite la façon dont nous procédons afin de faire le lien entre ce pourcentage de collision $\%_{coll}$ et la section efficace de collision nucléon-nucléon élastique dans le milieu nucléaire σ_{NN}^* .

2.3.1 Le modèle *rows on rows*

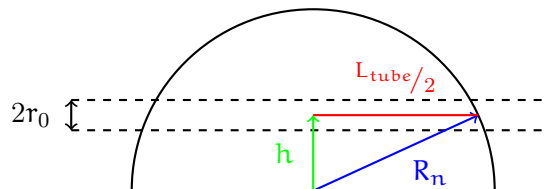
Le modèle *rows on rows* présenté ici est un modèle proposé par HÜFNER & KNOLL [46] en 1977. Cette approche repose sur l'approximation de GLAUBER [47] qui consiste à supposer que les nucléons formant les noyaux ne sont pas fortement impactés par l'interaction nucléon-nucléon. Initialement formulée pour les réactions nucléaires de haute énergie (de l'ordre du GeV/nucléon), BRISSAUD ET AL. [48] se sont intéressés à l'utilisation de cette approche pour des énergies autour de l'énergie de Fermi, correspondant au domaine énergétique étudié ici.

Le modèle *rows on rows* est basé comme indiqué précédemment sur l'approximation de GLAUBER, nous considérons alors dans ce cadre que seuls les nucléons participants du projectile et de la cible interagissent entre eux. Les interactions entre les nucléons spectateurs du projectile de la cible sont donc négligées.

L'approche utilisée implique donc que les nucléons participants soient localisés dans des tubes (*rows*) orientés selon la direction de propagation et donc l'axe du faisceau, ici (Oz).



(a) Schéma des noyaux projectile et cible décomposés en tube (*rows*). Les tubes rouge et vert représentent respectivement les tubes de la cible et du projectile qui diffusent entre eux. La distance r représente la « hauteur » des tubes dans les noyaux.



(b) Illustration des différents paramètres utilisés pour le calcul du nombre moyen de collision par nucléon à l'aide du modèle *rows on rows*.

FIGURE 2.10 – Illustration (dans un plan de coupe des noyaux) du modèle et des quantités calculées dans le cadre de l'approche *rows on rows*.

La figure 2.10a montre l'approche dans le modèle *rows on rows*. Chaque tube a un diamètre

$d_0 = 2r_0$ où $r_0 = 1,2$ fm est le rayon moyen du nucléon. Nous pouvons donc en déduire facilement les paramètres du tube que nous considérons comme indiqué sur le schéma de la figure 2.10b. Sur ce dernier $R_n = r_0 \times A^{1/3}$ représente le rayon du noyau (Z, A) , h est la « hauteur » du tube impliqué dans le processus de collision et $L_{\text{tube}}/2$ est la demi-longueur du tube situé à la distance h du centre du noyau. Nous pouvons alors à l'aide de la densité nucléaire ρ déterminer le nombre de nucléons contenus dans le tube situé à la distance h noté $N_n(h)$ comme indiqué dans la relation (2.6).

$$N_n(h) = 2\rho\pi r_0^2 \sqrt{R_n^2 - h^2} \quad (2.6)$$

La relation 2.7 donne donc le nombre moyen de collisions par nucléon du noyau $\langle N_{\text{coll}} \rangle / A$.

$$\frac{\langle N_{\text{coll}} \rangle}{A} = \frac{1}{2R_n} \times \int_{-R_n}^{R_n} \frac{N_n(h) \cdot \sigma_{\text{NN}}^*}{\sigma_{\text{NN}}^{\text{tot}}} \cdot dh \quad (2.7)$$

Dans cette relation, σ_{NN}^* est la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire à la distance h du centre du noyau et $\sigma_{\text{NN}}^{\text{tot}}$ est la section efficace totale de collision nucléon-nucléon (i.e. la section efficace géométrique πr_0^2). Ici, la section efficace σ_{NN}^* est la grandeur que nous recherchons. Nous utilisons alors une simulation Monte-Carlo pour calculer la quantité $\langle N_{\text{coll}} \rangle / A$, en supposant une distribution poissonnienne en ce qui concerne le nombre moyen de collision $\langle N_{\text{coll}} \rangle$. La justification de l'utilisation de la distribution de Poisson réside dans le fait que le nombre de collisions possibles dans un tube est faible dans le cadre du modèle *rows on rows* (de l'ordre de 0 à quelques unités).

Afin d'obtenir l'évolution du nombre moyen de collisions par nucléon $\langle N_{\text{coll}} \rangle / A$ en fonction de la section efficace de collisions NN dans le milieu nucléaire σ_{NN}^* , nous supposons comme indiqué précédemment une distribution de Poisson. Le lien avec la section efficace σ_{NN}^* est établi en utilisant le libre parcours moyen des nucléons dans le milieu nucléaire, noté ici λ_{NN}^* . Pour cela, nous utilisons la relation bien connue de la théorie cinétique des gaz :

$$\lambda_{\text{NN}}^* = \frac{1}{\rho \sigma_{\text{NN}}^*} \quad (2.8)$$

Nous sommes alors en mesure d'exprimer la probabilité d'interaction $p(h)$ entre un nucléon du projectile et de la cible situé à la distance h du centre du noyau, s'exprimant comme suit : $p(h) = \frac{L_{\text{tube}}(h)}{\lambda_{\text{NN}}^*} = L_{\text{tube}}(h) \rho \sigma_{\text{NN}}^*$. A partir de l'expression de cette probabilité d'interaction, il est simple d'exprimer à l'aide de la distribution de Poisson, le nombre de collisions nucléon-nucléon à la distance h du centre du noyau, donné par :

$$N_{\text{coll}}(h) = \frac{1}{N_n(h)!} \left(\frac{L_{\text{tube}}(h)}{\lambda_{\text{NN}}^*} \right)^{N_n(h)} \exp \left(- \frac{L_{\text{tube}}(h)}{\lambda_{\text{NN}}^*} \right) \quad (2.9)$$

Nous cherchons maintenant à faire le lien entre le nombre moyen de collisions par nucléon du noyau $\langle N_{\text{coll}} \rangle / A$ et la section efficace de collisions nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire σ_{NN}^* . Pour cela, nous utilisons une approche *Monte-Carlo* qui consiste à faire varier la valeur de σ_{NN}^* et calculer $N_{\text{coll}}(h)$, pour chaque tube (*rows*) situé à la distance h du centre du noyau. Après un important nombre de tirage (de l'ordre de 10000), toutes les valeurs obtenues sont moyennées, ceci nous permettant alors d'obtenir le nombre moyen de collisions $\langle N_{\text{coll}} \rangle$. Ce dernier est ensuite divisé par le nombre de nucléons total du système considéré afin d'obtenir la quantité $\langle N_{\text{coll}} \rangle / A$

recherchée. Ce calcul est répété pour chaque système étudié et est réalisé à une densité $\rho = 1,2\rho_0$ afin de tenir compte de la compression du milieu nucléaire pour des énergies incidentes inférieures à 100 MeV/nucléon [49].

Le résultat du calcul sur différents systèmes ($^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ et $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$) est présenté en figure 2.11.

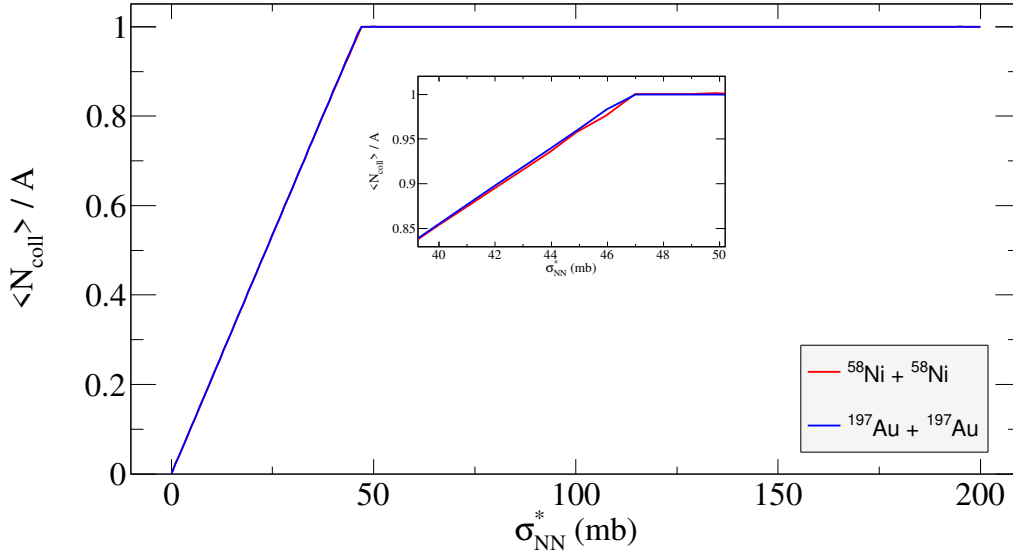


FIGURE 2.11 – Évolution du nombre moyen de collisions par nucléon $\langle N_{\text{coll}} \rangle / A$ en fonction de la section efficace de collisions nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire σ_{NN}^* dans l’hypothèse de collisions poissonniennes. L’encart présente un zoom de la région où la différence entre les deux courbes est la plus prononcée.

La saturation observée sur cette dernière correspond au cas limite où la section efficace σ_{NN}^* entraîne le fait que tous les nucléons aient subi au moins une collision. Précisons ici qu’au vu des valeurs de sections efficaces dans le milieu que nous allons obtenir par la suite, nous ne nous intéressons qu’aux valeurs inférieures ici à 50 mb. Nous disposons ainsi d’une relation permettant de faire un lien direct entre le pourcentage de collisions $\%_{\text{coll}}$ issu de la simulation (cf. section 2.2.3) et la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu.

2.3.2 Section efficace σ_{NN}^* dans le milieu

A l’aide des résultats obtenus pour chaque système en utilisant la simulation *Monte-Carlo* présentée dans la partie 2.3.1 ci-avant, nous sommes en mesure de faire le lien le pourcentage de collisions $\%_{\text{coll}}$ (noté ici le nombre moyen de collisions par nucléon $\langle N_{\text{coll}} \rangle / A$) et la section efficace σ_{NN}^* de collisions dans le milieu nucléaire.

Nous obtenons alors pour chaque système une valeur de la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu. L’évolution des valeurs des sections efficaces σ_{NN}^* est présentée sur la figure 2.12 pour l’ensemble des systèmes *INDRA* étudiés.

Nous pouvons observer sur cette dernière que les valeurs de ces sections efficaces sont petites à basse énergie (de l’ordre de 5 mb) et augmentent avec l’énergie du projectile incident (jusqu’à 20 mb). Toutefois les valeurs n’atteignent jamais la section efficace géométrique de collision nucléon-nucléon (à savoir $\sigma_{\text{NN}}^{\text{tot}} \approx \pi r_0^2 = 45 \text{ mb}$). Ces résultats sont cohérents avec de récentes études menées

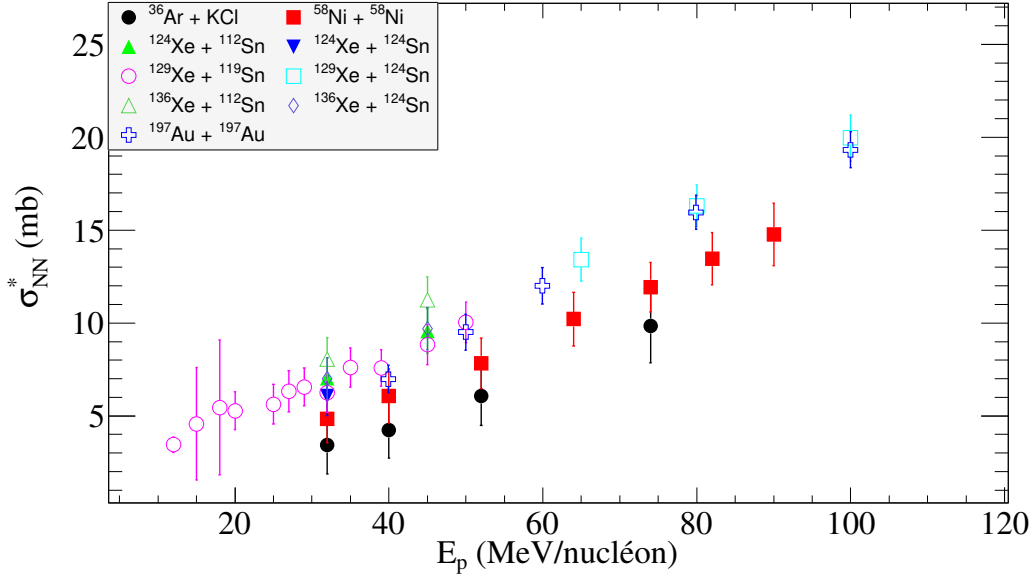


FIGURE 2.12 – Évolution de la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire σ_{NN}^* en fonction de l'énergie cinétique du projectile incident E_p déduite des données *INDRA*. Le point du système $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ à 150 MeV/nucléon n'est pas considéré dans l'étude car les hypothèses du modèle ne sont plus valides.

sur les sujets basées sur des approches plus expérimentale [3] ou plus théorique [50].

Nous observons donc une très forte réduction des sections efficaces dans le milieu nucléaire en comparaison des valeurs utilisés pour ces dernières dans le vide [51, 40, 41].

2.3.3 Libre parcours moyen λ_{NN}^* dans le milieu

A l'aide de la relation (2.8), il est possible de déduire pour chacun des systèmes étudiés le libre parcours moyen des nucléons dans le milieu nucléaire. Les résultats sont présentés sur la figure 2.13 sur laquelle nous pouvons observer qu'entre 40 et 100 MeV/nucléon le libre parcours moyen des nucléons dans le milieu nucléaire décroît avec l'énergie incidente du projectile.

En ne considérant ici que les valeurs supérieures à 40 MeV/nucléon, nous observons que le libre parcours moyen passe de $\lambda_{NN}^* \approx 10$ fm à 40 MeV/nucléon à $\lambda_{NN}^* \approx 3 - 4$ fm à 100 MeV/nucléon. Ces résultats sont en bon accord avec des valeurs publiés [3, 52, 53] ainsi qu'avec des calculs théoriques plus récents [38]. L'observation par laquelle nous pouvons conclure l'étude de cette figure est celle que nous réalisons à l'aide des deux droites horizontales placées sur cette dernière ; elles représentent le rayon du plus petit (Ar) et du plus gros (Au) noyau étudié. Nous remarquons alors que les valeurs de libre parcours moyen que nous obtenons sont généralement plus élevées ou du même ordre de grandeur que la dimension caractéristique des noyaux, ce qui indique que la dissipation de l'énergie à l'aide de collisions NN binaires n'est certainement pas totale et que le système n'a pas « thermalisé » l'ensemble de l'énergie incidente disponible. Nous pouvons ainsi conclure que le milieu nucléaire est partiellement « transparent » en ce qui concerne les nucléons incidents, cet effet étant dû non seulement au blocage induit par le principe d'exclusion de Pauli, mais également aux effets de milieu.

Notons ici que nous avons utilisé la relation (2.8) en considérant que la densité $\rho = 1, 2\rho_0$ est la même sur toute la gamme en énergie.

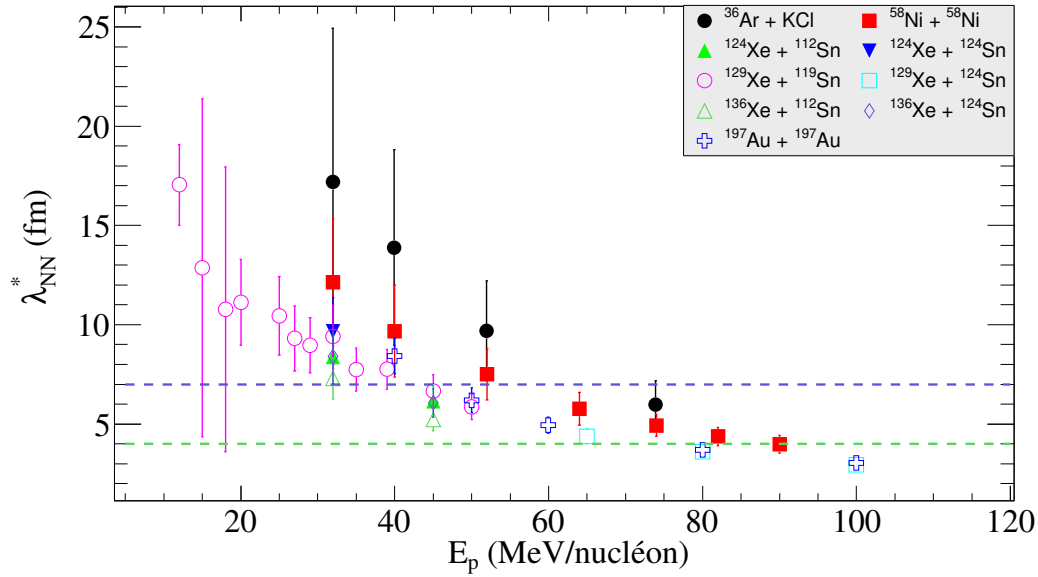


FIGURE 2.13 – Évolution du libre parcours moyen λ_{NN}^* des nucléons dans le milieu nucléaire (dédit de σ_{NN}^*) en fonction de l'énergie du projectile. La droite horizontale verte représente le rayon du plus petit noyau étudié (ici l'argon), tandis que la droite bleue représente le rayon du plus gros noyau étudié (ici l'or).

2.4 Facteurs de réduction de la section efficace de collisions nucléon-nucléon dans le milieu σ_{NN}^*

Nous nous intéressons dans cette section aux facteurs de réduction de la section efficace de collisions nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire. Dans un premier temps nous présenterons la formulation phénoménologique utilisée dans ce travail faisant le lien entre la section efficace de collisions dans le milieu nucléaire avec celle dans le vide, puis nous nous intéresserons successivement aux deux facteurs de réduction identifiés : le facteur de Pauli f_{Pauli} et le facteur nucléaire η .

2.4.1 Formulation phénoménologique de la section efficace de collisions nucléon-nucléon

La relation (2.10) présentée ci-après est la formulation phénoménologique postulée ici pour rendre compte de l'influence des deux paramètres (f_{Pauli}, η) sur les sections efficaces de collisions nucléon-nucléon dans le vide $\sigma_{NN}^{\text{libre}}$:

$$\sigma_{NN}^* = \eta \times f_{\text{Pauli}} \times \sigma_{NN}^{\text{libre}} \quad (2.10)$$

Le paramètre f_{Pauli} permet de prendre en compte dans la réduction de la section efficace de collisions nucléon-nucléon, les effets liés au principe d'exclusion de Pauli. Ce dernier est donc lié à la nature fermionique des nucléons et traduit des effets à deux corps.

Le paramètre η permet lui de prendre en compte dans la réduction de la section efficace, les effets liés au fait que la collision nucléon-nucléon est réalisée dans le milieu nucléaire. Il permet donc de prendre en compte les effets à N-corps et porte l'information concernant la façon dont est modifié l'interaction forte résiduelle s'exerçant entre les nucléons subissant la diffusion dans le milieu.

Notons ici qu'il est important de décorréliser les effets liés aux paramètres f_{Pauli} et η car la plupart des modèles de transport existant traite déjà le principe d'exclusion de Pauli. L'information importante dont ces derniers ont besoin est la section efficace de collisions nucléon-nucléon libre, modéré par le facteur nucléaire η .

2.4.2 Facteur de Pauli f_{Pauli}

Estimation du facteur de Pauli f_{Pauli}

Afin d'estimer l'évolution du facteur de Pauli f_{Pauli} en fonction de l'énergie du projectile, nous utilisons ici la paramétrisation de KIKUCHI & KAWAI dans la référence [54] à la page 37.

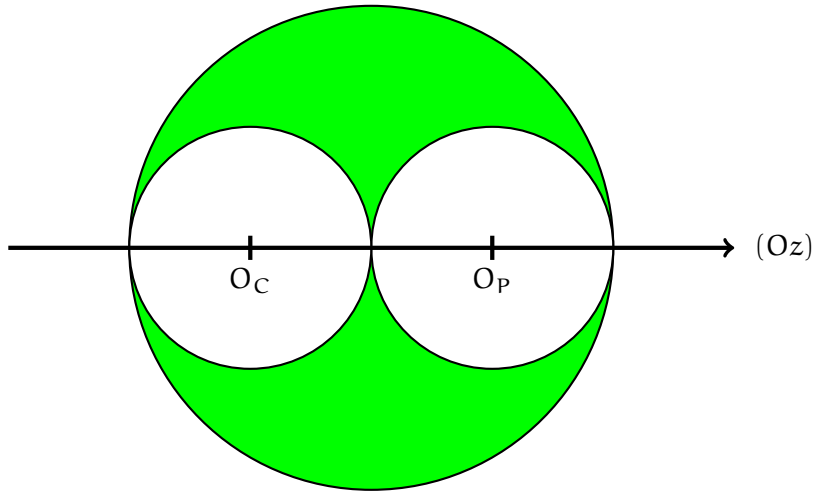


FIGURE 2.14 – Illustration du calcul géométrique de l'occupation de l'espace des phases réalisé par KIKUCHI & KAWAI. Les deux trous blancs correspondent aux noyaux projectile et cible, inaccessible aux nucléons diffusés. La zone verte correspond quant à elle à l'espace des phases accessible aux nucléons diffusés.

L'approche utilisée consiste en un calcul géométrique de l'occupation de l'espace des phases, comme présenté sur la figure 2.14. L'impulsion relative séparant les deux noyaux de la voie d'entrée augmente donc avec l'énergie du projectile incident, ce qui entraîne l'augmentation de la zone accessible aux nucléons diffusés. Ce calcul est formalisé grâce à la relation (2.11) présenté ci-après.

$$f_{\text{Pauli}}(\zeta) = \begin{cases} 1 - \frac{7}{5}\zeta & , \text{ si } \zeta \leq \frac{1}{2} \\ 1 - \frac{7}{5}\zeta + \frac{2}{5}\zeta \left(2 - \frac{1}{\zeta}\right)^{5/2} & , \text{ si } \zeta > \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.11)$$

où $\zeta = E_F / (E_F + E)$ avec E_F l'énergie de Fermi et E est l'énergie cinétique du nucléon incident.

Nous pouvons alors observer sur la figure 2.15 l'évolution du facteur de Pauli en fonction de l'énergie du projectile incident. Le facteur de Pauli augmente avec l'énergie du projectile, ce qui indique que le nombre de collisions nucléon-nucléon autorisées augmente également. En effet, l'espace des phases accessible aux nucléons diffusés est plus important lorsque l'énergie du projectile incident est importante.

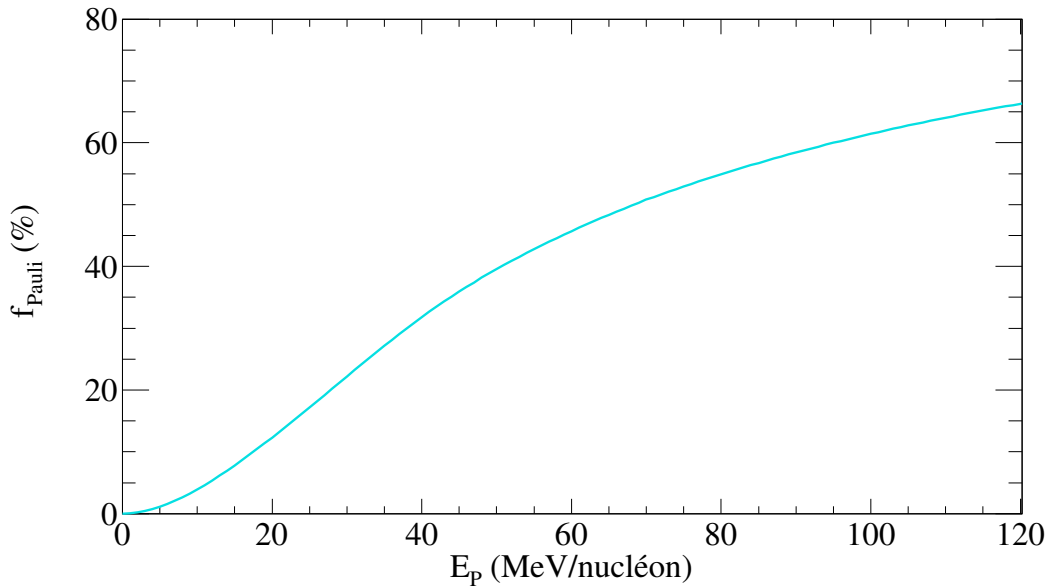


FIGURE 2.15 – Évolution du facteur de Pauli (exprimé en pourcentage) selon la paramétrisation (2.11) de KIKUCHI & KAWAI.

Section efficace de collisions nucléon-nucléon corrigées du facteur de Pauli

Comme nous l'avons observé à l'aide de la figure 2.11, les valeurs des sections efficaces de collisions nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire σ_{NN}^* sont réduites par rapport à celles dans le vide. Nous nous posons alors la question de savoir quel est l'impact du facteur de Pauli sur cette réduction.

À l'aide des valeurs calculées à l'aide de la relation (2.11) de KIKUCHI & KAWAI, nous corrigeons les valeurs des sections efficaces du facteur de Pauli f_{Pauli} . Ces dernières sont représentées sur la figure 2.16. Comme sur la figure 2.12, les sections efficaces obtenues semblent être plus ou moins hiérarchisées en fonction de la masse du système ; plus le système est lourd, plus la section efficace (corrigée du facteur de Pauli ou non) dans le milieu nucléaire augmente. Ceci est certainement corrélé au nombre de participants disponibles qui est différent en fonction de la taille du système.

Pour observer cela, nous opérons à une loi d'échelle sur nos résultats à l'aide de la quantité $A_{\text{tot}} = A_{\text{p}} + A_{\text{c}}$, la taille totale du système.

Afin de rendre compte de la validité de cette loi d'échelle, nous réalisons un ajustement à l'aide d'un polynôme d'ordre 2 sur les sections efficaces corrigées, avant et après l'opération. Nous calculons ensuite les résidus et présentons dans le tableau 2.1 ainsi que sur la figure 2.17 les résultats que nous obtenons sur la distribution des résidus avant et après la réduction d'échelle.

| | Sans correction d'échelle | Avec correction d'échelle |
|--------------------|---------------------------|---------------------------|
| Valeur moyenne | -0,451 | 0,248 |
| Déviatoin standard | 3,321 | 0,496 |

TABLE 2.1 – Tableau regroupant la valeur moyenne ainsi que la déviation standard pour l'étude réalisée sur la réduction d'échelle en $A_{\text{tot}}^{-1/3}$ concernant les sections efficaces de collisions nucléon-nucléon corrigées du facteur de Pauli dans le milieu.

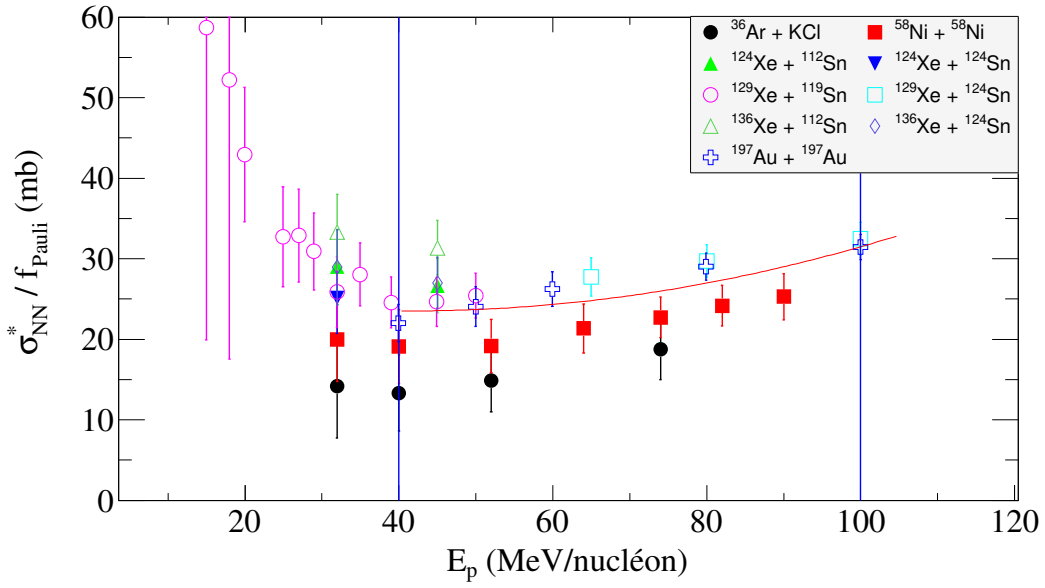


FIGURE 2.16 – Évolution en fonction de l'énergie incidente de la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire, corrigée du facteur de Pauli f_{Pauli} . La courbe rouge correspond à l'ajustement polynomiale utilisé pour procéder à l'étude de la distribution des résidus ; les droites (bleues) correspondent à la région dans laquelle l'ajustement a été réalisé.

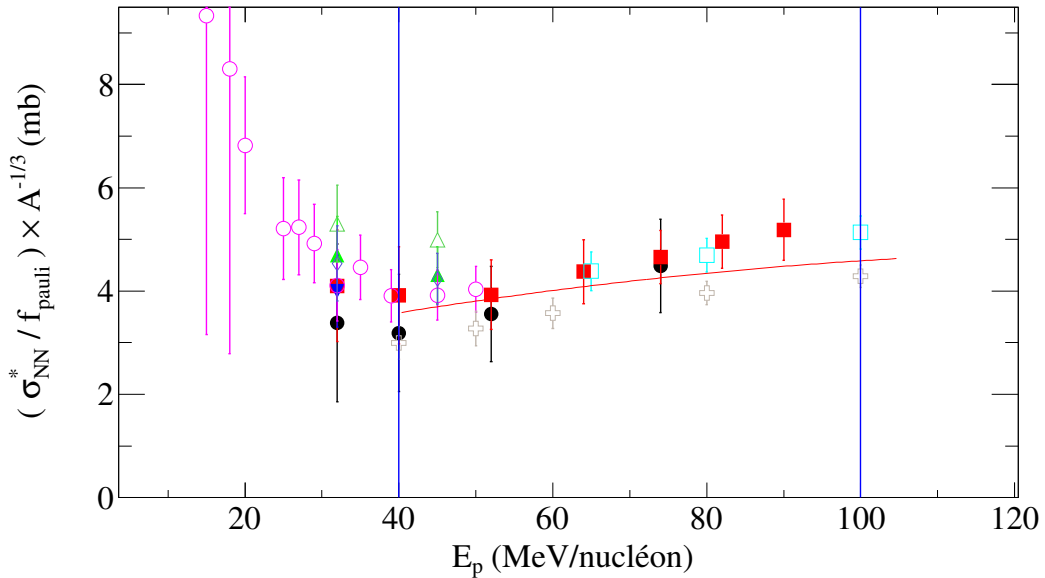


FIGURE 2.17 – Évolution en fonction de l'énergie incidente de la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire corrigée du facteur de Pauli f_{Pauli} , après application du facteur d'échelle $A_{\text{tot}}^{-1/3}$. La courbe rouge correspond à l'ajustement polynomiale utilisé pour procéder à l'étude de la distribution des résidus ; les droites bleues correspondent à la région dans laquelle l'ajustement a été réalisé.

Nous observons alors en comparant les figures 2.16 et 2.17, ainsi qu'en regardant les valeurs présentées dans le tableau 2.1, l'effet de la réduction d'échelle : la distribution des résidus après

cette opération est beaucoup plus étroite et s'est rapprochée de 0.

Ceci indique donc que la taille du système vient modifier le taux de collision nucléon-nucléon tel que modélisé dans le cadre de l'approximation de GLAUBER, ce dernier étant corrélé à la section efficace.

Nous proposons alors la formulation suivante (2.12) quant aux sections efficaces de collisions élastiques nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire, où A_p et A_c représentent respectivement le nombre de masse du projectile et de la cible, $A_{\text{tot}} = A_p + A_c$ la masse totale du système et E_p l'énergie du projectile incident dans le repère du laboratoire, en MeV/nucléon :

$$\frac{\sigma_{\text{NN}}^*}{f_{\text{Pauli}}} (A_{\text{tot}}) = [(-9,81 \times 10^{-5}) E_p^2 + (3,34 \times 10^{-2}) E_p + 2,14] \times A_{\text{tot}}^{1/3} \text{ (mb)} \quad (2.12)$$

Cependant, nous remarquons également que les systèmes les plus asymétriques en terme d'isospin (N/Z) semblent plus impactés après cette correction d'échelle. Nous avons testé une éventuelle dépendance en isospin ($\frac{N-Z}{A}$) ou encore $\frac{N}{A}$, sans toutefois parvenir à une conclusion certaine.

2.4.3 Facteur nucléaire η

Comme nous avons pu l'observer dans les parties précédentes, les sections efficaces de collision nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire sont faibles devant celles dans le vide.

A l'aide de la simulation développée au cours de ce travail de thèse, nous avons mis en avant des paramètres essentiels afin de comprendre pourquoi ces sections efficaces sont réduites.

Nous venons d'étudier l'impact du facteur de Pauli f_{Pauli} et nous intéressons maintenant au second paramètre pris en compte ici : le facteur nucléaire η .

En inversant la relation (2.10), nous pouvons exprimer le facteur nucléaire comme suit :

$$\eta = \frac{\sigma_{\text{NN}}^*}{f_{\text{Pauli}} \times \sigma_{\text{NN}}^{\text{libre}}} \quad (2.13)$$

Afin de déduire la facteur nucléaire η , nous utilisons la relation (2.13), nécessitant l'utilisation des sections efficaces de collisions nucléon-nucléon dans le vide. Pour cela, nous utilisons les sections efficaces libres formulées par LI & MACHLEIDT [40, 41]. Ces paramétrisations sont présentées à l'aide de la relation (2.14), où E_p est l'énergie cinétique du nucléon incident en MeV/nucléon et ρ est la densité de la matière nucléaire exprimée en fm^{-3} . Dans notre cas, nous utilisons ces relations à $\rho = 0$ pour obtenir les valeurs dans le vide.

$$\begin{aligned} \sigma_{pp} (E_p, \rho = 0) &= \sigma_{nn} (E_p, \rho = 0) = \\ &= \left[23,5 + 0,0256 (18,2 - E_p^{0,5})^4 \right] \text{ mb} \\ \sigma_{pn} (E_p, \rho = 0) &= \sigma_{np} (E_p, \rho = 0) = \\ &= \left[31,5 + 0,092 \cdot \text{abs} (20,2 - E_p^{0,53})^{2,9} \right] \text{ mb} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Nous présentons sur la figure 2.18 l'évolution des sections efficaces de collisions neutron-neutron (proton-proton) et neutron-proton (proton-neutron). La section efficace libre $\sigma_{\text{NN}}^{\text{libre}}$ de collisions nucléon-nucléon est alors calculée pour chaque système étudié à l'aide de la moyenne en isospin, comme indiqué à l'aide de la relation (2.15).

$$\sigma_{\text{NN}}^{\text{libre}} = \frac{Z_p Z_c \cdot \sigma_{pp} + N_p N_c \cdot \sigma_{nn} + [(N_p Z_c) + (Z_p N_c)] \cdot \sigma_{np}}{(Z_p Z_c) + (N_p N_c) + (N_p Z_c) + (Z_p N_c)} \quad (2.15)$$

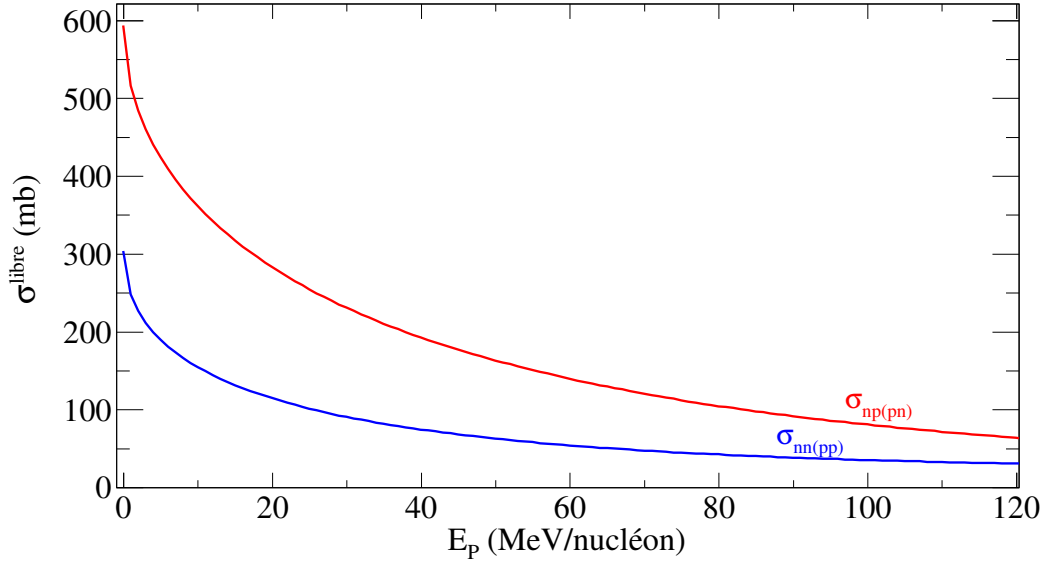


FIGURE 2.18 – Évolution en fonction de l'énergie incidente des sections efficaces de collisions nucléon-nucléon $\sigma_{pp(nn)}$ et $\sigma_{pn(np)}$ dans le vide, calculées à l'aide des équations (2.14). La courbe rouge correspond à la section efficace dans le vide pour les collisions neutron-proton (ou proton-neutron), tandis que la courbe bleue correspond elle à la section efficace dans le vide pour les collisions neutron-neutron (ou proton-proton).

où Z_p (resp. Z_c) et N_p (resp. N_c) représentent respectivement les nombres de protons et de neutrons du projectile (resp. de la cible).

Notons ici que d'autres paramétrisations sont également disponibles, comme celles de METROPOLIS, DANIELEWICZ ou encore COUPLAND [51, 55, 56].

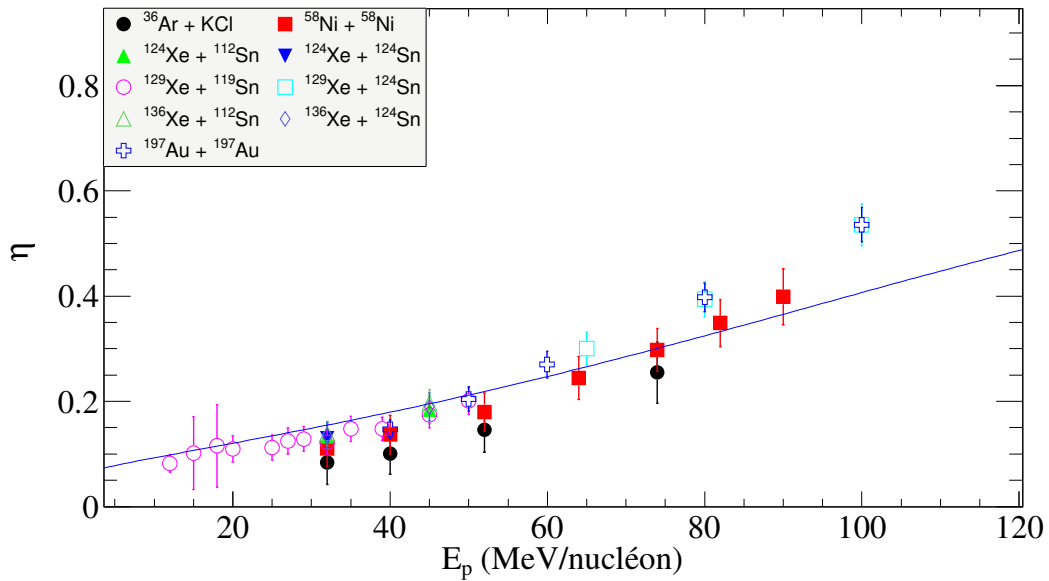


FIGURE 2.19 – Évolution du facteur nucléaire de la section efficace de collision nucléon-nucléon η en fonction de l'énergie du projectile, comparée à la paramétrisation (courbe bleue) de COUPLAND [56].

La figure 2.19 présente les résultats obtenus concernant le facteur nucléaire η de la section efficace de collision NN dans le milieu nucléaire. Nous observons sur la figure que le facteur η augmente (autorisant donc un nombre plus important de collisions) avec l'énergie du projectile incident. Cette observation avait également été faite concernant le facteur de Pauli, ce qui indique que ces deux facteurs sont très restrictifs aux basses énergies et que leurs effets s'estompent avec l'énergie croissante.

Nous comparons également sur cette figure nos résultats avec une paramétrisation existante [56] développée par COUPLAND et DANIELEWICZ et rappelée ci-après.

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{NN}}^* &= \sigma_0 \times \tanh\left(\frac{\sigma_{\text{NN}}^{\text{libre}}}{\sigma_0}\right) \\ \sigma_0 &= \mathfrak{y} \cdot \rho^{-2/3}\end{aligned}\tag{2.16}$$

Dans notre cas, nous avons pris pour la paramétrisation (2.16) $\mathfrak{y} = 0.9$ (qui est un paramètre ajustable) et $\rho = 1.2\rho_0$ afin de nous placer dans les mêmes conditions de densité que celles de l'approche *rows on rows* (cf. 2.3.1). Nous pouvons alors observer un bon accord entre nos résultats et cette prescription simple dans le domaine d'énergie correspondant au régime de dissipation par collision nucléon-nucléon, pour des énergies $E_p \gtrsim 40$ MeV/nucléon.

L'approche que nous avons utilisée ici nous permet comme nous avons pu le voir au cours de ce chapitre d'accéder à différentes quantités rendant compte du facteur de Pauli et du facteur nucléaire. Plusieurs études théoriques [57, 58] lient ce paramètre η au rapport des masses réduites des nucléons impliqués dans la collision, dans le vide et dans la matière nucléaire. Nous pouvons donc réaliser un lien direct entre ce paramètre η et la masse effective des nucléons dans la matière nucléaire.

La relation (2.17) présentée ci-après explicite ce lien entre η et le rapport des masses réduites :

$$\eta = \frac{\sigma_{\text{NN}}^*/f_{\text{Pauli}}}{\sigma_{\text{NN}}^{\text{libre}}} = \left(\frac{\mu_{\text{NN}}^*}{\mu_{\text{NN}}^{\text{libre}}}\right)^2\tag{2.17}$$

où μ_{NN}^* est la masse effective réduite des deux nucléons impliqués dans la collision et $\mu_{\text{NN}}^{\text{libre}}$ la masse réduite de ces derniers dans le vide.

Nous sommes alors en mesure à l'aide de nos résultats concernant le facteur nucléaire de calculer le rapport $\mu_{\text{NN}}^*/\mu_{\text{NN}}^{\text{libre}}$; nous présentons son évolution avec l'énergie incidente sur la figure 2.20. Nous avons ici une mesure « directe » de la masse effective des nucléons dans le milieu nucléaire. Cette dernière est un ingrédient essentiel dans la compréhension de l'interaction nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire, permettant alors de contraindre les modèles théoriques. Les résultats que nous obtenons sont comparables à ceux de [38] autour de 100 MeV/nucléon.

2.5 Conclusions

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié les propriétés de transport des particules légères (ici les protons) afin de déterminer les caractéristiques des collisions nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire, notamment en terme de section efficace et de libre parcours moyen. Pour cela, nous nous sommes intéressés dans un premier temps à la simulation développée dans le cadre de cette étude, cette dernière réalisant des collisions élastiques nucléon-nucléon dans l'espace des impulsions P . Après avoir contraint les résultats de la simulation à l'aide des données expérimentales sur le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons, acquises à l'aide des nombreuses campagnes de mesures du multi-détecteur *INDRA*, nous avons montré comment nous accédions aux quantités pertinentes au regard des propriétés de transport des nucléons dans la matière nucléaire.

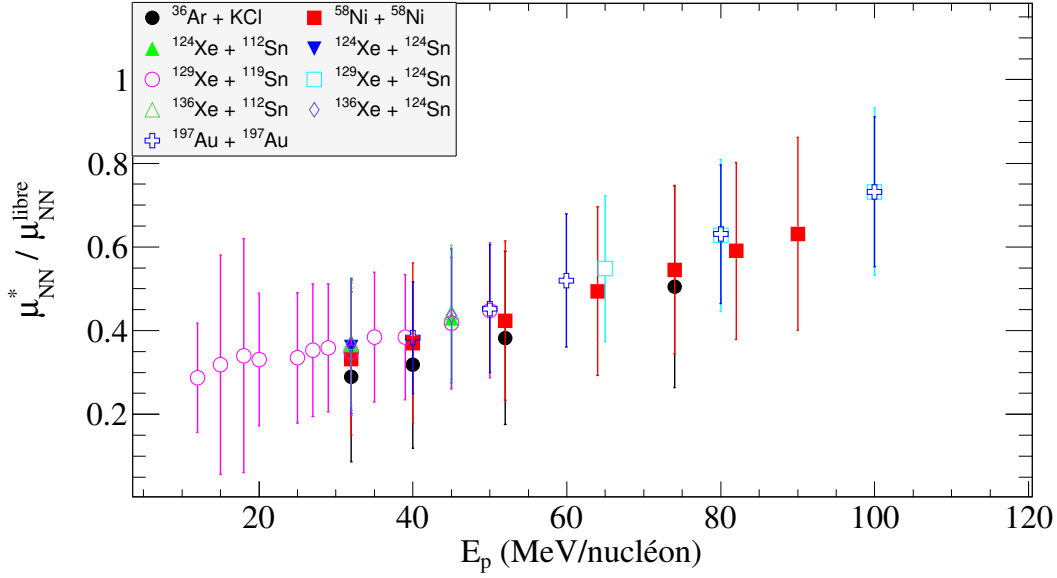


FIGURE 2.20 – Évolution du rapport de la masse effective réduite par rapport à la masse libre réduite des nucléons impliqués dans la collision en fonction de l'énergie du projectile, déduit des différents systèmes mesurés par *INDRA*.

Nous en avons déduit que les sections efficaces de collisions élastiques nucléon-nucléon sont très réduites dans le milieu (par rapport à leurs valeurs dans le vide) et avons mis en avant deux paramètres venant les impacter : le premier est le facteur de Pauli f_{Pauli} lié à la nature fermionique des nucléons et traduisant des effets à deux corps ; le second est le facteur nucléaire η qui est lié ici à la présence des nucléons dans le milieu nucléaire et traduisant des effets à N-corps. La figure 2.21 présente l'évolution de :

- la section efficace libre $\sigma_{NN}^{\text{libre}}$
- la section efficace libre modérée par le facteur nucléaire $\sigma_{NN}^{\text{libre}} \times \eta$
- la section efficace dans le milieu nucléaire σ_{NN}^*

Nous présentons également sur cette figure les zones d'incertitudes qui y sont associées, obtenues à l'aide des incertitudes des points expérimentaux. Nous observons que les valeurs des sections efficaces dans le milieu sont très faibles par rapport à celles dans le vide, inférieures à la section efficace géométrique et tendent à rejoindre ces dernières lorsque l'énergie du projectile augmente.

Le fait que ces sections efficaces soient très réduites est une information d'importance quant à la façon de traiter les collisions nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire. Il est donc absolument primordial d'en tenir compte, notamment dans le domaine autour de l'énergie de Fermi.

Enfin, nous avons également pu sonder des quantités liées à la description théorique des nucléons dans la matière nucléaire comme le libre parcours moyen et la masse effective des nucléons dans le milieu nucléaire. Ces informations permettent alors de contraindre les modèles théoriques et donc d'apporter des informations supplémentaires sur l'interaction nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire.

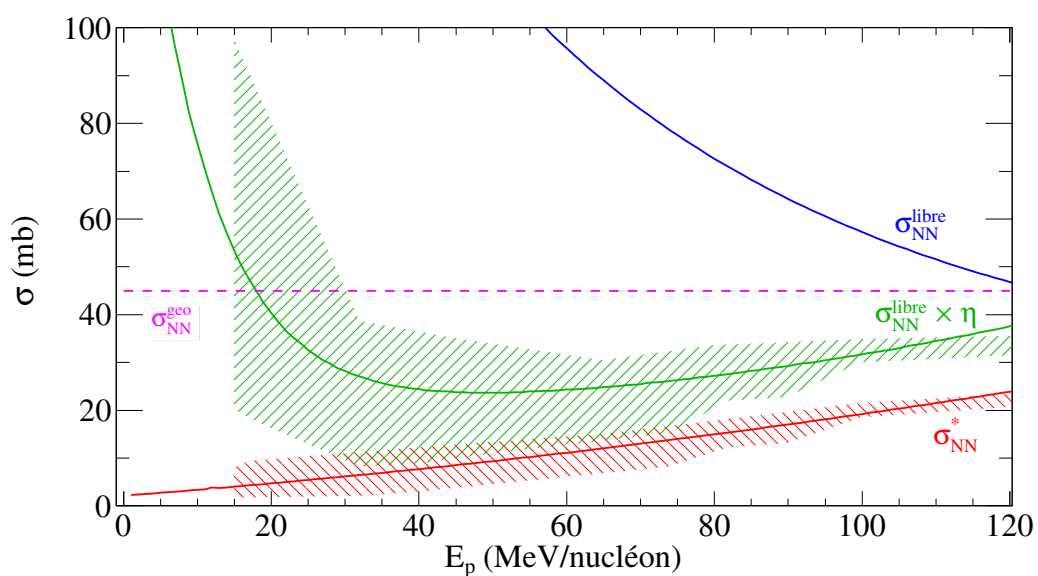


FIGURE 2.21 – Évolution en fonction de l'énergie du projectile des sections efficaces de collisions nucléon-nucléon libres (courbe bleue), libre modérée du facteur nucléaire (courbe verte) et dans le milieu nucléaire (courbe rouge). Les zones hachurées correspondent aux incertitudes autour de la paramétrisation utilisée. La ligne tiretée magenta représente la valeur de la section efficace géométrique ($\sigma_{NN}^{\text{geo}} = 45$ mb) de collision entre deux nucléons.

Chapitre 3

Étude du transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds

3.1 Transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds

Nous l'avons déjà mentionné en [Introduction](#), un des enjeux majeurs de la physique nucléaire aujourd'hui [59] concerne la matière nucléaire asymétrique (*MNA*) pour laquelle le nombre de protons (resp. de neutrons) est beaucoup plus grand que le nombre de neutrons (resp. de protons).

En plus d'être un enjeu pour la physique nucléaire et la compréhension de l'existence de noyaux loin de la vallée de stabilité, ou encore les phénomènes collectifs tels les résonances géantes dipolaires ou d'ordre supérieur, l'étude de la *MNA* est d'un intérêt capital pour l'astrophysique nucléaire. Elle intervient en effet dans la description des phénomènes stellaires tels la fin de vie des étoiles massives et leur devenir, notamment en ce qui concerne la dynamique de formation et les caractéristiques des étoiles à neutrons [60, 61, 62, 63]. L'équation d'état de la matière nucléaire riche en neutrons est alors un ingrédient important dans ce cadre étant donné la forte asymétrie entre neutrons et protons mise en jeu dans ces processus.

La matière nucléaire asymétrique diffère de la matière nucléaire symétrique (*MNS*) concernant sa composition ; la densité de protons (ρ_p) et de neutrons (ρ_n) n'est plus la même : $\rho_p \neq \rho_n \neq \frac{\rho}{2}$ où $\rho = \rho_p + \rho_n$. Les grandeurs de l'équation d'état ne sont donc plus les mêmes dans le cas de la *MNA* et sont alors dépendantes de cette asymétrie notée $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$ (composante isovectorielle) et non plus de la densité totale ρ uniquement (composante isoscalaire).

Nous présentons succinctement dans cette première partie la façon dont la prise en compte de l'asymétrie neutron/proton (et donc l'inclusion du degré de liberté en isospin) dans l'équation d'état est faite et les quantités pertinentes qui sont alors associées à cette équation d'état. Nous indiquerons également quels sont les mécanismes en compétition au regard des propriétés de transport de cet isospin lors des collisions nucléaires.

Nous présenterons ensuite comment, à l'aide des *clusters* légers (tritons et héliums-3) utilisés comme « traceurs » de l'isospin, nous allons pouvoir, dans un cadre bien défini, sonder la façon dont ce dernier se comporte pendant la collision.

3.1.1 L'inclusion du degré en isospin dans l'équation d'état de la matière nucléaire : aspects généraux

Reprenons l'écriture de l'équation d'état de la matière nucléaire comme la somme d'une composante *isoscalaire* et d'une composante *isovectorielle* :

$$e(\rho, \delta) = \underbrace{e_{is}(\rho)}_{\text{isoscalaire}} + \underbrace{e_{iv}(\rho, \delta)}_{\text{isovecteur}} \quad (3.1)$$

Comme indiqué en [Introduction](#) les paramètres décrivant la matière nucléaire symétrique sont de nos jours bien connus. Un développement limité en fonction de la densité ρ autour du point de saturation conduit alors à :

$$e_{is}(\rho) = e_0 + \frac{K_\infty}{18} \cdot \zeta^2 + \mathcal{O}(\zeta^3) \quad (3.2)$$

où ρ , ρ_0 sont la densité, la densité de saturation et $\zeta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$. $e_0 = e(\rho_0)$ est l'énergie d'incompressibilité et $K_\infty = 9\rho_0^2 \cdot \left. \frac{\partial^2 e(\rho)}{\partial \rho^2} \right|_{\rho_0}$ est le module d'incompressibilité. Nous avons ainsi [1] : $e_0 = -15,8(3)$ MeV, $\rho_0 = 0,155(5)$ fm³ et $K_\infty = 240(20)$ MeV.

Dans le cas de la *MNA*, il est nécessaire de prendre en compte un degré de liberté supplémentaire qui est l'asymétrie en isospin δ . Le terme *isovectoriel* est donc dépendant de la densité ρ et de l'asymétrie δ . Il est alors possible de réécrire l'équation d'état de la matière nucléaire asymétrique à l'aide d'un développement limité au second ordre en δ du terme e_{iv} :

$$e_{iv}(\rho, \delta) = e_{asy}(\rho) \cdot \delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4) \quad (3.3)$$

Le terme e_{asy} est donc appelé énergie d'asymétrie et permet de quantifier le « coût énergétique » pour passer de la matière nucléaire symétrique ($N \approx Z$), à la matière nucléaire asymétrique. L'énergie d'asymétrie s'écrit alors dans le cadre du développement limité en δ :

$$e_{asy}(\rho) = \frac{1}{2} \cdot \left. \frac{\partial^2 e}{\partial \delta^2} \right|_{\delta=0} \quad (3.4)$$

Notons que ce développement limité ne comporte pas de termes impairs en δ à cause de la symétrie d'échange entre les protons et les neutrons dans la matière nucléaire (lorsque l'on néglige l'interaction coulombienne et que l'on prend en compte la symétrie de charge des forces nucléaires) [59].

Afin d'explorer plus finement l'effet de l'asymétrie δ autour de la densité de saturation de la matière nucléaire ρ_0 , l'énergie d'asymétrie (3.4) peut être développée au second ordre autour de $\rho = \rho_0$ comme :

$$e_{asy}(\rho) = S_0 + L \cdot \zeta + \frac{K}{2} \cdot \zeta^2 + \mathcal{O}(\zeta^3) \quad (3.5)$$

où $S_0 = e_{asy}(\rho_0)$ et $\zeta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$.

L et K représentent respectivement les paramètres de pente et de courbure (K est aussi appelé paramètre d'incompressibilité isovectoriel) de l'énergie d'asymétrie de la matière nucléaire à ρ_0 , soit :

$$L = 3\rho_0 \cdot \left. \frac{\partial e_{asy}}{\partial \rho} \right|_{\rho_0} \quad \& \quad K = 9\rho_0^2 \cdot \left. \frac{\partial^2 e_{asy}}{\partial \rho^2} \right|_{\rho_0} \quad (3.6)$$

A ce jour, les contraintes expérimentales couplées aux différentes paramétrisations de l'interaction nucléon-nucléon permettent d'obtenir une valeur assez précise concernant l'énergie d'asymétrie

autour de la densité de saturation avec $S_0 = 32,7 \pm 1,5$ MeV, soit une incertitude relative de 5 % [64]. La pente de l'énergie de symétrie autour de ρ_0 est, elle, moins bien contrainte : la valeur utilisée est alors comprise dans l'intervalle $40 \leq L(\rho_0) \leq 80$ MeV et l'incertitude relative sur cette valeur varie entre 30 et 50 % [64, 1, 65, 66]. Enfin, la valeur la moins bien déterminée aujourd'hui est celle du paramètre d'incompressibilité isovectoriel K qui présente une incertitude relative de 100 % [1].

Il est possible de décomposer le terme d'énergie d'asymétrie selon la relation (3.7), où cette énergie est écrite comme la somme d'un terme d'énergie cinétique et d'un terme d'énergie potentielle.

$$e_{\text{asy}}(\rho) = e_{\text{asy}}^{\text{cin}}(\rho) + e_{\text{asy}}^{\text{pot}}(\rho) \quad (3.7)$$

Nous avons alors pour l'expression de ces quantités :

$$e_{\text{asy}}^{\text{cin}}(\rho) = C_{\text{cin}} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3} \quad \& \quad e_{\text{asy}}^{\text{pot}}(\rho) = C_{\text{pot}} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma \quad (3.8)$$

Le terme $e_{\text{asy}}^{\text{cin}}(\rho)$ est un terme cinétique correspondant à la différence entre les niveaux des protons et des neutrons dans le cadre d'un gaz de *Fermi* (sans interaction entre les nucléons) et varie comme $\rho^{2/3}$. Le second $e_{\text{asy}}^{\text{pot}}(\rho)$ est quant à lui un terme potentiel, lié à l'interaction nucléon-nucléon elle-même, dont la dépendance en puissance γ de la densité mesure la « rigidité » du potentiel qui est utilisé. Cette formulation est cependant empirique et dérive des modèles de champ moyen [67]. C'est la valeur de γ qui permet d'introduire alors les notions *asy-stiff* ($\gamma > 1$) et *asy-soft* ($\gamma < 1$), qui correspondent à la façon dont le potentiel utilisé va dépendre de la densité autour de la densité de saturation ρ_0 comme l'illustre la figure 3.1. Nous pouvons voir sur cette dernière que l'évolution de la valeur de l'énergie d'asymétrie varie selon la valeur de γ . Il est alors nécessaire d'apporter des contraintes expérimentales concernant cette valeur afin de préciser les modèles utilisés dans la description de la matière nucléaire asymétrique.

Afin de sonder l'énergie d'asymétrie, le choix des observables expérimentales se révèle être extrêmement important. Il est en effet primordial de trouver des observables qui soient sensibles à ce terme afin de contraindre la valeur de e_{asy} . Nous pouvons montrer que d'un point de vue théorique le transport de l'isospin lors d'une collision nucléaire provient de deux termes reliés à l'équation d'état et à la dépendance isovectorielle de celle-ci : un terme de migration et un autre de diffusion. Ces termes de flux sont définis à l'aide des courants de protons et de neutrons définis comme suit :

$$\begin{cases} \vec{j}_{\text{n}} = D_{\text{n}}^{\rho} \vec{\nabla} \rho - D_{\text{n}}^{\delta} \vec{\nabla} \delta \\ \vec{j}_{\text{p}} = D_{\text{p}}^{\rho} \vec{\nabla} \rho - D_{\text{p}}^{\delta} \vec{\nabla} \delta \end{cases} \quad (3.9)$$

où $D_{\text{n(p)}}^{\rho}$ et $D_{\text{n(p)}}^{\delta}$ représentent respectivement les coefficients de transport des neutrons (protons) en densité et en isospin [69].

La différence entre ces deux courants s'écrit alors comme présenté dans la relation (3.10) ci-après :

$$\vec{j}_{\text{n}} - \vec{j}_{\text{p}} = \underbrace{(D_{\text{n}}^{\rho} - D_{\text{p}}^{\rho}) \vec{\nabla} \rho}_{\text{migration}} - \underbrace{(D_{\text{n}}^{\delta} - D_{\text{p}}^{\delta}) \vec{\nabla} \delta}_{\text{diffusion}} \quad (3.10)$$

Chacun de ces deux termes est différemment sensible à l'énergie d'asymétrie. Ainsi le terme de migration, associé au gradient de la densité est proportionnel à la dérivée de l'énergie d'asymétrie

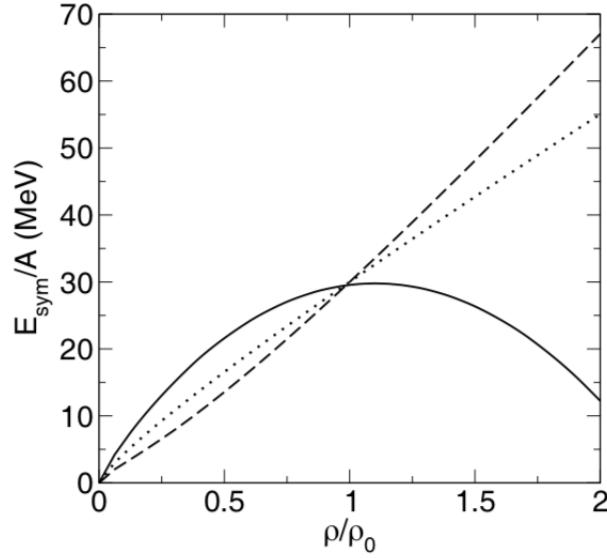


FIGURE 3.1— Exemple de paramétrisations *asy-stiff* (courbe pointillée), *asy-superstiff* (courbe tiretée) et *asy-soft* (courbe en trait plein) de l'équation d'état de la matière nucléaire asymétrique (figure issue de [68]). Pour chacune de ces paramétrisations, les couples $(E_{\text{asy}/A} ; L)$ sont : *asy-stiff* (28, 3 ; 72, 6) ; *asy-superstiff* (28, 3 ; 96, 6) ; *asy-soft* (29, 9 ; 14, 4).

(cf. (3.11)) ; tandis que le terme de diffusion associé au gradient de l'isospin est lui directement sensible à l'énergie d'asymétrie (cf. (3.12))

$$(D_n^p - D_p^p) \propto 4\delta \cdot \frac{\partial e_{\text{asy}}}{\partial \rho} \quad (3.11)$$

$$(D_n^\delta - D_p^\delta) \propto 4\rho \cdot e_{\text{asy}} \quad (3.12)$$

La figure 3.2 représente de façon schématique ce transport de l'isospin au cours d'une collision nucléaire modélisée avec le modèle ImIQMD [70]. Ces deux processus (migration/diffusion) sont alors en compétition l'un par rapport à l'autre (ils agissent dans des sens opposés) et conduisent :

- ★ dans un cas à un enrichissement du col (*neck*) en neutrons : ces derniers se dirigent vers la zone de basse densité (où e_{asy} est moins répulsif) et sont donc sensibles au gradient de densité $\vec{\nabla}\rho$, c'est la migration de l'isospin,
- ★ dans l'autre cas à une équilibration du rapport N/Z entre le quasi-projectile et la quasi-cible : les neutrons se dirigent alors de la zone la plus pauvre en protons vers celle qui en est plus riche (afin de minimiser δ), c'est la diffusion de l'isospin qui est sensible au gradient en isospin $\vec{\nabla}\delta$.

Il apparait alors important de pouvoir sonder ces dépendances de l'équation d'état de la matière nucléaire et cela est aujourd'hui possible grâce aux installations produisant des faisceaux exotiques riches en protons ou en neutrons. Ces faisceaux permettent donc une extension en isospin alors impossible à obtenir à l'aide de faisceaux stables. Nous pouvons citer quelques exemples de telles installations comme les faisceaux *SPIRAL1* au GANIL en France et l'accélérateur japonais du *RIKEN* et ceux à venir dans les prochaines années comme l'installation *FAIR* à Darmstadt en Allemagne, *FRIB* à MSU aux États-Unis, *SPES* à Legnaro en Italie ou encore *SPIRAL2* au GANIL.

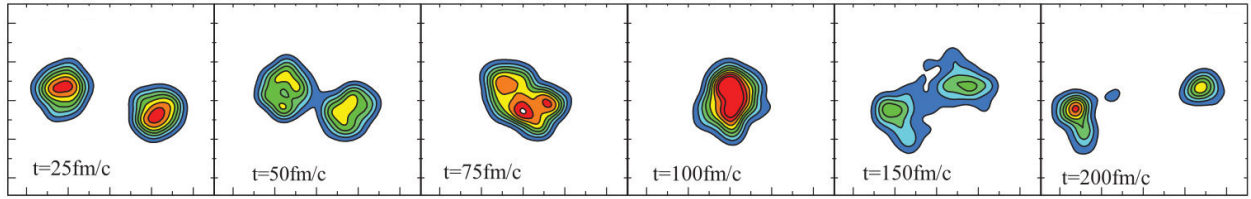
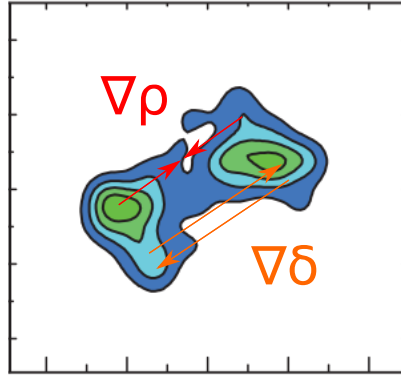
(a) Évolution de la densité nucléonique en fonction du temps dans le modèle *IQMD*.(b) Zoom du panel (a) au temps $t = 150$ fm/c illustrant les gradients en densité et en isospin.

FIGURE 3.2 – Figure illustrant le transport de l’isospin au cours d’une collision d’ions lourds, ici la réaction $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon pour une collision semi-périphérique simulé par le modèle ImIQMD (adapté de [70])

3.1.2 Les *clusters* légers comme traceurs de la diffusion d’isospin

Le principal écueil concernant la détermination de l’équation d’état de la *MNA* est lié à la difficulté d’obtenir une formulation analytique pour cette dernière. Il existe à l’heure actuelle un grand nombre de formulations concernant la modélisation de l’interaction nucléon-nucléon (cf. 2.1.1), interaction gouvernant de façon directe l’énergie d’asymétrie [59].

Les contraintes sur cette dernière proviennent aujourd’hui de l’exploitation d’expériences réalisées dans les laboratoires terrestres et d’observations astrophysiques [71, 72, 64]. Il est donc primordial de choisir des observables qui soient sensibles à l’énergie d’asymétrie et à sa dépendance en densité. Nous pouvons citer pour ces dernières l’*isoscaling* (loi d’échelle sur les rapports de taux de production d’isotopes issus de réactions avec des noyaux et isospins très différents) et l’*imbalance ratio* (rapport de transport de l’isospin au cours de la collision) définis dans [73].

Dans le travail présenté ici, nous n’avons pas accès avec le multi-détecteur *INDRA* aux neutrons. Nous avons donc choisi d’utiliser les *clusters* isobariques ^3H et ^3He afin de sonder le transport de l’isospin dans les collisions centrales d’ions lourds. Comme présenté dans la section 1.3.2, nous allons utiliser les distributions de vitesses parallèles de ces *clusters* et en étudier le rapport (rapport R_3 défini dans la même section).

Les différences entre les spectres R_3 pour différents systèmes dont l’asymétrie en isospin est forte (systèmes du tableau 1.4) nous renseignent alors sur la richesse en neutrons des *clusters* qui sont produits au cours de la réaction nucléaire.

Dans la suite, nous allons modéliser le transport de l’isospin dans les collisions centrales à l’aide

| Systeme | E_P (MeV/nucleon) | $A_{tot} = A_p + A_c$ |
|-------------------------------------|---------------------|-----------------------|
| $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ | 32 | 116 |
| | 52 | |
| | 64 | |
| | 90 | |
| $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ | 32 | 248 |
| | 50 | |
| $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 65 | 253 |
| | 80 | |
| $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ | 40 | 394 |
| | 60 | |
| | 80 | |

TABLE 3.1 – Tableau présentant l’ensemble des systèmes utilisés pour l’étude de la production des *clusters* dans le milieu nucléaire.

d’une simulation *Monte-Carlo* simple. L’approche utilisée consiste à simuler de façon combinatoire la coalescence de *clusters* de taille $A = 3$ dans l’espace des impulsions, l’espace des positions étant négligé car comme dans le cas des collisions nucléon-nucléon (cf. chapitre 2) nous ne simulons que des collisions centrales d’ions lourds et considérons alors les nucléons comme délocalisés. Nous propageons ensuite ces *clusters* en ne considérant que l’interaction coulombienne entre une source chargée (représentant les fragments produits durant la collision d’ion lourd) et le *cluster* afin de simuler les interactions dans l’état final. Deux quantités importantes pour la simulation sont alors identifiées : l’énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* notée $\langle E \rangle$ et la vitesse d’expansion radiale de la source chargée v (simulant la répulsion entre les fragments), qui est le seul paramètre de la simulation. En contraignant les distributions de vitesses parallèle et perpendiculaire des *clusters* simulées par celles de l’expérience, nous allons obtenir une distribution de chacun de ces deux paramètres.

En plus de l’observation des propriétés de transports de l’isospin dans la matière nucléaire, nous réalisons une étude sur la production des *clusters* dans la matière nucléaire, afin de déterminer comment leurs caractéristiques sont modifiées en fonction de la taille du système et de l’énergie incidente dans la voie d’entrée. Concernant cette étude, nous utiliserons les systèmes listés dans le tableau 3.1, couvrant une large gamme en taille totale A_{tot} et en énergie incidente E_P .

3.2 Simulation de la coalescence des nucléons

Nous présentons dans cette partie la simulation de la coalescence de nucléons développé au cours de la thèse. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la façon dont la coalescence est réalisée dans l’espace des impulsions P , puis comment la propagation est faite dans l’espace des positions R en considérant l’interaction coulombienne entre le *cluster* formé et la source chargée (simulant les fragments produits lors de la collision d’ion lourd). Nous terminerons ensuite en présentant la méthode utilisée pour extraire les paramètres du modèle, ces derniers étant utilisés comme contrainte pour la construction des distributions simulées finales, qui seront comparées aux distributions expérimentales.

Remarque : L'annexe D présente les expressions du champ, du potentiel et de la force électrostatique ; ces dernières n'étant pas présentées ici afin de ne pas surcharger la présentation du modèle.

3.2.1 Génération des *clusters* légers par coalescence

La procédure de coalescence est réalisée dans le cadre de l'étude du transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds. Afin de prendre en compte les effets de milieu dans la matière nucléaire, l'algorithme utilise comme point de départ le résultat de la simulation de collisions nucléon-nucléon du chapitre 2. Le code de simulation des collisions NN est utilisé ici en fixant ses paramètres : le pourcentage de collisions $\%_{\text{coll}}$ utilisé est alors celui qui correspond à la valeur expérimentale du rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons (cf. section 2.2.3 et figure 2.8).

La situation de départ fixée, nous procédons alors à la coalescence d'un *cluster* en choisissant dans l'espace \mathcal{P} disponible plusieurs (deux, trois ou quatre) nucléons de façon aléatoire (modèle combinatoire). Ces derniers sont ensuite identifiés (neutrons ou protons) afin de déterminer quel *cluster* va être formé : deuton (${}^2\text{H}$: 1 proton et 1 neutron), triton (${}^3\text{H}$: 2 neutrons et 1 proton), hélium-3 (${}^3\text{He}$: 2 protons et 1 neutron) ou *alpha* (${}^4\text{He}$: 2 protons et 2 neutrons). La coalescence intervient lorsque ces nucléons sont « assemblés », c'est-à-dire que nous plaçons ces derniers dans le référentiel de leur centre de masse, comme l'illustre la figure 3.3.

Leurs impulsions sont ensuite recalculées dans ce dernier et nous pouvons à l'aide de la relation (3.13) calculer l'énergie cinétique moyenne $\langle E \rangle$ des nucléons dans le *cluster* :

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{i=1}^A E_i}{A} \quad (3.13)$$

où A est la taille du *cluster* et E_i l'énergie individuelle dans le centre de masse des A nucléons formant ce dernier. Le *cluster* ainsi formé est décrit par ses nombres de masse et de charge notés respectivement A_c et Z_c , l'énergie moyenne des nucléons le composant $\langle E \rangle$ et par son impulsion \vec{p}_c calculée comme indiqué dans la relation (3.14) en réalisant la somme des impulsions des nucléons le composant.

$$\vec{p}_c = \sum_{i=1}^A \vec{p}_i \quad (3.14)$$

Afin de prendre en compte l'interaction dans l'état final entre ce *cluster* et les fragments formés au cours de la réaction entre les noyaux de la voie d'entrée, les nucléons n'ayant pas été choisis pour la formation de ce dernier sont utilisés pour former une source chargée. La source est simulée ici comme un noyau dont les nombres de masse et de charge sont notés $A_S = A_{\text{tot}} - A_c$ et $Z_S = Z_{\text{tot}} - Z_c$, avec A_{tot} et Z_{tot} les sommes des nombres de masse et de charge des deux noyaux de la voie d'entrée dans le cadre de l'hypothèse d'une collision centrale (recouvrement complet). La source est alors considérée comme une sphère uniformément chargée en volume, qui s'étend au cours du temps avec une vitesse v (la source est en expansion radiale) et de manière isotrope. L'expansion de la source permet ici de simuler de manière simple la répulsion coulombienne entre tous les fragments formés au cours de la réaction. Son volume augmentant mais sa charge restant fixe, nous aurons alors un phénomène de dilution de la charge compatible avec un éloignement de plus en plus important entre tous les fragments.

C'est l'interaction entre le *cluster* et la source en expansion qui nous permet alors de simuler

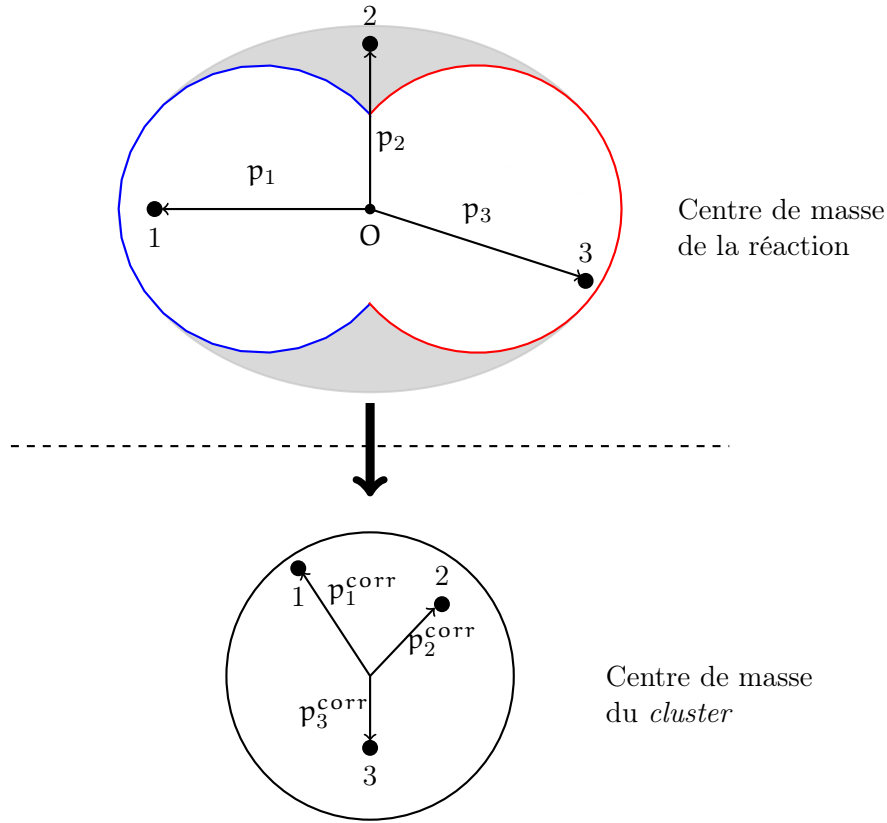


FIGURE 3.3 – Illustration du principe de coalescence tel qu’il est traité dans la simulation dans le cas à trois corps. Le cercle rouge correspond au projectile, le bleu à la cible et la zone grise correspond elle aux nucléons diffusés lors du processus de collisions nucléon-nucléon (cf. chapitre 2). Les nucléons d’impulsions \vec{p}_i sont tous trois aléatoirement choisis et placés dans le référentiel de leur centre de masse par rapport auquel leurs impulsions \vec{p}_i^{corr} sont redéfinies et l’énergie cinétique moyenne $\langle E \rangle$ de ces derniers dans le *cluster* formé est calculée.

les interactions dans l’état final entre les fragments et le *cluster* formé. La section suivante présente comment est propagé le *cluster* dans l’espace des positions, c’est-à-dire comment sont modifiées ses caractéristiques initiales par l’interaction coulombienne.

3.2.2 Propagation coulombienne des *clusters* dans l’espace des positions R

La source définie ci-avant est placée à l’origine de l’espace des positions R et son rayon initial est noté $R_S(0) = R_0 = r_0 \times A_S^{1/3}$, avec $r_0 = 1, 2$ fm. La position initiale $r_c(0)$ du *cluster* est elle aléatoirement choisie entre l’origine et « le bord » de la source telle que : $0 < r_c(0) \leq R_0$. Le vecteur vitesse initial $\vec{v}_c^>(0)$ est déduit de son impulsion $\vec{p}_c^>$ tel que $\vec{v}_c^>(0) = \vec{p}_c^>/m_c$ où m_c est la masse du *cluster*.

La situation initiale mise en place, il est alors nécessaire de calculer à chaque pas de temps l’interaction électrostatique entre le *cluster* de charge Z_c et la source. Nous utilisons pour cela le théorème de Gauss, dont nous rappelons la définition intégrale à l’aide de la relation (3.15).

$$\oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \iiint_V \rho \cdot dV \quad (3.15)$$

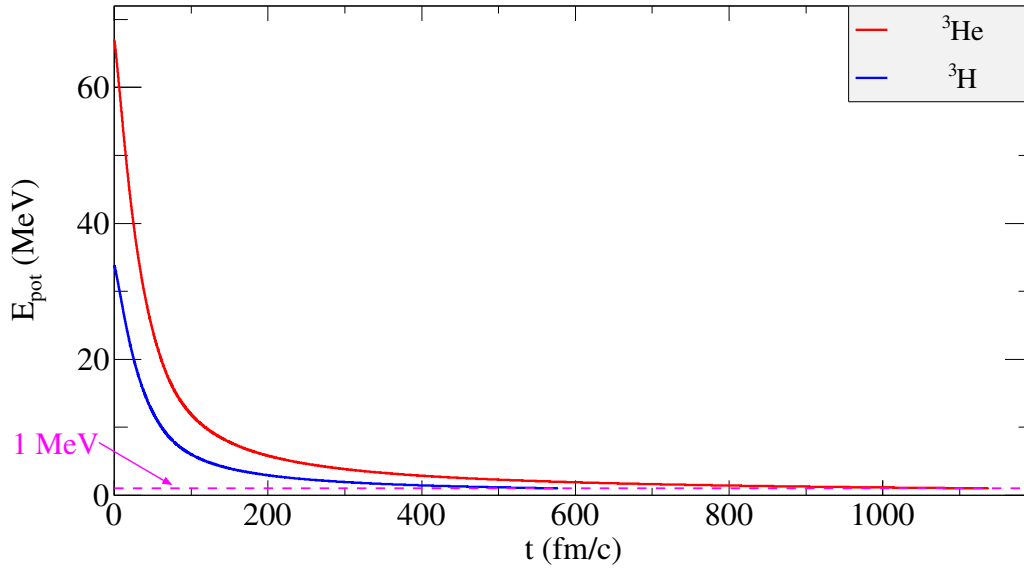


FIGURE 3.4 – Évolution de l'énergie potentielle d'interaction E_{pot} entre le *cluster* (les tritons en bleu et les héliums-3 en rouge) et la source en fonction du temps t . La ligne magenta correspond à une énergie d'interaction de 1 MeV, qui correspond à la condition d'arrêt de la propagation.

où \vec{E} est le champ électrique, S est une surface fermée contenant le volume V , ρ est la densité de charge électrique contenue dans ce volume V et ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide.

Les calculs du champ électrique, du potentiel et de la force électrostatique (présentés dans l'annexe D) nous permettent d'obtenir les équations nécessaires à la propagation du *cluster* :

$$\vec{r}_c(t + dt) = \vec{r}_c(t) + \vec{v}_c(t) \cdot dt \quad (3.16)$$

$$\vec{v}_c(t + dt) = \vec{v}_c(t) + \frac{\vec{F}(r_c) \cdot dt}{m_c} \quad (3.17)$$

$$R_S(t + dt) = R_S(t) + \langle v \rangle \cdot dt \quad (3.18)$$

où $\vec{r}_c(t)$, $\vec{v}_c(t)$ et $R_S(t)$ sont respectivement la position *cluster*, sa vitesse et le rayon de la source au temps t . $\vec{F}(r_c, t)$ est la force électrostatique s'exerçant sur le *cluster* de masse m_c .

La propagation coulombienne du *cluster* est alors réalisée jusqu'à ce que l'énergie potentielle électrostatique s'exerçant entre la source et ce dernier soit inférieure à 1 MeV. La figure 3.4 nous permet alors de nous rendre compte de la différence de vitesse de propagation coulombienne entre les tritons et les héliums-3. En effet, le triton n'ayant qu'un unique proton est deux fois moins sensible aux effets coulombiens que l'hélium-3 ayant deux protons. La figure 3.5 présente quant à elle la différence existant entre les distributions en impulsion des tritons et des héliums-3 avant et après la propagation. Nous pouvons alors observer sur cette dernière que la distribution en impulsions p_z^{cm} du triton est moins influencée que celle de l'hélium-3 par l'interaction coulombienne avec la source chargée. Quel que soit le cas, nous pouvons observer que la dynamique en temps s'étend sur quelques centaines de fm/c.

Nous remarquons donc clairement que la prise en compte des interactions dans l'état final, simulées ici par la propagation coulombienne est très importante. Cependant, afin de ne pas biaiser

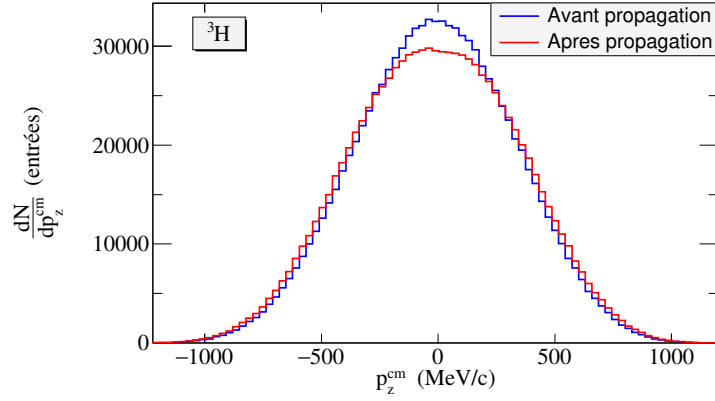
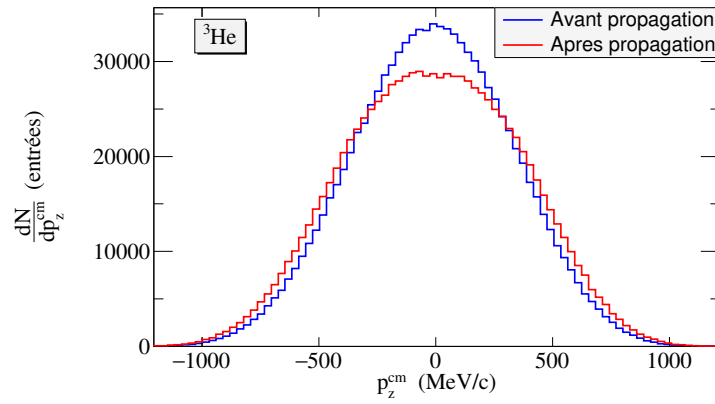
(a) Cas des tritons ${}^3\text{H}$.(b) Cas des helium-3 ${}^3\text{He}$.

FIGURE 3.5 – Influence de la propagation coulombienne sur les *clusters* ${}^3\text{H}$ et ${}^3\text{He}$: exemple avec la simulation du système ${}^{129}\text{Xe} + {}^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon. Les distributions bleues correspondent aux impulsions des ${}^3\text{H}/{}^3\text{He}$ avant la propagation coulombienne, tandis que les distributions rouges correspondent elles aux impulsions des ${}^3\text{H}/{}^3\text{He}$ après la propagation.

la simulation, nous faisons le choix de ne pas mettre de contrainte absolue sur le paramètre $\langle E \rangle$ et de ne mettre qu'une contrainte de causalité sur v : elle ne peut excéder la vitesse du projectile dans le laboratoire. La section 3.2.3 suivante présente la façon dont nous procédons afin d'obtenir les distributions finales des observables issues de la simulation, qui seront ensuite comparées aux distributions expérimentales.

3.2.3 Obtention des distributions finales simulées

3.2.3.1 Comparaison des $\langle E \rangle$ des *clusters* étudiés avec une formulation existante

Avant de présenter la méthode utilisée pour générer les distributions finales des observables de chaque *cluster*, nous pouvons d'abord comparer les valeurs moyennes des distributions de $\langle E \rangle$ pour chaque espèce, à une formulation existante et plus couramment utilisée dans le cadre du modèle en couches [74] :

$$\frac{d^3n}{dp^3}(p, A) \propto \left(1 + \frac{(A-4) \times b_0 \cdot p^2}{6}\right) \times \exp(-b_0 \cdot p^2) \quad (3.19)$$

où \mathbf{p} est l'impulsion, A est le nombre de masse du fragment formé et b_0 est un paramètre ajusté sur des données expérimentales.

La figure 3.6 présente pour un des systèmes étudiés les distributions $\langle E \rangle$ des *clusters* produits lors de la procédure de coalescence. Nous observons alors que les distributions des tritons et des héliums-3 sont semblables (même centroïde et même largeur), tandis que celles correspondants aux deutons et aux *alpha* sont très différentes. Nous remarquons également que plus le nombre de masse A du *cluster* est grand plus la distribution est piquée, ce qui est dû à l'approche combinatoire utilisée. Le tableau 3.2 présente quant à lui, pour chacun des systèmes utilisés dans le cadre de l'étude sur les caractéristiques de production des *clusters*, la valeur moyenne de la distribution de $\langle E \rangle$ pour chaque espèce considérée, ainsi que la valeur calculée à l'aide de la relation (3.19). Nous

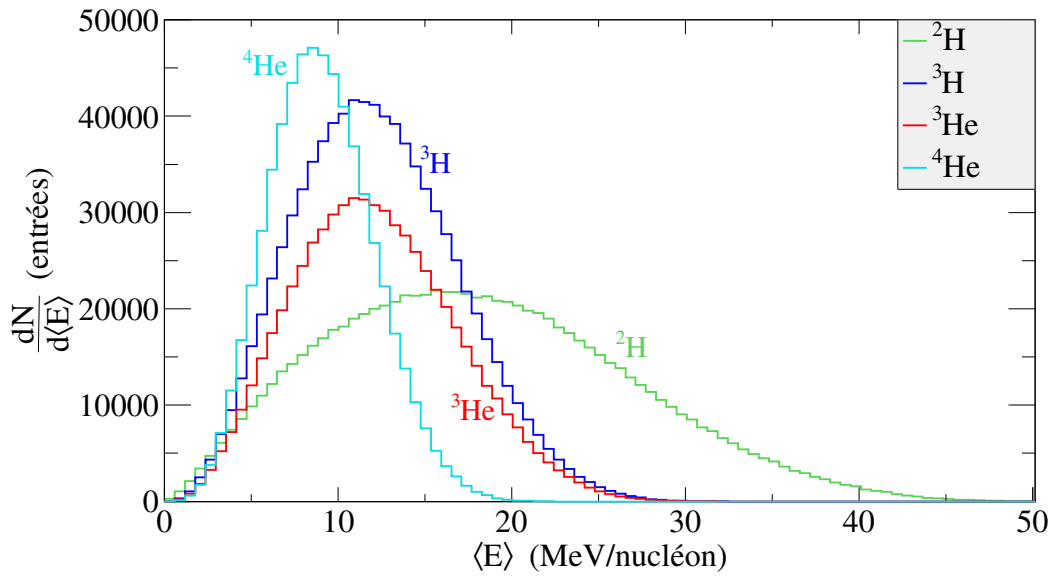


FIGURE 3.6 – Distributions de l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* $\langle E \rangle$ pour les quatre espèces étudiées dans le cadre de la simulation du système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV. Les résultats présentés ici sont filtrés afin de tenir compte de la géométrie de *INDRA* et de l'impact lié aux seuils de détection des *clusters*.

observons alors que dans le cas des deutons et des *alpha*, les valeurs obtenues ne sont pas en accord avec la valeur donnée par la formulation 3.19, quelle que soit l'énergie du projectile incident. Une explication possible concernant ces différences pour le deuton correspond au fait que la production de ces derniers n'est pas uniquement dû à un processus de coalescence (le rôle du spin n'étant pas négligeable).

Concernant les *alpha*, il est bien connu que ces derniers ne sont pas produits par coalescence de par la structure extrêmement stable du noyau ^4He . En effet, ils sont majoritairement produits par la cassure des noyaux pouvant être assimilés à des agrégats d'*alpha* (^8Be , ^{12}C par exemple), ou par la capture d'un neutron par un hélium-3.

Concernant les tritons et les héliums-3, la formulation (3.19) ne se basant que sur le nombre de masse A du *cluster* conduit à une même valeur $\langle E \rangle_{\text{calc}}$. Nous remarquons alors que les valeurs de $\langle E \rangle$ issues de la procédure de coalescence que nous avons mise en place conduit à des résultats cohérents entre les tritons et les héliums-3, qui sont également proches de la valeur calculée. Cependant, même si les erreurs associées aux valeurs moyennes assurent la cohérence avec la valeur calculée, nous remarquons que ces incertitudes augmentent avec l'énergie du projectile. Ceci sera étudié plus

| Système | E_p (MeV/nucléon) | $\langle E \rangle$ du <i>cluster</i> (MeV/nucléon) | | | |
|--|------------------------|---|----------------|-----------------|-----------------|
| | | ${}^2\text{H}$ | ${}^3\text{H}$ | ${}^3\text{He}$ | ${}^4\text{He}$ |
| $\langle E \rangle_{\text{calc}}$ calculée (Eq. 3.19) | * | 4,7 | | 11,1 | 14,2 |
| ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$ | 32 | 15,3 (6,9) | 10,2 (3,7) | 10,4 (3,7) | 7,8 (2,4) |
| | 52 | 17,9 (8,4) | 12,1 (4,6) | 12,0 (4,6) | 9,1 (3,0) |
| | 64 | 19,6 (9,2) | 13,1 (5,0) | 13,2 (5,1) | 9,8 (3,3) |
| | 90 | 23,3 (10,7) | 15,7 (5,9) | 15,6 (5,9) | 11,7 (3,8) |
| ${}^{129}\text{Xe} + {}^{119}\text{Sn}$ | 32 | 15,7 (7,1) | 10,5 (3,9) | 10,8 (3,8) | 7,9 (2,5) |
| | 50 | 18,2 (8,6) | 12,2 (4,7) | 12,1 (4,7) | 9,1 (3,0) |
| ${}^{129}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$ | 65 | 20,0 (9,5) | 13,4 (5,2) | 13,4 (5,2) | 10,0 (3,4) |
| | 80 | 22,2 (10,4) | 14,9 (5,7) | 14,8 (5,7) | 11,1 (3,7) |
| ${}^{197}\text{Au} + {}^{197}\text{Au}$ | 40 | 16,4 (7,6) | 11,0 (4,1) | 11,1 (4,1) | 8,3 (2,7) |
| | 60 | 19,0 (9,0) | 12,7 (4,9) | 12,8 (5,0) | 9,5 (3,2) |
| | 80 | 21,8 (10,2) | 14,6 (5,6) | 14,6 (5,6) | 11,0 (3,7) |

TABLE 3.2 – Tableau présentant pour chacun des *clusters* utilisés dans l'étude la valeur moyenne de la quantité $\langle E \rangle$ et l'incertitude qui y est associée (valeurs issues de la simulation de coalescence combinatoire), ainsi que les valeurs calculées de cette même énergie moyenne des nucléons dans le *cluster* calculée à l'aide de la relation (3.19) de la référence [74].

en détail dans la section 3.3.1.

3.2.3.2 Construction des distributions finales

Comme indiqué à la fin de la section 3.2.2, nous ne voulons pas biaiser la simulation en imposant des valeurs définies aux paramètres $\langle E \rangle$ et \mathbf{v} . Nous choisissons donc d'utiliser les distributions expérimentales des vitesses parallèles et perpendiculaires pour contraindre les distributions simulées. Nous générons ainsi un grand nombre N de *cluster* ($N = 10^6$) de chaque espèce (${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ et α), en laissant les paramètres $\langle E \rangle$ et \mathbf{v} libres (dans la limite où $\mathbf{v} \leq \mathbf{v}_p$ avec \mathbf{v}_p la vitesse du projectile dans le laboratoire pour le système simulé). Nous disposons ensuite, après une opération de filtrage (afin de tenir compte des acceptances expérimentales), d'un ensemble de *clusters*, produit avec un couple $(\langle E \rangle, \mathbf{v})$ donné.

La méthode utilisée ici consiste à discrétiser l'espace $\{\langle E \rangle, \mathbf{v}\}$ en « tranches » d'énergie et de vitesse de respectivement 1 MeV/nucléon et de 1 cm/ns. Pour chaque couple $(\langle E \rangle, \mathbf{v})$, les distributions de vitesses parallèles (\parallel) et perpendiculaires (\perp) du *cluster* étudié sont construites. Ces dernières¹⁵ sont ensuite comparées aux distributions expérimentales à l'aide d'un test d'adéquation du χ^2 : nous disposons donc de deux quantités, χ_{\perp}^2 et χ_{\parallel}^2 . La construction des distributions finales des observables simulées est alors réalisée en sommant toutes les distributions construites de ces dernières pour chaque couple $(\langle E \rangle, \mathbf{v})$, pondérées par la valeur de la vraisemblance (*likelihood*) \mathcal{L}

15. La comparaison concernant les distributions de vitesses parallèles n'est réalisée que sur la partie avant de la distribution de vitesse ($v_z^{\text{cm}} \geq 0$). Ceci permet de nous affranchir des effets de seuils d'identification expérimentaux à l'arrière du centre de masse.

calculée à partir des valeurs de χ_{\perp}^2 et χ_{\parallel}^2 tel que :

$$\mathcal{L}(\langle E \rangle, \mathbf{v}) = \exp\left(-\frac{\chi_{\perp}^2 + \chi_{\parallel}^2}{2}\right) \quad (3.20)$$

La figure 3.7 présente pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon et pour l'hélium-3 la carte de vraisemblance $\mathcal{L}(\langle E \rangle, \mathbf{v})$. Nous présentons également sur cette figure deux exemples sur lesquels nous avons superposé pour la vitesse parallèle $v_{\parallel}^{\text{cm}}$ la distribution expérimentale et la distribution simulée (les distributions sont normalisées) pour un couple $(\langle E \rangle, \mathbf{v})$ donné. Nous remarquons dans le cas de la plus mauvaise valeur de vraisemblance ($\mathcal{L} = 0,005$, figure 3.7 en bas à droite) que le *cluster* subit de manière trop importante la poussée de la source chargée, ce qui signifie que la charge vue par le *cluster* est trop importante et que cette dernière ne se « dilue » pas assez. En revanche dans le second exemple ($\mathcal{L} = 0,333$, figure 3.7 en haut à droite) l'accord est bien meilleur. Ceci nous indique à ce stade qu'il est important de prendre en compte l'expansion radiale de la source chargée qui simule la répulsion entre les fragments afin de reproduire les caractéristiques des *clusters*.

Les figures 3.8, 3.9, 3.10 et 3.11 montrent une comparaison entre les distributions expérimentales et simulées de plusieurs observables cinématiques pour les quatre espèces de *clusters* étudiées. Les observables sont les vitesses parallèle et perpendiculaire, l'énergie cinétique des *clusters* ainsi que leur angle dans le centre de masse de la réaction. Nous pouvons observer sur les figures 3.8 et 3.9 que l'accord entre les données simulées et expérimentales est plutôt bon, tant au niveau des vitesses que des énergies ou des angles, bien que quelques différences persistent. Ces différences semblent être liées à un effet de filtre expérimental dans le cas des tritons (figure 3.8) au niveau des vitesses perpendiculaires, autour de $\pm 3 - 4$ cm/ns. Cependant l'accord entre la simulation et l'expérience n'est pas aussi bon dans le cas des deutons (figure 3.10) ou des *alpha* (figure 3.11). Nous pouvons observer sur ces deux dernières figures que les distributions des angles et des vitesses parallèles ne sont pas correctement reproduites, ainsi que l'énergie cinétique dans le cas des deutons.

La procédure que nous venons de présenter sera utilisée dans la suite pour étudier la production des *clusters* dans le milieu, ainsi que l'étude du transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds. Malgré les observations faites sur la non-adéquation entre la simulation et l'expérience pour les deutons et les *alpha*, nous allons dans la première partie (production dans le milieu) les considérer dans l'analyse, avant de ne nous concentrer que sur les *clusters* isobariques $^3\text{H}, ^3\text{He}$ dans la partie de l'analyse dédiée à l'étude du transport de l'isospin.

3.3 Comparaison entre les données simulées et expérimentales

Nous présentons ici les résultats des simulations et leurs comparaisons avec les données expérimentales. Cette étude est divisée en deux parties distinctes, la première consacrée à la production des *clusters* dans la matière nucléaire, tandis que la seconde est axée sur le transport de l'isospin. Dans les deux cas, nous utilisons le même code de simulation de coalescence des nucléons dans les collisions centrales d'ions lourds.

3.3.1 Production de *clusters* dans le milieu : lien avec les propriétés de transport

Dans le cadre de l'étude sur la production des *clusters* dans la matière nucléaire, nous générons par espèce et par système 10^6 *clusters*. Nous procédons ensuite comme expliqué précédemment dans

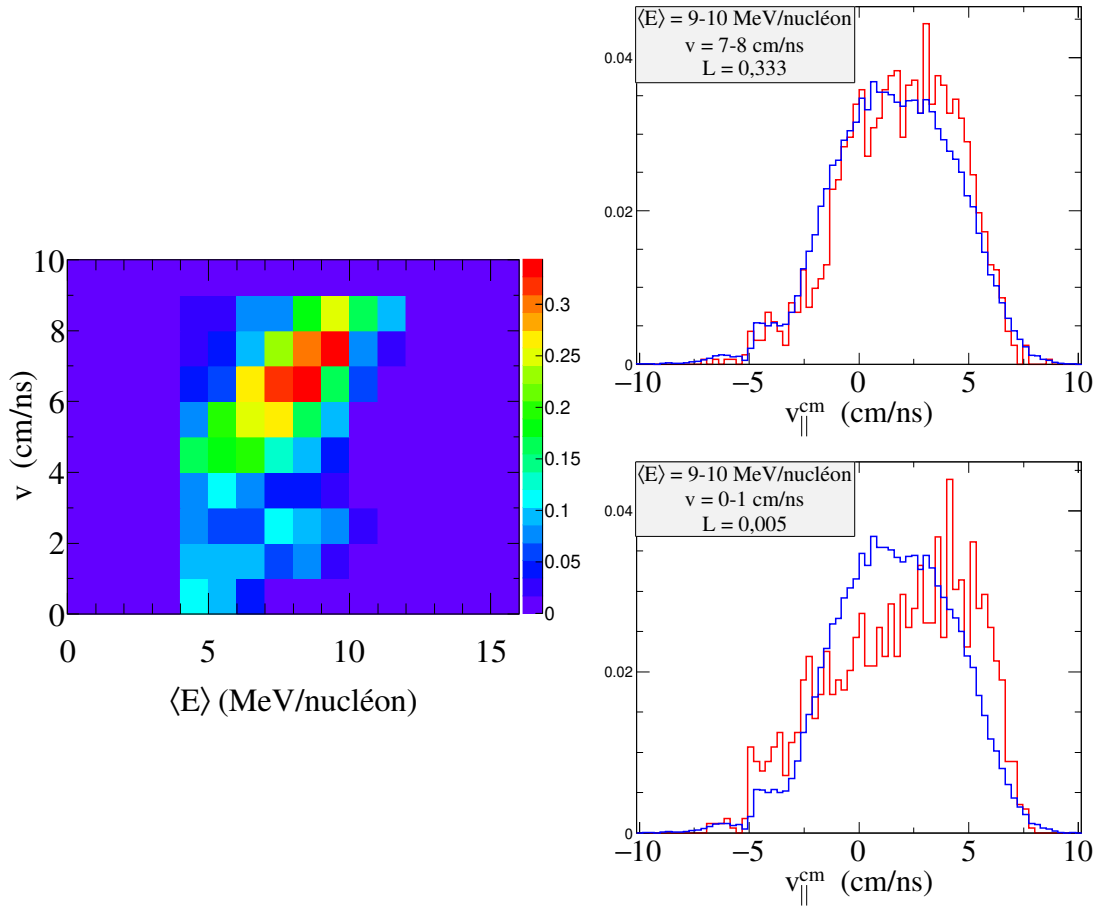


FIGURE 3.7 – Exemple avec l’hélium-3 pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon (collisions centrales) de la procédure utilisée pour la construction des distributions finales. (Gauche) Carte de vraisemblance. (Droite) Superposition des distributions expérimentales *INDRA* (en bleue) et simulées (en rouge) normalisées, pour deux valeurs de vraisemblances différentes : (Haut) cas d’une bonne valeur de vraisemblance ($\mathcal{L} = 0,333$), (Bas) cas d’une mauvaise valeur de vraisemblance ($\mathcal{L} = 0,005$).

la section 3.2.3.2 pour construire les distributions simulées des observables d’intérêts pour l’étude. Nous utilisons ensuite pour chaque système, la projection sur l’axe X (énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* $\langle E \rangle$) et sur l’axe Y (vitesse d’extension de la source chargée v) afin d’obtenir les valeurs moyennes et les écart-types des quantités $\langle E \rangle$ et v .

Les figures 3.12, 3.13, 3.14 et 3.15 présentent pour chaque espèce de *cluster* étudiée l’évolution de l’énergie cinétique $\langle E \rangle$ (panneaux (a)), ainsi celle de la vitesse d’extension de la source chargée (panneaux (b)) en fonction de l’énergie du projectile.

Nous pouvons observer tout d’abord que l’évolution de la vitesse d’expansion radiale de la source avec l’énergie du projectile incident ne présente pas qualitativement et quantitativement une tendance unique pour tous les *clusters*. En effet, dans le cas des ^3He , nous observons que pour les systèmes $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ et $^{129}\text{Xe} + ^{119,124}\text{Sn}$ la vitesse d’expansion de la source diminue. De plus pour les ^4He , les deux points de plus faible énergie sont nuls : ceci est lié au fait que dans ce cas précis la simulation n’a pas réussi à converger, c’est à dire que les distributions de vitesses parallèle

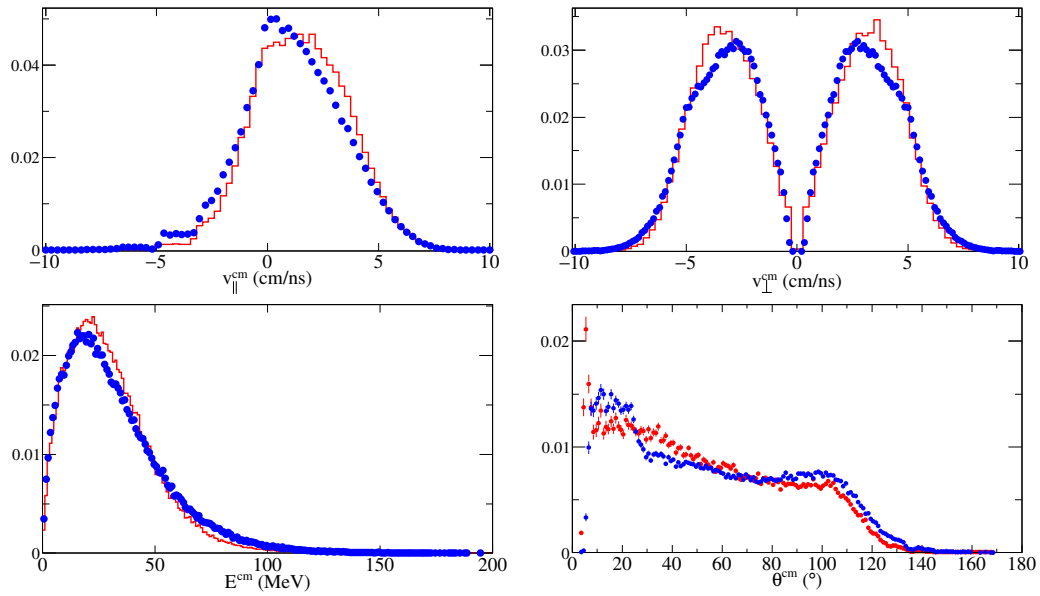


FIGURE 3.8 – Comparaison entre les résultats de la simulation optimisée (histogramme rouge) et les données expérimentales (symboles bleus) pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon : simulation des tritons.

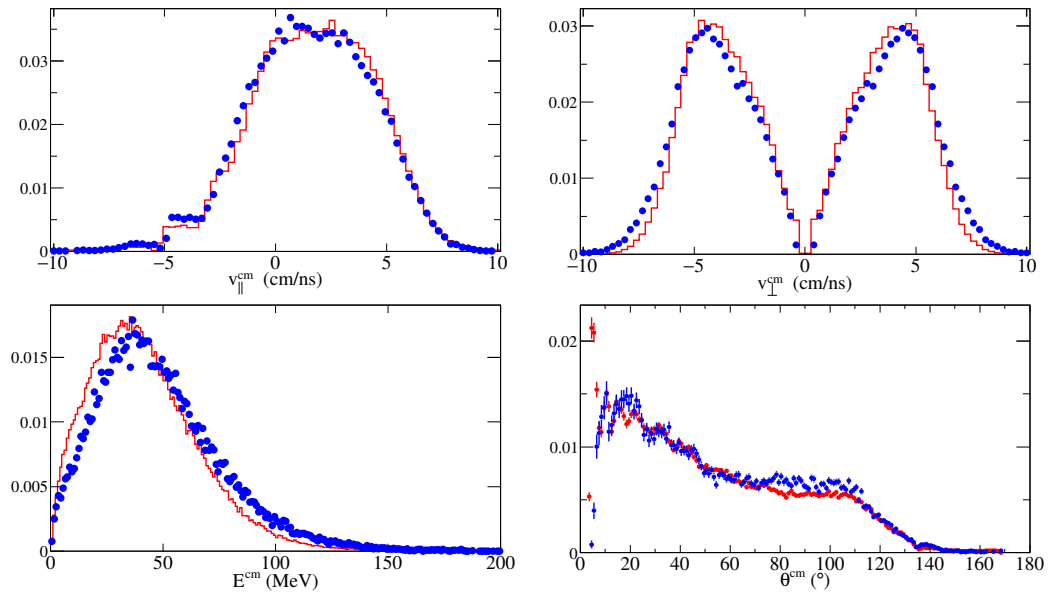


FIGURE 3.9 – Comparaison entre les résultats de la simulation optimisée (histogramme rouge) et les données expérimentales (symboles bleus) pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon : simulation des héliums-3.

et perpendiculaire des *clusters* ne sont pas reproduites correctement. De manière plus générale, les incertitudes associées à chaque point permettent aisément de conduire à une valeur constante non nulle concernant v . La conclusion concernant la vitesse d'extension de la source v est que cette dernière ne semble pas être une quantité déterminante dans la simulation, mais qu'elle doit nécessairement être non nulle afin de permettre la reproduction des données (en effet, la figure 3.7 montre

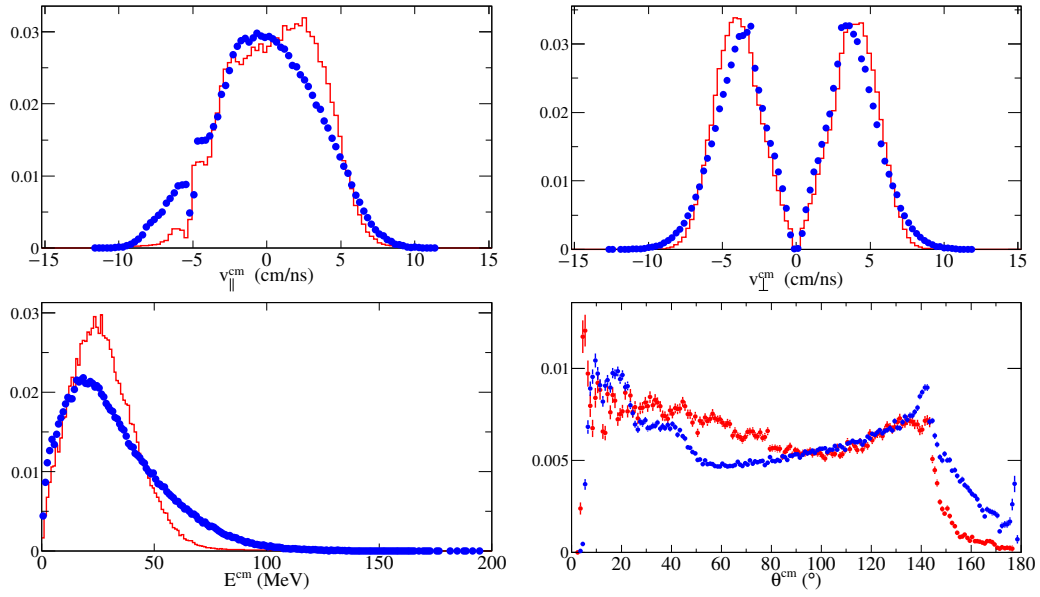


FIGURE 3.10 – Comparaison entre les résultats de la simulation optimisée (histogramme rouge) et les données expérimentales (symboles bleus) pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon : simulation des deutons.

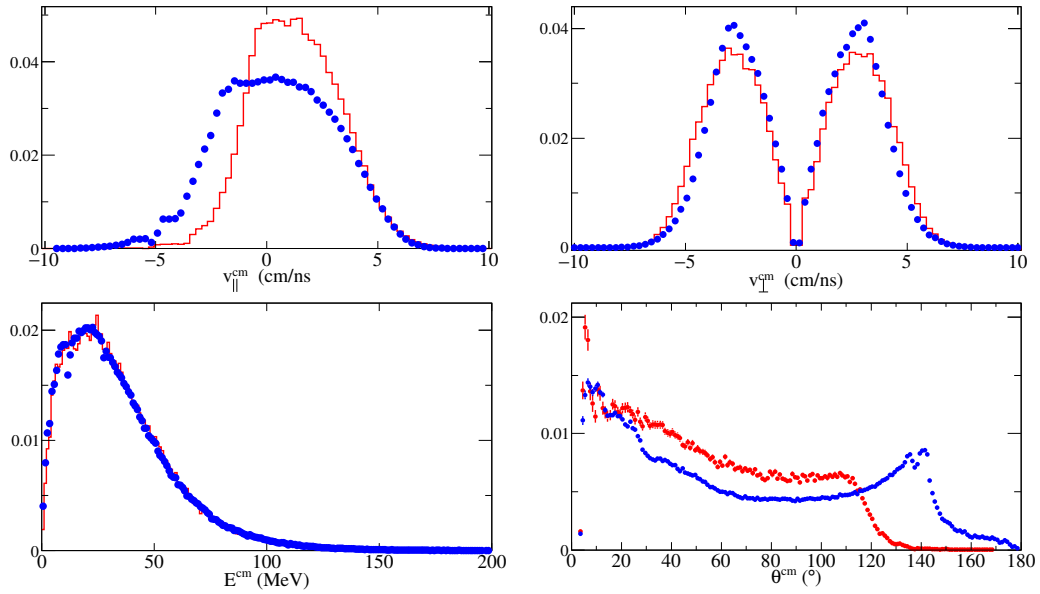


FIGURE 3.11 – Comparaison entre les résultats de la simulation optimisée (histogramme rouge) et les données expérimentales (symboles bleus) pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon : simulation des α .

que dans le cas d'une vitesse nulle, la reproduction des données n'est pas bonne). Cette vitesse est de l'ordre de $v \approx 5 - 8$ cm/ns.

Nous nous intéressons dans un second temps à l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* $\langle E \rangle$ pour tous les systèmes étudiés, en fonction de l'énergie du projectile. Pour

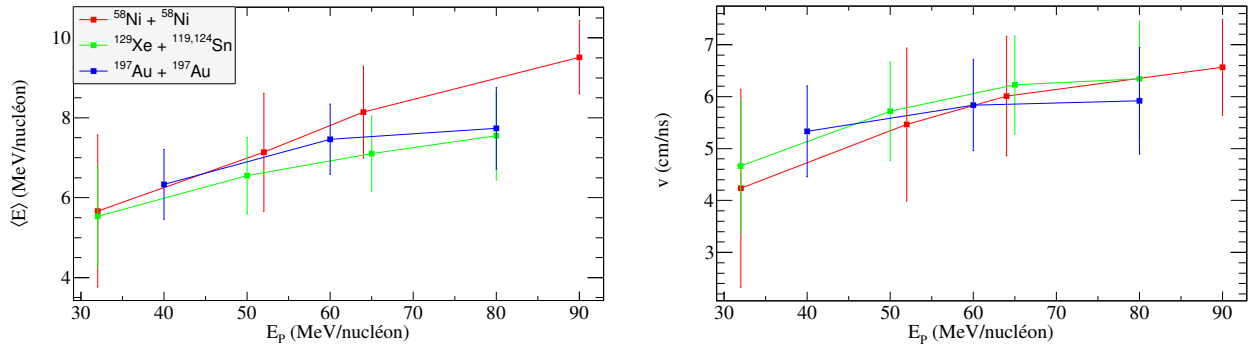
(a) Énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* $\langle E \rangle$.(b) Vitesse d'expansion de la source chargée v .

FIGURE 3.12 – Évolution de l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* et de la vitesse d'expansion de la source chargée (valeurs issues de la simulation) pour tous les systèmes *INDRA* étudiés (collisions centrales) : résultats concernant les *alpha* ^3H .

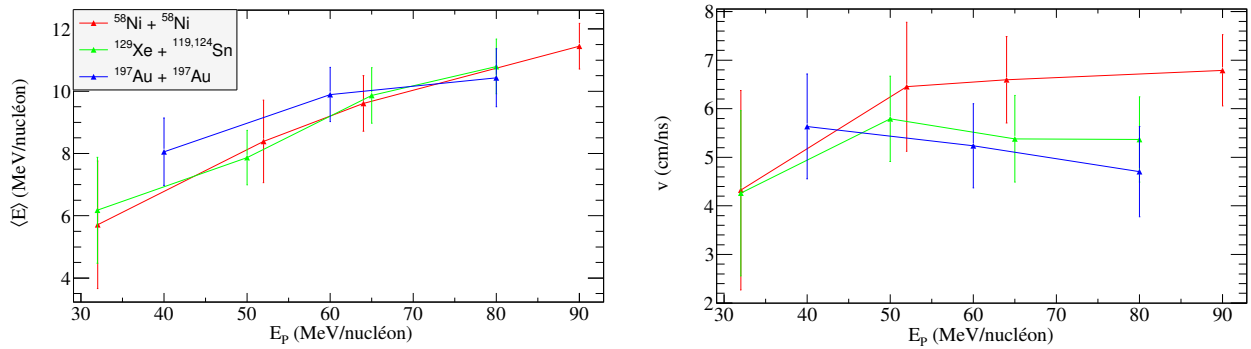
(a) Énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* $\langle E \rangle$.(b) Vitesse d'expansion de la source chargée v .

FIGURE 3.13 – Évolution de l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* et de la vitesse d'expansion de la source chargée (valeurs issues de la simulation) pour tous les systèmes *INDRA* étudiés (collisions centrales) : résultats concernant les *alpha* ^3He .

les deutons, tritons et les héliums-3, les valeurs sont bornées entre 6 et 10–12 MeV/nucleon ; ce n'est pas le cas des *alpha* pour lesquels l'énergie moyenne des nucléons évolue entre 5 et 8 MeV/nucleon. Cependant, les *alpha* sont comme indiqué plus tôt dans le chapitre (cf. 3.2.3.1) des *clusters* qui ne sont pas produits majoritairement par coalescence, ce qui explique pourquoi leur production à l'aide du modèle de coalescence combinatoire construit ici ne conduit pas à des résultats cohérents.

Concernant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster*, nous pouvons remarquer que quel que soit le *cluster* étudié, la quantité $\langle E \rangle$ augmente avec l'énergie du projectile.

Plusieurs explications sont possibles concernant cette évolution et nous en formulons ici deux :

- i) un effet cinématique de la voie d'entrée
- ii) des effets de compression dans la voie d'entrée

L'effet cinématique de la voie d'entrée (point i) correspond au fait que lorsque l'énergie du faisceau augmente, l'impulsion relative entre les noyaux projectile et cible augmente, ce qui augmente

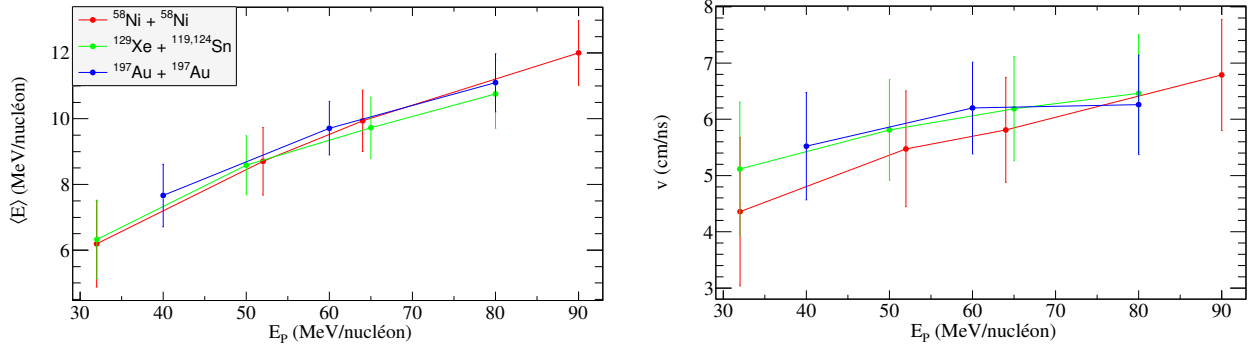
(a) Énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* $\langle E \rangle$.(b) Vitesse d'expansion de la source chargée v .

FIGURE 3.14 – Évolution de l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* et de la vitesse d'expansion de la source chargée (valeurs issues de la simulation) pour tous les systèmes *INDRA* étudiés (collisions centrales) : résultats concernant les *alpha* ^2H .

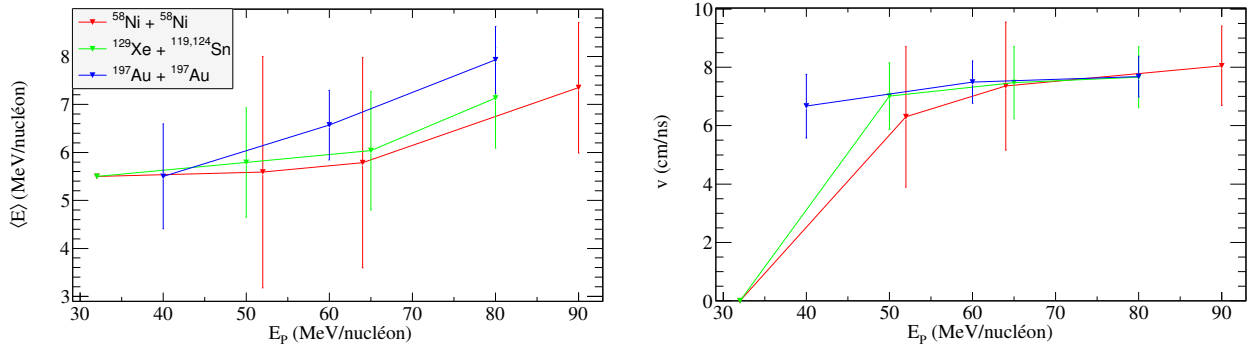
(a) Énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* $\langle E \rangle$.(b) Vitesse d'expansion de la source chargée v .

FIGURE 3.15 – Évolution de l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* et de la vitesse d'expansion de la source chargée (valeurs issues de la simulation) pour tous les systèmes *INDRA* étudiés (collisions centrales) : résultats concernant les *alpha* ^4He .

la distance moyenne entre les nucléons composant ces derniers dans l'espace des impulsions. Cependant, il ne faut pas négliger le fait qu'avant la procédure de coalescence combinatoire, les collisions nucléon-nucléon sont réalisées (avec les résultats obtenus au chapitre 2). Le nombre de collisions nucléon-nucléon augmentant avec l'énergie du projectile, les nucléons diffusés viennent peupler « l'espace » entre les deux noyaux dans le référentiel de la réaction, ce qui réduit en moyenne la distance entre tous les nucléons. Ceci peut expliquer le fait que la variation de l'énergie cinétique moyenne entre les nucléons soit relativement douce.

Les effets de compression dans la voie d'entrée (point ii) correspondent au fait que dans le cadre de l'approximation soudaine et des collisions centrales pour lesquelles la simulation a été développée, les distributions d'impulsion des noyaux de la voie d'entrée ne sont pas modifiées mais des effets de compression sont cependant toujours possibles dans l'espace des positions. En effet, les deux noyaux, lorsqu'ils entrent en collision, voient leurs densités respectives augmenter, ce qui diminue la distance moyenne entre les nucléons dans l'espace des positions et ainsi augmente l'impulsion entre

ces derniers.

Enfin, nous pouvons mentionner ici qu'il serait intéressant d'étudier le lien entre les valeurs de l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster* $\langle E \rangle$ et l'impulsion P_0 des modèles de coalescence utilisés couramment dans la littérature [75, 76], généralement de l'ordre de l'impulsion de Fermi p_{Fermi} .

3.3.2 Transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds

La seconde étude menée dans le cadre du modèle de coalescence combinatoire est dédiée au transport de l'isospin dans les collisions centrales. Pour cela, nous n'allons utiliser que les *clusters* isobariques $A = 3$ ${}^3\text{H}$ et ${}^3\text{He}$. Pour mener à bien les analyses présentées ci-après (utilisant les rapports R_3 défini dans le chapitre 1), nous avons généré pour chaque système un lot de 10^6 *clusters* de taille $A = 3$.

Deux analyses différentes sont conduites dans la suite. La première consiste à forcer la simulation à produire le même nombre de tritons et d'héliums-3 que dans les données expérimentales, afin d'observer si le modèle est en adéquation ou non avec l'expérience concernant la cinématique de la production de ces *clusters*. La seconde analyse est elle dédiée à observer si le modèle est capable ou non de reproduire les taux de production des tritons et des d'héliums-3 et ainsi observer dans quelle mesure l'isospin est équilibré ou non dans la simulation.

Mentionnons ici que les quantités $\langle E \rangle$ et v de la simulation ne sont pas fixés par l'utilisateur étant donné que l'approche utilisé dans cette dernière consiste comme indiqué dans les sections précédentes à contraindre la simulation par les données expérimentales.

3.3.2.1 Cinématique de la production des tritons et des héliums-3

La première analyse consiste ici à observer si la simulation est apte à reproduire la cinématique de la réaction et de la production des tritons et des héliums-3. Pour cette analyse, nous forçons la simulation à respecter les taux de production expérimentaux. La figure 3.16 présente les rapports isobariques simulés, expérimentaux et le rapport des deux afin d'observer si la simulation reproduit correctement les distributions de vitesses parallèles des tritons et des héliums-3. Les systèmes utilisés dans le cadre de cette étude sont les systèmes ${}^{136,124}\text{Xe} + {}^{124,112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon (listés dans le tableau 1.4 du chapitre 1) de la cinquième campagne de mesure du multi-détecteur *INDRA*.

Nous observons à l'aide de la figure 3.16c que globalement l'accord entre les données expérimentales et simulées est plutôt bon (dans une marge de $\pm 20\%$), ce qui indique que la simulation tend « au premier ordre », à plutôt bien reproduire la cinématique de la production des tritons et des héliums-3.

3.3.2.2 Transport de l'isospin dans la simulation

L'analyse conduite dans cette partie est dédiée au transport de l'isospin dans les collisions centrales. La figure 3.16a présente l'évolution des rapports isobariques des systèmes d'intérêts (listés dans le tableau 1.4) pour les données expérimentales. Nous remarquons que le système le plus riche ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$ (resp. le plus pauvre ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$) en neutrons conduit au rapport R_3 le plus grand (resp. le plus faible) ce qui indique donc que le nombre de tritons produits est plus important (resp. moins important). Les deux autres systèmes (${}^{136}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$ et ${}^{124}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$) étudiés possèdent le même nombre de neutrons total, ce qui est particulièrement intéressant dans le cadre de l'étude du transport de l'isospin.

Dans le cadre de cette étude, nous définissons une nouvelle observable R_3^{norm} , construite à partir

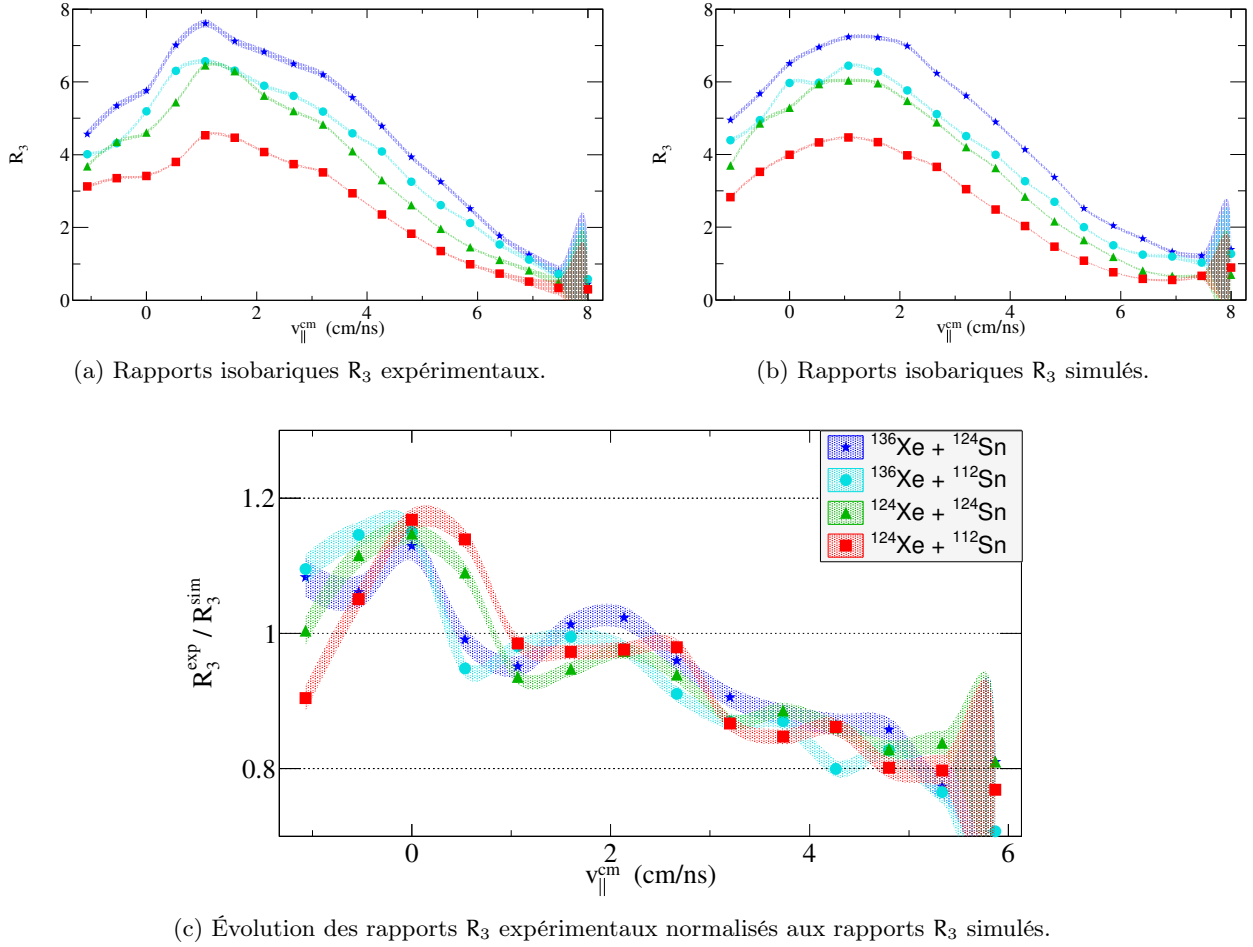


FIGURE 3.16 – Rappports isobariques R_3 expérimentaux et simulés, ainsi que la division des rapports expérimentaux par les rapports simulés. La légende de la figure 3.16c est commune à toutes les figures. Tous les systèmes ont été acquis à l'aide du multi-détecteur *INDRA*, à l'énergie de 32 MeV/nucléon.

des rapports isobariques R_3 .

Cette dernière est définie par :

$$R_3^{\text{norm}} = \frac{R_3(X)}{R_3(^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn})} - 1 \quad (3.21)$$

La figure 3.17 présente le principe de l'équilibration de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds. Nous montrons dans cette dernière la différence entre l'équilibration complète et l'équilibration partielle. Dans le cadre de l'équilibration complète, les distributions de neutrons des noyaux projectile et cible s'équilibrent de telle sorte que quel que soit leur contenu en neutrons, ce dernier se retrouve uniformément réparti dans l'espace des vitesses après la collision. Inversement, dans le cas d'une équilibration partielle de l'isospin, ces distributions ne se mélangent pas complètement dans l'espace des vitesses, ce qui entraîne une richesse en neutrons plus ou moins importante à l'avant (ou à l'arrière) du centre de masse de la réaction en fonction de la richesse du projectile (ou de la cible). Nous pouvons dans le cas d'une équilibration partielle faire le lien avec la transparence de la

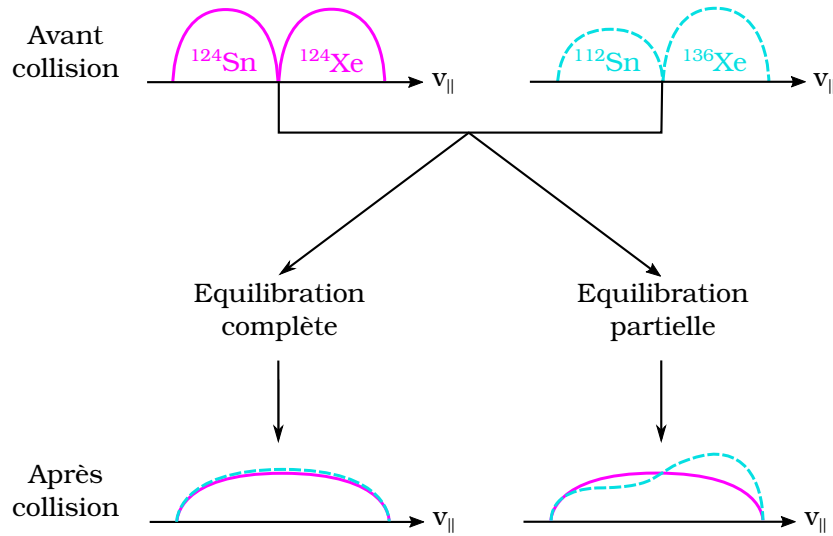


FIGURE 3.17 – Schéma présentant le principe de l'équilibration de l'isospin dans les collisions centrales. L'exemple utilisé ici présente la différence entre l'équilibration complète et l'équilibration partielle des distributions de neutrons dans le cadre des systèmes $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ et $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ possédant le même nombre total de neutron. L'équilibration complète conduirait à obtenir $R_3^{\text{norm}} = 0$, tandis que l'équilibration partielle conduirait elle à observer des déviations par rapport à 0, $R_3^{\text{norm}} \neq 0$

matière nucléaire qui implique que la richesse en neutrons du projectile (ou de la cible) se retrouve à l'avant (ou à l'arrière).

Cette présentation de l'équilibration de l'isospin nous permet d'introduire les rapports isobariques normalisés R_3^{norm} définis par l'équation (3.21) pour les données expérimentales.

La figure 3.18 présente l'évolution des rapports R_3^{norm} expérimentaux. Nous remarquons que le système le plus riche (resp. le plus pauvre) en neutrons se retrouve par construction au-dessus (resp. au dessous) des autres. Comme précisé au début de cette section, nous nous intéressons plus particulièrement ici aux deux systèmes possédant le même nombre total de neutrons : $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. Dans le cadre d'une équilibration complète de l'isospin, comme expliqué à l'aide de la figure 3.17, les rapports R_3^{norm} de chacun de ces deux systèmes (points bleus et magenta) devraient alors être parfaitement superposés. Cependant, nous observons que ce n'est pas le cas et que le rapport correspondant au système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ est supérieur à celui du système $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ pour $v_{||}^{\text{cm}} \geq 1,5$ cm/ns. Ceci suggère alors que l'équilibration de l'isospin n'est pas complète dans le cadre des collisions centrales d'ions lourds lorsque les *clusters* isobariques $A = 3$ sont utilisés comme traceurs. Cette observation est cohérente avec la transparence observée de la matière nucléaire présentée dans le chapitre traitant des collisions nucléon-nucléon (cf. chapitre 2). En effet, le rapport R_3^{norm} du système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ étant supérieur, ceci indique que le nombre de tritons produit à l'avant du centre de masse est plus important, tandis que ce même nombre est plus faible à l'arrière (pour $v_{||}^{\text{cm}} \leq -0,5$ cm/ns), ce qui est parfaitement cohérent avec le fait que la différence entre les deux systèmes est la richesse respective en neutrons des noyaux projectile (^{136}Xe) et cible (^{112}Sn).

Nous nous intéressons maintenant au transport de l'isospin dans le cadre de la simulation de coalescence de nucléons. A la différence de l'étude précédente, nous utilisons ici directement les résultats de la simulation, en ne forçant pas les taux de production de la simulation à être égaux à ceux des données expérimentales. La figure 3.19 présente l'évolution des rapports R_3^{norm} corres-

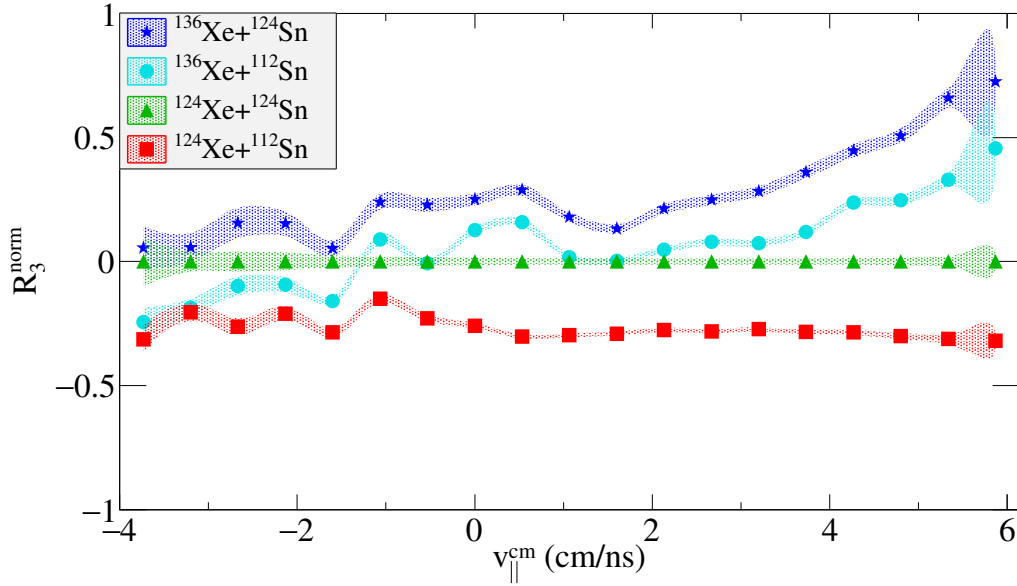


FIGURE 3.18 – Évolution des rapports isobariques normalisés R_3^{norm} expérimentaux pour les systèmes de la cinquième campagne *INDRA* (cf. tableau 1.4) à 32 MeV/nucléon.

pondant aux systèmes étudiés (cf. tableau 1.4) dans le cadre de l'étude du transport de l'isospin ¹⁶.

Nous pouvons observer avant toute chose que la hiérarchie en asymétrie observée dans les données expérimentales est également respectée dans la simulation : le système le plus riche en neutrons (étoiles) présente le rapport R_3^{norm} le plus grand et est situé au-dessus de tous les autres, tandis que le plus pauvre (carrés) à le rapport R_3^{norm} le plus faible et est situé au-dessous.

Si nous nous intéressons plus particulièrement aux deux systèmes possédant le même nombre total de neutrons (ronds et triangles pleins), nous observons que l'isospin ne semble pas complètement équilibré dans la simulation non plus, mais que la séparation entre les deux systèmes n'intervient pas au même endroit dans l'espace des vitesses (autour de $v_{||}^{\text{cm}} \geq 3,5 - 4$ cm/ns dans la simulation contre $v_{||}^{\text{cm}} \geq 1,5$ cm/ns dans les données expérimentales).

Enfin, nous pouvons observer que l'amplitude des rapports R_3^{norm} n'est pas la même entre les données et la simulation. L'explication principale réside ici dans le fait que les taux de production absolus obtenus dans la simulation ne sont pas les mêmes que ceux observés dans les données expérimentales.

Notons également la différence majeure des rapports R_3^{norm} expérimentaux (cf. figure 3.18) et simulés (cf. figure 3.19) au niveau du centre de masse (correspondant à $v_{||}^{\text{cm}} \sim 0$ cm/ns). En effet, les quatre systèmes simulés présente quasiment la même valeur de R_3^{norm} , ce qui n'est pas le cas concernant les données expérimentales. Cet effet pourrait correspondre à un phénomène de diffusion à mi-rapidité, phénomène non pris en compte dans la simulation. L'ajout d'un tel phénomène n'a cependant pas été réalisé au cours de cette étude.

La figure 3.20 présente pour deux systèmes étudiés ($^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ & $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$) la comparaison entre les rapports isobariques R_3 des données expérimentales et simulées. Nous pouvons alors remarquer que les rapports de taux de production ne sont pas identiques. Dans le cas du système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$, l'expérience est au-dessus de la simulation, tandis que c'est l'inverse dans le cas du système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, l'écart étant de l'ordre de 20 % au maximum. Le fait que le rapport R_3 ex-

¹⁶. Nous ne nous intéressons ici qu'à la partie avant du centre de masse afin de s'affranchir des effets de seuils à l'arrière difficiles à prendre en compte.

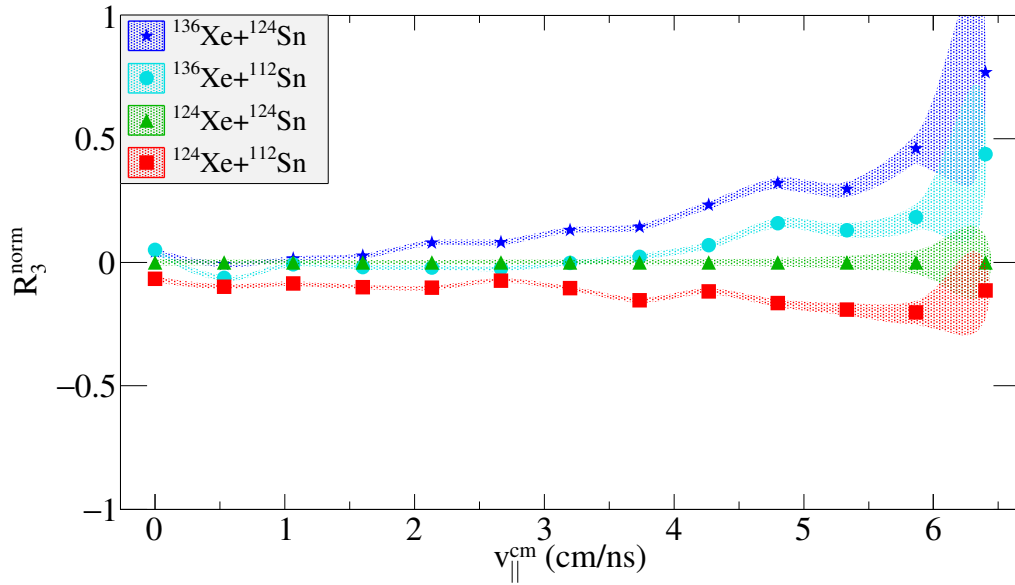


FIGURE 3.19 – Évolution des rapports isobariques normalisés R_3^{norm} simulés pour les systèmes de la cinquième campagne *INDRA* (cf. tableau 1.4) à 32 MeV/nucléon.

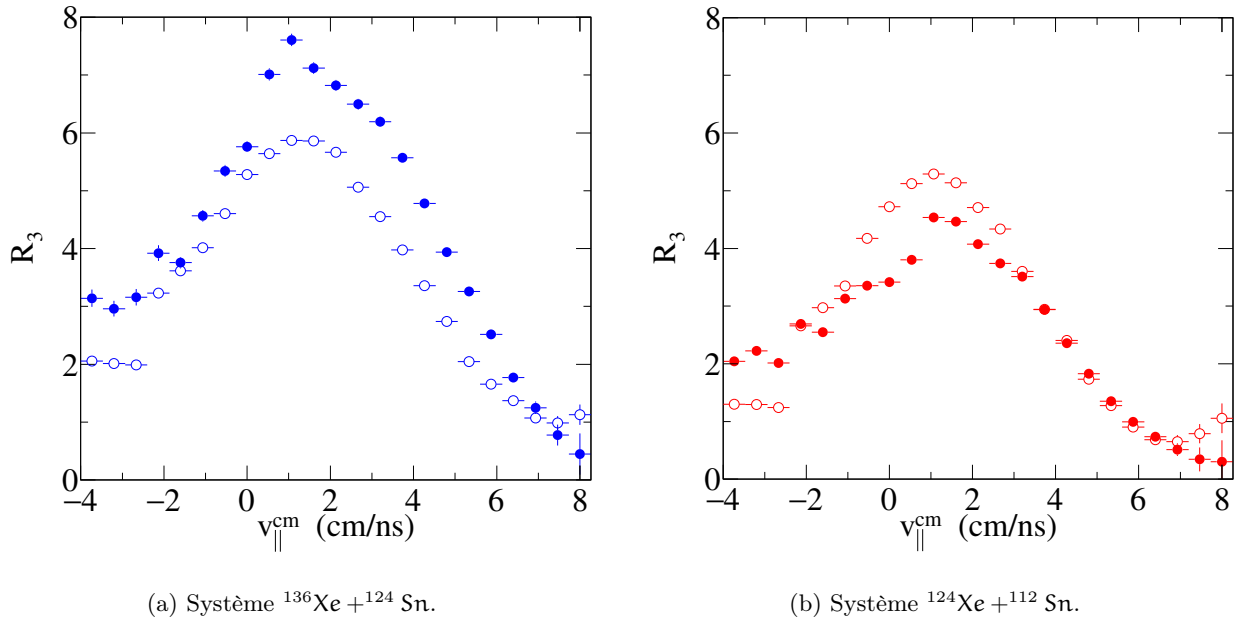


FIGURE 3.20 – Comparaison entre les rapports isobariques R_3 expérimentaux (symboles fermés ●) et simulés (symboles ouverts ○) pour les systèmes $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ (points bleus) et $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ (points rouges) à 32 MeV/nucléon.

périmental soit supérieur par rapport à celui de la simulation dans le cas du système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ indique qu'il n'y a pas assez de neutrons qui sont « utilisés » pour former les tritons et les héliums-3 ; tandis que dans le cas du système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ « trop » de neutrons sont utilisés.

Nous avons alors ici une déviation par rapport à l'approche purement combinatoire, qui peut

s'expliquer par le fait que nous avons considéré uniquement la production de *clusters* dans la phase primaire de la collision, sans tenir compte d'autres phénomènes tels que les processus de désexcitation secondaire ou de capture neutronique pour les héliums-3. En effet, les distributions expérimentales de tritons peuvent être peuplées par des tritons produit par désexcitation statistique du rémanent du projectile ou de la cible. Les distributions de vitesse des héliums-3 peuvent également être impactées par le processus de capture neutronique, qui correspondrait à la coalescence entre un hélium-3 et un neutron pour conduire à la formation d'un *alpha*.

Afin de s'affranchir des effets liés à la désexcitation secondaire, une possibilité de sélection serait de réaliser une coupure en angle dans le centre de masse. En ne sélectionnant que les particules comprises dans le domaine angulaire $60 \leq \theta^{cm} \leq 120$ degrés comme réalisé dans la référence [77], nous évitons de considérer les tritons pouvant être émis par désexcitation secondaire du rémanent du projectile ou de la cible. Cette possibilité reste à étudier dans le cadre de la poursuite de ce travail.

3.4 Conclusions

Nous avons, au cours de ce chapitre, étudié la production des *clusters* et le transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds. Pour cela nous avons développé une simulation de coalescence combinatoire dans l'espace des impulsions \mathbf{P} en tenant compte des interactions dans l'état final. Ces dernières ont été modélisées comme l'interaction coulombienne répulsive entre le *cluster* produit et une source chargée en volume (représentant l'ensemble des fragments produits au cours de la collision) et en expansion (afin de simuler la répulsion entre les fragments) dans l'espace des positions \mathbf{R} . Après avoir utilisé les distributions de vitesses parallèles et perpendiculaires des données expérimentales comme contraintes pour la construction des distributions simulées, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques des *clusters* produits et au transport de l'isospin.

Dans un premier temps, nous avons observé l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le *cluster*, notée $\langle E \rangle$, en fonction de l'énergie incidente. Nous avons ainsi noté que $\langle E \rangle$ augmente avec l'énergie du projectile incident et avons formulé des explications possibles concernant cette évolution (effet cinématique, compression). Nous avons également évoqué le lien possible entre l'impulsion \mathbf{p}_0 des modèles de coalescence et la quantité $\langle E \rangle$ qui reste à explorer.

Nous nous sommes ensuite intéressés au transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds en utilisant les *clusters* isobariques $A = 3$ comme traceurs. A l'aide des données expérimentales et des rapports isobariques R_3 et R_3^{norm} , nous avons observé que l'isospin ne semblait pas complètement équilibré dans les collisions centrales d'ions lourds lorsque nous utilisons les tritons et les héliums-3 comme sondes. Après avoir vérifié la cohérence de la cinématique de la production de ces *clusters* entre la simulation et les données expérimentales en imposant les taux de production expérimentaux à la simulation, nous avons ensuite laissé libre la production de ces derniers. Nous avons alors pu observer que la simulation montrait la même tendance que les données concernant l'équilibration incomplète de l'isospin, mais avons modéré notre propos dans le sens où l'effet observé dans la simulation était moins important que dans les données. Enfin, nous avons mentionné le fait que les distributions de tritons et d'héliums-3 pouvaient être peuplées par d'autres voies que la seule coalescence (comme la désexcitation secondaire et la capture neutronique) et avons présenté une étude alternative qu'il serait possible de mener. Cette alternative serait de contraindre la zone angulaire dans le centre de masse afin de minimiser les contributions de ces autres voies.

Nous avons pu montrer au cours de ce chapitre que l'approche par un modèle de coalescence combinatoire afin d'étudier le transport de l'isospin dans les collisions centrales ne se révélait pas complètement satisfaisante notamment à l'égard des taux de production des tritons et des héliums-3. La suite (cf. chapitre 4 de l'étude va donc consister à utiliser des modèles plus complets (traitant la configuration dans les espaces \mathbf{R} et \mathbf{P} , prenant en compte la désexcitation secondaire et processus similaires, ...) tels que *Hipse* et *Elie*, permettant alors de passer d'une approche inclusive comme présentée dans ce chapitre, à une approche plus exclusive. Nous allons ainsi pouvoir étudier l'impact de la sélection en centralité sur les observables utilisées pour sonder le transport de l'isospin et également inclure les effets produits par les fragments dans l'étude.

Chapitre 4

Étude du transport de l'isospin à l'aide de modèles

Dans le cadre de la poursuite de l'analyse menée dans les chapitres précédents, nous utilisons ici deux modèles dits « générateurs d'évènements ». A la différence des simulations que nous avons présentées précédemment pour les collisions nucléon-nucléon et l'étude de l'isospin, ces générateurs d'évènements permettent la simulation d'un évènement que nous pouvons qualifier de complet dans le sens où ces derniers traitent toute la partition en fonction du temps, depuis les particules légères jusqu'aux fragments. En effet, *Hipse* et *Elie* sont des modèles qui permettent de simuler la phase d'approche des noyaux dans la voie d'entrée, le traitement des collisions nucléon-nucléon, la génération des fragments ainsi que la désexcitation de ces derniers. De plus, ils permettent de considérer l'ensemble des réactions, à tous les paramètres d'impact, contrairement à ce que nous avons fait dans les chapitres 2 et 3, le paramètre d'impact b de la collision étant alors un paramètre du modèle.

Dans un premier temps, nous présenterons les deux modèles *Hipse* et *Elie* qui sont utilisés dans la suite, ainsi que le code statistique *Simon* permettant la simulation de la désexcitation des fragments. Nous nous intéresserons ensuite à « l'aptitude » des modèles à reproduire les données expérimentales *INDRA* : nous utilisons ici deux systèmes pour mener cette étude : $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$, tous deux simulés à 32 MeV/nucléon et filtrés à l'aide du logiciel *KaliVeda* permettant la prise en compte des contraintes expérimentales sur la simulation. La possibilité d'avoir l'information sur le paramètre d'impact de la réaction sera également utilisée afin d'observer à l'aide des modèles quelle est la centralité des évènements qui sont sélectionnés à l'aide des méthodes des multiplicités et de l'angle de flot. Nous regarderons ensuite dans quelle mesure *Hipse* et *Elie* peuvent être utilisés afin de sonder le transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds. Enfin, nous utiliserons les données simulées afin d'illustrer les performances d'identification du couplage des multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA* (cf. chapitre 5) et particulièrement concernant les opportunités apportées par ce couplage dans le cadre de l'étude du transport de l'isospin.

4.1 Présentation des modèles utilisés

Nous présentons dans cette première partie les deux modèles phénoménologiques que nous allons utiliser dans la suite de ce travail : *Hipse* et *Elie*. Ces modèles consistent en des simulations numériques *Monte-Carlo* ayant pour principal objectif de reproduire les caractéristiques des produits des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi. Nous présenterons dans un premier temps le modèle *Hipse*, puis le modèle *Elie*.

4.1.1 Le modèle *Hipse*

Le modèle *Hipse*¹⁷ [78, 79] est séparé en quatre grandes étapes que nous décrivons ci-dessous. Les formules sont issues des références [78, 79] et sont rappelées ici pour la présentation du modèle.

Phase d'approche des noyaux

Durant cette phase, l'approche du noyau projectile et du noyau cible au paramètre d'impact b (ces noyaux sont générés dans leur état fondamental selon une distribution de Thomas-Fermi, utilisant une interaction nucléon-nucléon de type Seyler-Blanchard) est traitée de manière classique, tout en tenant compte du potentiel de proximité entre ces derniers (intégrant les aspects coulombien et nucléaire) selon l'Hamiltonien :

$$E_0 = \frac{p_{\text{rel}}^2}{2\mu} + V_{A_C A_P}(r) \quad (4.1)$$

où E_0 est l'énergie dans le centre de masse, p_{rel} et r sont l'impulsion relative et la distance entre le projectile et la cible, $\mu = \frac{m_P m_C}{m_P + m_C}$ est la masse réduite du système avec m_P (resp. m_C) la masse du projectile (resp. de la cible) et $V_{A_C A_P}$ est le potentiel noyau-noyau entre le projectile et la cible.

Soient R_C et R_P respectivement les rayons de la cible et du projectile. Lorsque la distance inter-noyau est grande ($r \geq R_C + R_P$), le potentiel noyau-noyau choisi est un potentiel de type « proximité », permettant une bonne reproduction des barrières de fusion observées expérimentalement, sur une large gamme d'asymétrie en masse. Nous avons alors pour ce potentiel la somme d'une contribution coulombienne répulsive et d'une contribution nucléaire attractive qui s'exprime comme suit :

$$V_{A_C A_P}(r) = \frac{Z_C Z_P}{r} \cdot e^2 + 4\pi \cdot \frac{R_C R_P}{R_C + R_P} \cdot \Phi(r - R_C - R_P) \quad (4.2)$$

où Φ est une fonction universelle exponentielle décroissante lorsque r diminue [80], Z_C et Z_P sont les numéros atomiques respectivement de la cible et du projectile.

Cependant, lorsque la distance inter-noyau est faible ($r < R_C + R_P$), le potentiel n'est pas bien défini. De plus, l'énergie incidente du noyau projectile va avoir un impact sur la réorganisation des degrés de libertés internes des noyaux (nucléons). Ainsi, lorsque l'énergie du projectile sera faible, le temps de réaction permettra une réorganisation de ces degrés de libertés : c'est la limite adiabatique¹⁸. A l'inverse, lorsque l'énergie du projectile est grande, le temps de réaction ne permettra pas une réorganisation de ces degrés de libertés : c'est l'approximation soudaine¹⁹.

Afin de traiter le cas du potentiel noyau-noyau lorsque ces derniers sont superposés (en $r = 0$), les auteurs du modèle ont utilisé le potentiel de convolution suivant, dans le cadre de l'approximation soudaine :

$$V_{A_C A_P}^{\text{froz}}(r = 0) = \int \rho_{A_C}(x) \cdot v(|x - y|) \cdot \rho_{A_P}(y) \quad (4.3)$$

où *froz* indique ici le fait que le calcul a été réalisé dans le cadre de l'approximation soudaine, v est le potentiel microscopique décrit par une force de *Skyrme*, ρ_{A_C} (resp. ρ_{A_P}) est la densité de la cible (resp. du projectile) et x, y sont les coordonnées du point de calcul. Afin de rendre compte de

17. *Hipse : Heavy-Ion Phase-Space Exploration*

18. La limite adiabatique correspond au cas où les degrés de liberté macroscopiques se réorganisent moins vite que les degrés de libertés à un corps.

19. Dans le cas de l'approximation soudaine, les degrés de liberté à un corps se réorganisent moins vite que les degrés de libertés macroscopiques.

la grande diversité dans les potentiels liés aux conditions de la réaction (taille du système, énergie du projectile, ...), un premier paramètre noté α_a est introduit dans le modèle tel que :

$$V_{A_C A_P}(r=0) = \alpha_a \times V_{A_C A_P}^{\text{froze}}(r=0) \quad (4.4)$$

Ce paramètre α_a peut alors être vu comme une mesure de l'adiabaticité de la réaction ($\alpha_a = 0$ correspond à la limite adiabatique et $\alpha_a = 1$ correspond à l'approximation soudaine) et reflète donc le niveau de réorganisation des degrés de liberté internes lors de la phase d'approche. Enfin, mentionnons ici que lorsque la situation est telle que $0 < r \leq R_C + R_P$, la partie nucléaire du potentiel est construite grâce à une interpolation à l'aide d'un polynôme d'ordre 3, assurant la continuité des dérivées entre $V_{A_C A_P}(r=0)$ et la valeur du potentiel de proximité en $r = R_C + R_P$.

La phase d'approche prend fin lorsque les deux noyaux sont à leur distance minimale d'approche.

Formation des fragments et collisions nucléon-nucléon

Lorsque les noyaux projectile et cible sont à leur distance minimale d'approche et en se plaçant dans le cadre du scénario participant-spectateur, trois zones distinctes sont définies :

- ★ le quasi-projectile (QP) : résidu du projectile
- ★ la quasi-cible (QC) : résidu de la cible
- ★ la zone participante (ZP) : zone de recouvrement entre la cible et le projectile

Les nucléons initialement présents dans le projectile (resp. la cible) se situant hors de la zone de recouvrement constituent alors le quasi-projectile (resp. la quasi-cible). Afin de prendre en compte le fait que le projectile et la cible puissent dissiper une partie de l'énergie relative de la voie d'entrée, un second paramètre noté x_{tr} est introduit. Ce paramètre permet le transfert d'un pourcentage de nucléons de la zone participante vers les résidus du projectile et de la cible, appelés quasi-projectile (QP) et quasi-cible (QC), ce qui permet de relaxer le scénario participant-spectateur lorsque l'énergie du projectile diminue.

Une fois que le QP, la QC et la ZP sont formés et afin de simuler une partie des particules de mi-rapacité, un certain nombre de collisions nucléon-nucléon sont réalisées dans la zone participante. Ces dernières sont simulées de façon élastique, *Hipse* ayant été développé pour la simulation de collisions d'ions lourds dans le domaine de l'énergie de Fermi, soit sous le seuil de production des pions. Le nombre de collisions nucléon-nucléons réalisées N_{coll} fait alors intervenir le troisième paramètre du modèle, noté x_{coll} . Ce paramètre représente le pourcentage de collisions nucléon-nucléon à réaliser et il vient alors :

$$N_{coll} = x_{coll} \times A_r \quad (4.5)$$

où A_r est le nombre de nucléons présent dans la zone participante (ZP). Afin de prendre en compte (en moyenne) le principe d'exclusion de Pauli, la paramétrisation de KIKUCHI & KAWAI est utilisée (cf. chapitre 2).

La suite logique aux collisions nucléon-nucléon est la formation des fragments à l'aide des nucléons restant dans la zone participante. Pour cela, le choix fait dans le cadre du modèle *Hipse* consiste en un algorithme de coalescence de type « automate cellulaire ». Ce type d'algorithme consiste à choisir aléatoirement un nucléon servant de point de départ à la formation du fragment (graine), puis à faire augmenter la taille de ce dernier en utilisant les nucléons disponibles, tout en respectant deux conditions.

La première est une condition d'existence, qui consiste à ne considérer les noyaux formés que lorsqu'ils sont présents dans la table de masse.

La seconde condition est une condition de proximité en position et en impulsion, permettant de faire en sorte que le fragment formé soit lié. La condition en position est issue de la composante attractive notée v_{cut} (ici $V_{\text{cut}} > 0$) de l'interaction nucléaire, tandis que celle en impulsion est liée à la vitesse relative entre le nucléon et le *cluster*, qui, si elle est trop grande, réduit la probabilité de coalescence. Cette seconde condition est formulée comme suit :

$$\frac{p_i^2}{2m} - \frac{V_{\text{cut}}}{1 + \exp\left(\frac{r_i - d_f}{a}\right)} < 0 \quad (4.6)$$

où $d_f = R_f + r_{\text{cut}}$ avec R_f le rayon du fragment considéré, r_i et p_i respectivement la position et l'impulsion du nucléon, m et a sont la masse du nucléon et le paramètre de diffusivité du potentiel. Enfin, r_{cut} et V_{cut} sont des paramètres de coupure dans l'espace des positions et des impulsions. Les paramètres a , r_{cut} et V_{cut} ont été fixés dans le modèle lors de son développement.

Cette méthode de formation des fragments est alors utilisée pour la formation de tous les fragments possible à partir des nucléons présents dans la zone participante. Ainsi, la partition de N_f fragments formée dépend des conditions cinématiques et géométriques imposées par la voie d'entrée. Enfin, notons ici que les caractéristiques des fragments produits (impulsion, position, charge, masse, moment angulaire, ...) sont calculées à partir des nucléons qui les composent.

Interaction dans l'état final

Une fois que la phase de formation des fragments et de collisions nucléon-nucléon est terminée, il est nécessaire de prendre en compte les interactions dans l'état final. En effet, comme mentionné ci-dessus, les caractéristiques des fragments sont calculées à partir des nucléons qui le composent, ces derniers étant tous issus de la zone participante. Cela conduit donc à une zone de haute densité, entraînant une proximité entre les fragments conduisant à une forte répulsion. Dans *Hipse*, cette phase de propagation est réalisée sur un temps de $t_{\text{int}} = 50 \text{ fm}/c$ et est suivie d'une phase de réagrégation permettant éventuellement la formation de fragments plus lourds, observés expérimentalement à basse énergie.

Désexcitation et émission en vol

Cette étape constitue la dernière phase du modèle et sert à répartir l'énergie d'excitation dans la partition des fragments, puis à procéder à leurs désexcitations respectives. Pour cela la loi de conservation de l'énergie conduit à :

$$E_0 = Q + E_{\text{cin}} + E_{\text{pot}} + E_{\text{rot}} + E^* \quad (4.7)$$

où E_0 est l'énergie disponible dans le centre de masse, Q est le bilan en masse de la réaction, E_{cin} , E_{pot} et E_{rot} sont respectivement la somme des énergies cinétique, potentielle et de rotation des fragments. Enfin, E^* est l'énergie d'excitation totale à répartir entre tous les fragments. Les énergies E_{cin} , E_{pot} , E_{rot} sont calculées à partir des caractéristiques (vitesse, masse, spin, ...) des nucléons composant le fragment. De ce fait et Q étant connue par le calcul, il est possible de calculer à partir de la relation (4.7) l'énergie d'excitation totale E^* à répartir entre tous les fragments. Notons ici que si la quantité E^* est négative, la partition est abandonnée et le processus de création des fragments est recommencé.

Dans *Hipse*, le choix a été fait de traiter les noyaux légers ($Z < 6$) et les plus lourds de deux façons différentes. Pour les fragments légers, la méthode choisie consiste à déterminer l'énergie d'excitation du fragment f comme :

$$E_f^* = E^* \times \frac{A_f}{A_{\text{tot}}} \quad (4.8)$$

où A_f et A_{tot} représentent respectivement les nombres de masse du fragment considéré et total ($A_{\text{tot}} = A_C + A_P$). Ensuite, si l'énergie E_f^* est inférieure au plus haut niveau discret connu, ces derniers sont peuplés de manière statistique (distribution de Boltzmann) selon la température T estimée à l'aide de la relation $E_f^* = \alpha \cdot T^2$ où $\alpha = A_f/10$ est le paramètre densité de niveau. Dans le cas où E_f^* est plus grande que l'énergie du dernier niveau discret, elle est directement attribuée au noyau qui sera désexcité par la suite.

Une fois la procédure réalisée pour les fragments légers, l'énergie d'excitation totale restante à répartir est calculée et notée E_H^* . Pour les fragments plus lourds ($Z \geq 6$), l'énergie d'excitation est considérée comme le reflet du désordre interne des nucléons. Ainsi, pour chaque fragment est calculé l'énergie cinétique interne de ces derniers notée E_{int}^f :

$$E_{\text{int}}^f = \sum_{i \in f} \frac{(\vec{p}_i - \vec{p}_f/A_f)^2}{2m} \quad (4.9)$$

où i est l'indice courant sur les nucléons composant le fragment f , \vec{p}_i et \vec{p}_f sont respectivement les impulsions du nucléons i et fragment f . Enfin, m et A_f sont la masse d'un nucléon et du fragment f .

Cette énergie E_{int}^f permet alors de calculer la quantité x_f pour chaque fragment f , représentant la part d'énergie d'excitation que ce dernier va se voir attribuer :

$$x_f = \frac{E_{\text{int}}^f/A_f}{\sum_f E_{\text{int}}^f/A_f} \quad (4.10)$$

Dès lors, l'énergie d'excitation du fragment f est calculée comme :

$$E_f^* = x_f \cdot E_H^* \quad (4.11)$$

Enfin, après avoir réparti la totalité de l'énergie d'excitation, il est nécessaire de procéder à la désexcitation des fragments et de les propager. Pour cela, *Hipse* utilise le code de désexcitation *Simon* [81]. Ce dernier propage et désexcite les fragments dans le champ coulombien global, depuis les premiers instants de la collision (50 fm/c) jusqu'à plusieurs milliers de fm/c.

4.1.2 Le modèle *Elie*

Le modèle *Elie* [73] que nous présentons maintenant est quant à lui séparé en deux grandes étapes : la voie d'entrée et la voie de sortie.

Préparation des noyaux et traitement de la collision noyau-noyau

Les noyaux projectile et cible sont générés dans l'espace des impulsions, dans leur état fondamental, selon une distribution de Fermi-Dirac. Les expériences étant réalisées sur cible fixe, le noyau projectile est accéléré à la vitesse du faisceau afin de pouvoir réaliser la simulation dans le

référentiel du centre de masse. Dans le cadre du modèle *Elie*, aucune dissipation dans la voie d'entrée n'est considérée et c'est donc dans le cadre de l'approximation soudaine qu'est réalisée la collision. La définition du quasi-projectile, de la quasi-cible et de la zone participante est faite comme dans le cadre du modèle *Hipse* selon le scénario participant-spectateur. Ainsi, tous les nucléons ne se trouvant pas dans la zone de recouvrement entre le projectile et la cible formeront le QP (resp. la QC) s'ils proviennent du projectile (resp. de la cible), tandis que les autres formeront la ZP.

Collisions nucléon-nucléon

Dans le cadre du modèle *Elie*, les nucléons de la zone participante peuvent également subir les collisions nucléon-nucléon. Ces dernières ont pour effet de dissiper une partie de l'énergie disponible apportée par le projectile. Pour cela, le nombre de collisions nucléon-nucléon est déterminé à partir de la valeur de la section efficace σ_{NN}^* dans le milieu. Cette valeur est estimée en deux étapes. La première consiste à prendre en compte les effets du milieu comme :

$$\frac{\sigma_{\text{NN}}^*}{f_{\text{Pauli}}} = \nu \times \rho^{-2/3} \text{ (mb)} \quad (4.12)$$

où ν est un paramètre reflétant l'impact de l'environnement nucléonique sur la section efficace et ρ est la densité (en fm^{-3}) dans la ZP, ces paramètres étant ajustés afin de reproduire au mieux les données. La seconde étape consiste à prendre en compte le principe d'exclusion de Pauli et ainsi obtenir la section efficace dans le milieu corrigée. Dans *Elie*, la quantité f_{Pauli} est donc déterminée à l'aide de la formulation de KIKUCHI & KAWAI (cf. chapitre 2, équation (2.11)). Ainsi, la section efficace de collision nucléon-nucléon utilisée dans le modèle est formulée comme suit :

$$\sigma_{\text{NN}}^* = f_{\text{Pauli}} \times \nu \times \rho^{-2/3} \text{ (mb)} \quad (4.13)$$

C'est donc à partir de cette relation qu'est calculé le nombre de nucléons éligibles pour les collisions nucléon-nucléon, en s'appuyant sur l'approche *rows on rows* (cf. chapitre 2, section 2.3.1).

Génération des fragments

Les collisions nucléon-nucléon étant traitées, il faut générer la partition de fragments. Les nucléons présents dans la ZP sont alors utilisés pour construire séquentiellement les fragments. La méthode mise en place dans *Elie* consiste à choisir aléatoirement un nombre de masse A_i compris entre 1 et A_{disp} où A_{disp} est le nombre de nucléons disponibles au moment de la formation. $A_i = N_i + Z_i$ nucléons sont ensuite aléatoirement choisis dans la ZP. A cet instant de la procédure, deux conditions d'existences sont vérifiées pour le fragment formé : une condition d'existence et une autre cinématique. La condition d'existence est simple et consiste à accepter le fragment produit s'il est présent dans la table de masse. La seconde condition dépend quant à elle de la taille du fragment formé, dont le traitement est différent pour les petits fragments ($Z \leq 2$) et les plus lourds ($Z > 2$).

Pour les noyaux légers ($Z \leq 2$ et $A \leq 4$), la condition cinématique est donnée par la formulation (3.19) utilisée au chapitre 3, basée sur l'oscillateur harmonique (OH). Ainsi, l'intégration de cette relation permet d'obtenir pour chaque valeur de A une valeur de l'énergie cinétique moyenne du fragment notée $\langle E_{\text{cin}}^{\text{OH}} \rangle (A)$ (ces valeurs sont données dans le tableau 3.2). Pour le fragment f de masse A_i il vient alors la condition cinématique suivante :

$$\langle E_{\text{cin}}^f \rangle \leq \langle E_{\text{cin}}^{\text{OH}} \rangle \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} \quad (4.14)$$

où $\langle E_{\text{cin}}^f \rangle$ est l'énergie cinétique moyenne du fragment formé, déduite de celle des nucléons qui le composent. Le facteur $\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3}$ permet ici de prendre en compte les effets de compression dans la voie d'entrée.

Dans le cas où le fragment f de masse A_i est plus lourd ($Z > 2$), l'énergie totale de ce dernier est :

$$E_{\text{tot}}^f = E_{\text{cin}}^f + E_{\text{pot}} \quad (4.15)$$

L'énergie cinétique E_{cin}^f du fragment calculée à partir des énergies cinétiques respectives des nucléons qui le composent et l'énergie potentielle est calculée à l'aide d'un potentiel effectif de *Skyrme*. Afin de tester l'existence du fragment f , une limite basse E_{min}^f et une limite haute E_{max}^f sont considérées pour E_{tot}^f , dont les expressions sont :

$$E_{\text{min}}(\rho) = E_{\text{cin}}^{\text{gaz}}(\rho) + E_{\text{pot}}(\rho) \quad (4.16)$$

$$E_{\text{max}}(\rho) = E_{\text{cin}}^{\text{gaz}}(\rho) + E_{\text{pot}}(\rho) + E_{\text{max}}^* \quad (4.17)$$

Dans les expressions (4.16) et (4.17), $E_{\text{cin}}^{\text{gaz}} = \frac{\hbar^2(3\pi^2\rho)^{2/3}}{2m}$ représente l'énergie cinétique du fragment f dans le cadre d'une description de ce dernier comme un gaz de fermions sans interaction, où m est la masse d'un nucléon. La quantité $E_{\text{pot}}(\rho)$ est l'énergie potentielle d'interaction entre les nucléons calculée à l'aide du potentiel de *Skyrme* mentionné ci-avant. Enfin, $E_{\text{max}}^* = \alpha \cdot T_{\text{max}}^2$ est l'énergie d'excitation maximale que peut avoir le fragment f , avec $\alpha = \Lambda_i/10 \text{ MeV}^{-1}$ et $T_{\text{max}} = 5,5 \text{ MeV/nucéon}$ qui est une température limite fixée à partir d'observations expérimentales [82]. Ainsi, la condition d'existence à respecter pour le fragment f est donc :

$$E_{\text{min}}(\rho) \leq E_{\text{tot}}^f \leq E_{\text{max}}(\rho) \quad (4.18)$$

La procédure décrite ci-dessus est réalisée de manière itérative jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de nucléons disponibles.

Traitement des nucléons libres

La procédure de formation séquentielle des fragments conduit à la production de nucléons libres. Pour qu'un nucléon puisse s'échapper de la ZP, il faut qu'il respecte la condition suivante :

$$E_{\text{cin}}^n > E_{\text{pot}}^{\text{ZP}}(\rho) \quad (4.19)$$

où E_{cin}^n est l'énergie cinétique du nucléon considéré et $E_{\text{pot}}^{\text{ZP}}(\rho)$ est l'énergie potentielle d'interaction du nucléon avec tous ceux présent dans la ZP, calculé à l'aide d'une interaction de type *Skyrme*. Si cette condition est respectée alors le nucléon sera considéré comme libre et l'excédent d'énergie $E_{\text{exc}}^n = E_{\text{cin}}^n - E_{\text{pot}}^{\text{ZP}}(\rho)$ sera réparti entre tous les nucléons dans le milieu. Enfin, dans le cas où les nucléons ne respectent pas la condition et ne s'échappent pas du milieu, ils sont aléatoirement réabsorbés par les fragments déjà formés.

Configuration du *freeze-out*

Le *freeze-out* correspond à l'instant de la réaction où l'ensemble des fragments a été formé, mais lorsque la propagation et la désexcitation n'ont pas encore eu lieu. Dans *Elie*, cette étape

permet de retrouver dans l'espace des positions \mathbf{R} , la totalité des traitement précédents ayant été réalisés dans l'espace des impulsions \mathbf{P} uniquement. Le volume dit de *freeze-out* est donc la région de l'espace dans lequel vont être placés les fragments générés et les nucléons libres. Avec A_{ZP} le nombre de masse des espèces de la zone participante, le rayon de *la zone de freeze-out* R_{fo} est défini comme :

$$R_{fo} = k \cdot r_0 \sqrt[3]{A_{ZP}} \quad (4.20)$$

où $k = 3$ est un paramètre du modèle ajusté en utilisant les distributions d'énergie cinétique des fragments et $r_0 = 1,2$ fm est le rayon moyen d'un nucléon. Les fragments produits ainsi que les nucléons libres sont ensuite placés aléatoirement dans le volume de *freeze-out* $V_{fo} = \frac{4\pi R_{fo}^3}{3}$. Enfin, le quasi-projectile et la quasi-cible sont placés aléatoirement et de manière tangentielle au volume de *freeze-out*.

Bilan en énergie et phase de désexcitation

Une fois la phase de placement dans l'espace des positions terminée, il est nécessaire de procéder à la propagation des fragments et des particules, ainsi que de leur attribuer une énergie d'excitation.

Concernant les termes répulsifs impliqués dans la propagation, ils sont au nombre de deux : un terme de répulsion coulombienne et un terme d'expansion. Le terme d'énergie coulombienne E_{coul} est calculé entre tous les participants (QP, QC, fragments et nucléons libres), en considérant leur charges respectives et leurs distances. Le terme d'expansion E_{exp} est lui lié à la phase de compression lors de la collision et ne concerne que les particules et fragments issus de la zone participante. Dans le modèle *Elie*, cette énergie est calculée à l'aide d'une équation d'état telle que :

$$E_{\text{exp}} = \sum_f E_{\text{exp}}^f = A_{ZP} \cdot \frac{K}{18} \cdot \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \quad (4.21)$$

où ρ_0 est la densité de saturation de la matière nucléaire, ρ est la densité du milieu nucléaire atteinte lors de la phase de compression et K est le module de compressibilité (ici $K = 240$ MeV). Cette énergie est répartie entre tous les fragments en utilisant un terme répulsif dépendant de la position du fragment f dans le volume de *freeze-out* tel que :

$$\vec{v}_{\text{exp}}^f = \lambda \cdot \vec{r}_i \quad (4.22)$$

où \vec{r}_i est la position du fragment f dans le volume de *freeze-out*. La valeur de la constante λ est alors déterminée à l'aide de l'égalité suivante :

$$E_{\text{exp}} = \sum_{i \in f} \frac{1}{2} \cdot m_i \cdot \lambda^2 \cdot \vec{r}_i^2 \quad (4.23)$$

où i est l'indice courant sur tous les fragments de la partition et m_i est la masse du fragment i . Ainsi, l'égalité existante entre les relations (4.21) et (4.23) permet d'observer que la valeur de λ reflète sur chaque fragment de la partition, l'effet de la phase de compression/expansion de la réaction.

En ce concerne l'énergie d'excitation du fragment f , elle est calculée selon la relation $E^* = a \cdot T^2$. C'est donc la température qui est attribuée au fragment, selon une relation dépendante du paramètre d'impact.

$$T(\hat{b}) = \begin{cases} T_{\text{max}} & \text{si } \hat{b} \leq 1/2 \\ 2 \cdot T_{\text{max}} \times (1 - \hat{b}) & \text{si } \hat{b} > 1/2 \end{cases} \quad (4.24)$$

où $\hat{b} = \frac{b}{b_{\max}}$ est le paramètre d'impact réduit avec b_{\max} le paramètre d'impact maximal pour le système considéré.

Enfin, avant de procéder à la désexcitation des fragments excités, il est nécessaire de vérifier la conservation de l'énergie totale. Dans *Elie*, cette dernière est vérifiée à l'aide d'un algorithme échangeant aléatoirement les énergies cinétiques de deux nucléons (protons, neutrons) entre tous les fragments, l'objectif étant de minimiser la quantité :

$$\chi = \left| \frac{\frac{A_c}{Z_c} \Delta + \frac{A_p}{Z_p} \Delta + E_p}{E_{\text{coul}} + E_{\text{exp}} + \sum_f \left(\frac{A_f}{Z_f} \Delta + E_{\text{cin}}^f + E^{f*} \right)} \right| \quad (4.25)$$

où $\frac{A}{Z} \Delta$ est l'excès de masse tabulé du noyau (A, Z) .

Finalement, la désexcitation des fragments est réalisée comme dans le cadre du modèle *Hipse* grâce au code *Simon*. Il faut néanmoins mentionner que d'autres codes de désexcitation peuvent être utilisés comme par exemple *GEMINI++* [83, 73].

4.1.3 Quelques mots sur *Simon*

Comme nous l'avons indiqué dans la description de *Hipse* et de *Elie*, il est nécessaire de procéder à la désexcitation statistique des fragments une fois le processus de génération des fragments réalisé. Le code de désexcitation utilisé ici est *Simon* [81], dont nous présentons ici les grandes étapes. *Simon* permet la simulation des différents modes de décroissance des fragments excités. Pour chaque fragment, les largeurs de chaque voie de désexcitation sont calculées et sont prises en compte pour le choix de celle qui va être choisie. Dès l'instant que le temps de vie dépasse le temps caractéristique associé à la largeur d'émission, la désexcitation se réalise par une émission dite « en vol » de la particule ou du fragment. L'émission des particules est traitée à l'aide de la théorie de Weisskopf [84], tandis que l'émission de fragment est elle traitée à l'aide de la méthode de l'état transitoire [85].

Désexcitation par émission de particules

Afin de traiter l'évaporation d'une particule, le code *Simon* utilise la description statistique de Weisskopf. Cette approche se place dans le cadre d'une description micro-canonique²⁰ du système, où tous les états accessibles après désexcitation sont peuplés de façon équiprobables. L'invariance par renversement du temps permet alors de faire le lien entre les probabilités de transition de l'état initial vers l'état final et inversement (à l'aide du principe de la balance détaillée) :

$$\rho_i \times \Gamma_{i \rightarrow f} = \rho_f \times \Gamma_{f \rightarrow i} \quad (4.26)$$

où ρ_i (resp. ρ_f) est la densité de niveaux de l'état initial (resp. final) et $\Gamma_{i \rightarrow f}$ (resp. $\Gamma_{f \rightarrow i}$) est la probabilité de transition de l'état initial vers l'état final (resp. de l'état final vers l'état initial). Il est donc possible d'utiliser ce formalisme pour traiter de l'évaporation des particules, en considérant que ces dernières sont directement émises dans leur état fondamental.

20. La description micro-canonique du système est possible car il est considéré dans l'approche de Weisskopf que le temps de vie du système est grand devant son temps de formation, ce qui implique que ce dernier a « oublié » la façon dont il était formé. La seule mémoire possible pour le système est celle des grandeurs conservatives.

Désexcitation par émission de fragments

La désexcitation d'un fragment ne se fait pas forcément par l'émission d'une particule mais peut également intervenir par l'émission de fragments. Dans ce cadre, l'utilisation de la théorie de Weisskopf n'est pas possible car les fragments peuvent être émis dans un état excité, ce qui ne permet pas l'utilisation de la balance détaillée. *Simon* utilise alors la méthode de l'état transitoire (point selle) qui consiste à considérer que les noyaux père et fils sont séparés par une barrière de potentiel, située au point-selle. La largeur d'émission des fragment se calcule alors comme :

$$\Gamma_s = \frac{\rho_s(A_0, Z_0, E_s^*)}{2\pi \cdot \rho_0(A_0, Z_0, E_0^*)} \cdot T_s \quad (4.27)$$

où ρ_s , T_s et E_s^* ²¹ sont respectivement la densité de niveaux, la température et l'énergie d'excitation au point-selle. ρ_s , A_0 , Z_0 et E_0^* sont respectivement la densité de niveaux, le nombre de masse, de charge et l'énergie d'excitation du noyaux père.

Temps d'émission

La voie de désexcitation est choisie de manière aléatoire parmi toutes les voies ouvertes, en tenant compte de la largeur de chacune des ces voies. Il est possible de calculer le temps de vie associé à la largeur totale Γ considérée tel que :

$$\tau = \frac{\hbar}{\sum_i \Gamma_i} \quad (4.28)$$

où τ est le temps de vie associé à la largeur totale $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$ avec Γ_i représentant toutes les voies de désexcitation possibles. Enfin, une fois que la voie de désexcitation est choisie, il est possible de calculer la probabilité d'émission au temps t_e telle que :

$$P(t_e) = \exp\left(-\frac{t_e}{\tau}\right) \quad (4.29)$$

La particule ou le fragment sont alors émis « en vol » au temps d'émission t_e .

Nous précisons ici que dans le cadre du modèle *Hipse*, le code *Simon* est utilisé pour simuler la désexcitation des fragments depuis l'émission d'un neutron jusqu'à la fission. Dans le cadre de son utilisation avec le modèle *Elie*, *Simon* simule la désexcitation des fragments depuis l'émission d'un neutron jusqu'à l'émission des particules α , la fission n'étant pas prise en compte.

4.2 Comparaison globale avec les données expérimentales

La première analyse faite après avoir réalisé les simulations consiste à comparer les distributions des variables globales expérimentales et simulées. Nous nous intéressons ici aux multiplicités, aux charges détectées, à l'angle de flot mais également à la carte $Z - V_z$.

Dans le cas du modèle *Hipse*, les paramètres utilisés correspondent aux paramètre tabulés dans la référence [79]. Les valeurs sont indiquées dans le tableau 4.1 suivant.

21. L'énergie d'excitation au point-selle est égale à la différence entre l'énergie d'excitation du noyaux père E_0^* et l'énergie de la barrière E_s : $E_s^* = E_0^* - E_s$.

| Paramètre | Valeur |
|---------------|--------|
| α_a | 0,14 |
| χ_{tr} | 0,36 |
| χ_{coll} | 0,01 |

TABLE 4.1 – Tableau regroupant les valeurs utilisées pour les simulations à l'aide du modèle *Hipse*. Une seule série de paramètre a été utilisé étant donné que dans la suite, seule une énergie est étudiée : 32 MeV/nucléon.

4.2.1 Multiplicités

Nous présentons sur la figure 4.1 les distributions de multiplicités de particules chargées détectées pour les données expérimentales ainsi que les deux modèles utilisés.

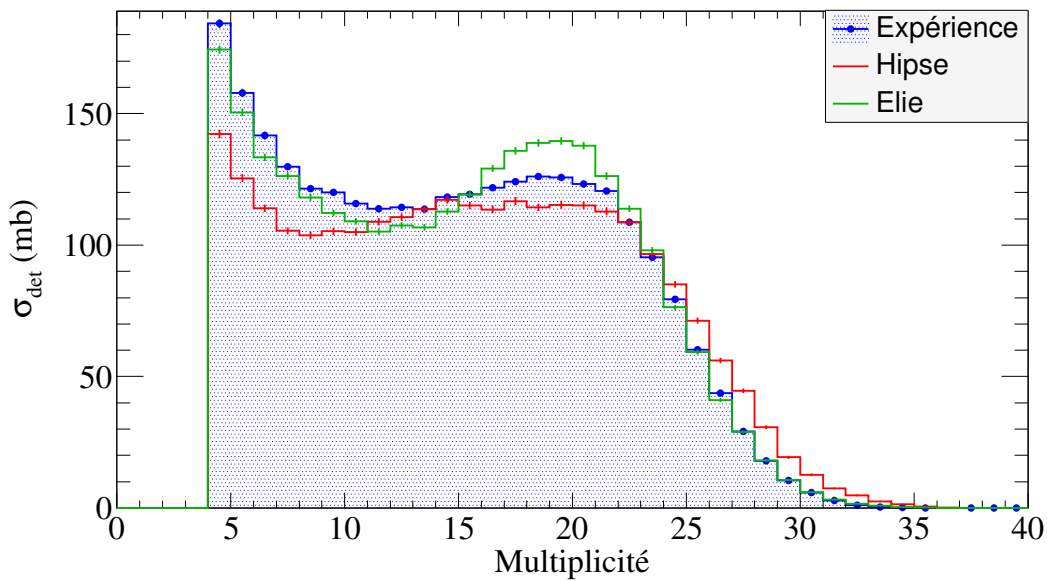


FIGURE 4.1 – Distributions de multiplicité de tous les produits chargés détectés. En bleu sont représentés les données expérimentales, en rouge les résultats de *Hipse* et en vert ceux de *Elie*. Le système étudié est ici le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

Nous observons que globalement les deux modèles reproduisent correctement les données expérimentales. Cependant, si *Elie* produit un peu trop de particules autour de la multiplicité 20 (12 % de plus), *Hipse* lui n'en produit pas assez pour les basses multiplicités (entre 4 et 12), ainsi qu'un peu moins autour de 20 (8 % de moins). De même nous pouvons voir que *Elie* arrive à mieux reproduire la queue de la distribution de multiplicité (entre 22 et 35) alors que *Hipse* produit légèrement trop d'événements à haute multiplicité.

Notons cependant que les écarts entre les modèles et les données expérimentales sont raisonnables et sont compris entre 10 et 20 % au maximum.

4.2.2 Charges détectées

La seconde observable que nous comparons est la distribution de charge détectée. Les distributions expérimentales et simulées sont présentées sur la figure 4.2.

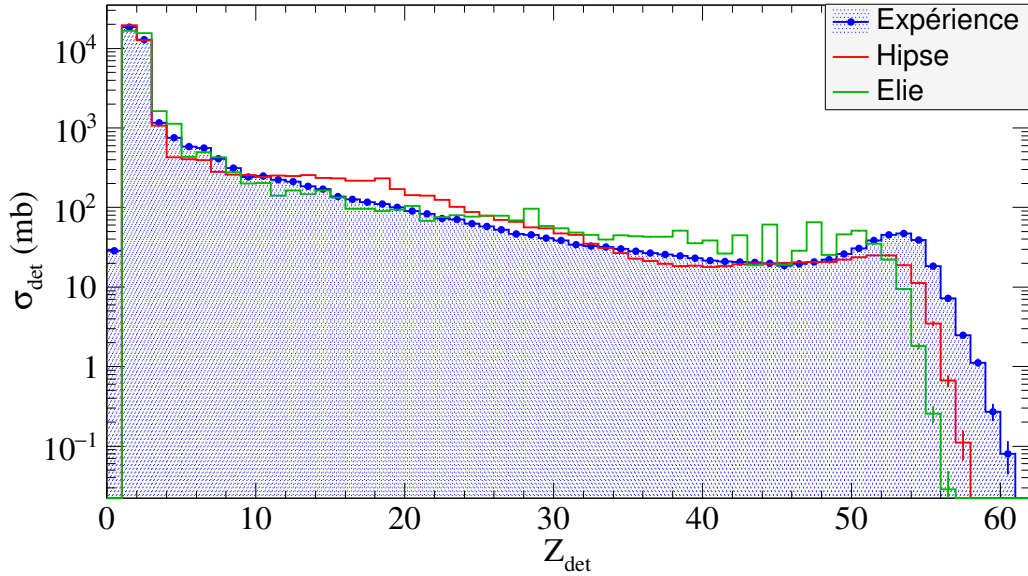


FIGURE 4.2 – Distributions de toutes les charges détectées. En bleu sont représentés les données expérimentales, en rouge les résultats de *Hipse* et en vert ceux de *Elie*. Le système étudié est ici le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

Nous pouvons remarquer un accord correct entre les modèles et les données expérimentales, excepté autour de $Z = 54$, où les modèles ne produisent pas assez de fragments. Notons ici que $Z = 54$ correspond à la charge du projectile (le xénon Xe), ce qui implique donc que nous avons ici à faire à des événements dans lesquels le paramètre d'impact est grand (collisions très périphériques) et pour lesquels les descriptions des voies d'entrées de *Hipse* et *Elie* ne sont pas adaptées car purement classique dans lesquels le projectile a pu attraper quelques protons à la cible. Il faut toutefois remarquer que ces événements sont peu nombreux.

Nous pouvons également observer que *Hipse* a tendance à produire un peu trop de fragments dont la charge est comprise entre $Z = 12$ et $Z = 28$, tandis que *Elie* semble lui en produire un peu trop à partir de $Z = 24$ et cela jusqu'à environ 42. Dans le cas du premier modèle (*Hipse*), cela peut être attribué aux événements de fission qui sont trop nombreux (ce que nous observerons également à l'aide de la figure 4.4). Dans le cas du second (*Elie*), cet effet peut correspondre au fait que les rémanents du projectile et de la cible n'émettent pas assez de particules lors des processus de désexcitation secondaire (ce que nous verrons également à l'aide de la figure 4.4 plus loin).

4.2.3 Angle de flot

Nous continuons en présentant sur la figure 4.3 les distributions d'angles de flot pour les données et les modèles.

Nous remarquons que les différences semblent ici provenir de la sélection en complétude qui est ici de 80 %. En effet, si nous normalisons à 1 l'intégrale de ces distributions (figure non présentée ici) nous observons alors que les distributions se superposent relativement bien les unes avec les autres. Cet écart lors de la normalisation à la section efficace détectée indique alors que dans les

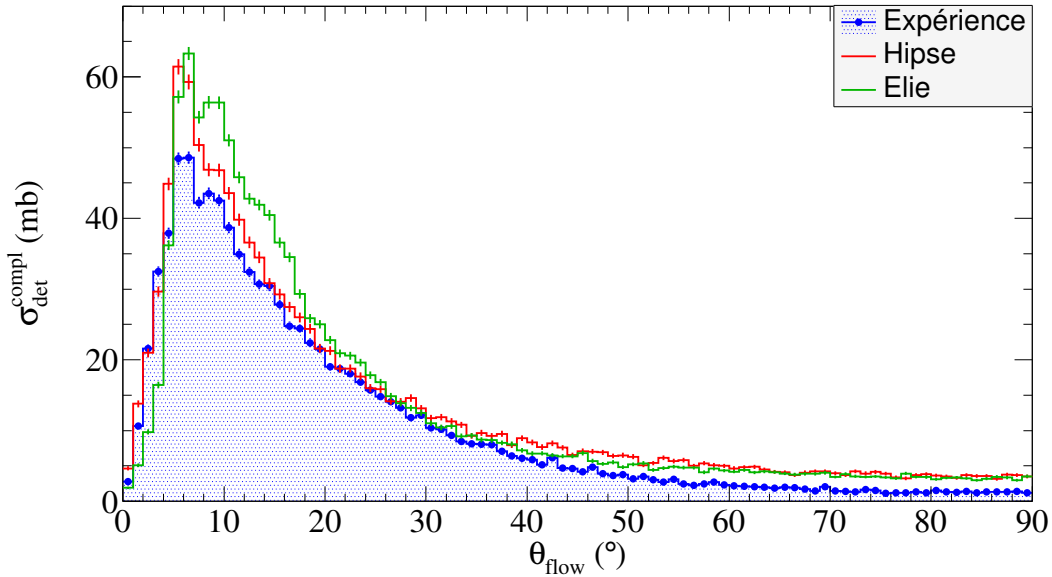


FIGURE 4.3 – Distributions de l’angle de flot des événements complets (à 80 %) détectés. En bleu sont représentés les données expérimentales, en rouge les résultats de *Hipse* et en vert ceux de *Elie*. Le système étudié est ici le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

modèles filtrés, trop d’évènements complets sont produits. Ceci peut alors provenir des modèles, mais également de la simulation de la détection par le dispositif expérimental.

4.2.4 Carte $Z - V_z$

Enfin, nous regardons ici à l’aide de la figure 4.4 la répartition des charges détectées en fonction de leurs vitesses parallèles dans le centre de masse de la réaction.

Nous pouvons remarquer au premier abord que ces trois cartes sont très semblables. Dans les trois cas et ceci à cause du dispositif expérimental, la branche de la quasi-cible (pour $v_z^{\text{cm}} < 4$ cm/ns) n’est pas visible. De manière générale, entre les données expérimentales et les résultats des deux modèles, le quasi-projectile est situé « à la bonne place » (autour de $Z_{\text{det}} = 52-54$ et de $v_z^{\text{cm}} = 3-4$ cm/ns). Nous observons également dans les trois cas une importante production de particule de $Z = 1, 2$ entre -4 et 4 cm/ns.

Cependant quelques différences sont notables et nous les avons mises en avant dans la section 4.2.2 précédente en regardant les charges détectées. Dans le cas de *Hipse*, nous pouvons observer en effet des fragments de fission autour de 1 et 3 cm/ns pour des charges détectées comprises entre 14 et 25. Ce surplus de fission pourrait expliquer le fait que la branche du quasi-projectile soit très petite par rapport aux données expérimentales ou au modèle *Elie*. Dans le cas de *Elie*, nous pouvons remarquer que la « branche » du quasi-projectile est plus peuplée que dans le cas des données expérimentales ou de *Hipse*. Ceci pourrait être lié au fait que les rémanents du projectile n’ont pas assez d’énergie d’excitation et ne se dés excitent donc pas en des fragments de charge plus faible; ceci pourrait également expliquer le fait que la distribution de vitesse des fragments soit moins large entre $Z = 10$ et $Z = 20$.

Pour comprendre les différences observées ici, nous pouvons invoquer le fait que *Hipse* produit trop d’évènements avec une fission du QP. Ceci peut être dû à un transfert trop important de

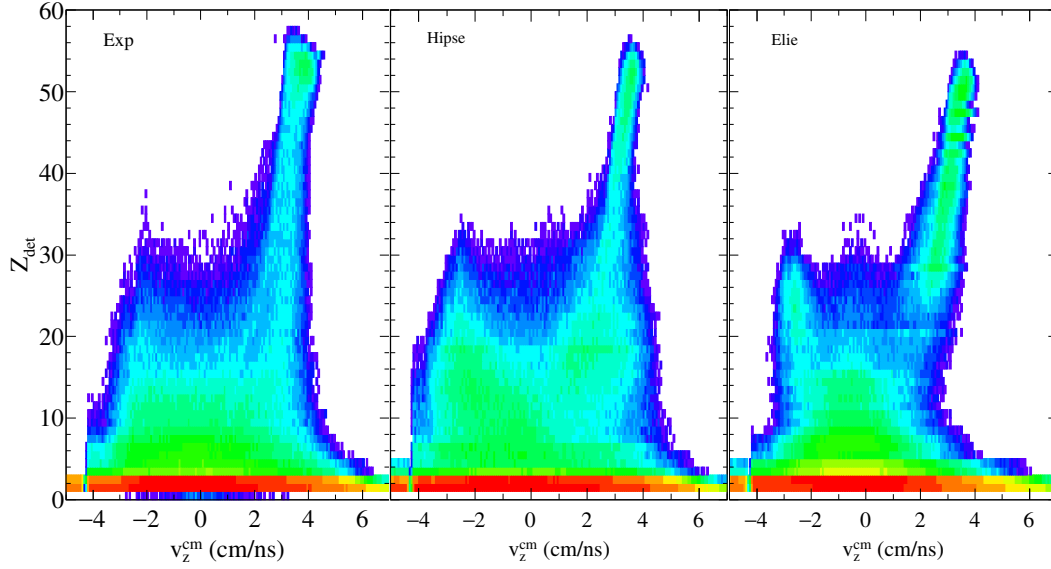


FIGURE 4.4 – Cartes représentant la charge détectée Z en fonction de la vitesse parallèle dans le centre de masse v_z^{cm} . Les données expérimentales sont présentées sur le panneau de gauche, les données *Hipse* sur le panneau central et enfin les données *Elie* sur le panneau à droite. Le système étudié est ici le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

moment angulaire. Pour *Elie*, qui ne simule pas la fission, cet effet n'existe pas. Enfin, nous pouvons également noter que les largeurs en vitesse des branches QP sont différentes entre les données et les modèles. Si *Elie* semble reproduire correctement celles-ci, ce n'est pas le cas de *Hipse*. Ceci peut être lié au surplus de fission observé dans *Hipse* comparé à *Elie*, mais également aux fluctuations liées à la dissipation pour les collisions périphériques, non prises en compte par les modèles.

4.3 Évènements centraux

Comme précisé en introduction de ce chapitre, un des avantages de l'utilisation de générateurs d'évènements tels que *Hipse* et *Elie* est le fait que le paramètre d'impact de la collision est un paramètre du modèle. Nous revenons dans cette section sur la méthode de sélection des évènements centraux. Dans le chapitre 1, nous avons étudié trois modes de sélections qui sont : l'énergie transverse des particules légères E_{t12} , la multiplicité de particules chargées et l'angle de flot.

Un des enseignement que nous en avons tiré est que le mode de sélection par l'énergie transverse des particules légères n'était pas pertinent car très corrélée aux observables expérimentales utilisées dans la suite. Le fait que les distributions de vitesse des particules légères ne soient pas sensibles à la méthode de sélection nous a fait choisir la méthode des multiplicités pour un critère lié uniquement à la statistique (le critère de complétude dans le cadre de la sélection à l'aide de l'angle de flot réduisant fortement le nombre d'évènements sélectionnés).

Nous utilisons dans cette section l'information sur le paramètre d'impact \mathbf{b} de la collision et repreneons sur les données simulées la sélection par ces trois méthodes. Nous pourrons alors avoir accès par les méthodes mises en place, aux paramètres d'impact correspondant aux collisions centrales.

4.3.1 Le paramètre d'impact

Le paramètre d'impact, noté b est par définition la distance perpendiculaire entre les centres des noyaux projectile et cible. Soit $b_{\max} = R_P + R_C$ le paramètre d'impact maximal calculé comme la somme des rayons R_P et R_C du projectile et de la cible. Il est courant d'utiliser le paramètre d'impact réduit \hat{b} défini comme :

$$\hat{b} = \frac{b}{b_{\max}} \quad (4.30)$$

Cette quantité a l'avantage d'être indépendante de la taille du système étudié, permettant ainsi la comparaison entre des systèmes de taille différente à l'aide de la même variable.

La paramètre d'impact est également lié à la section efficace de réaction et il vient à l'aide du paramètre d'impact réduit :

$$\sigma_r = 2\pi b_{\max}^2 \times \int_0^1 \hat{b} \cdot d\hat{b} \quad (4.31)$$

avec σ_r la section efficace de réaction.

Dans les simulations, le paramètre d'impact est aléatoirement choisi comme $b = \sqrt{u} \times b_{\max}$ où u est un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1. b_{\max} est quant à lui le paramètre d'impact maximal de la réaction.

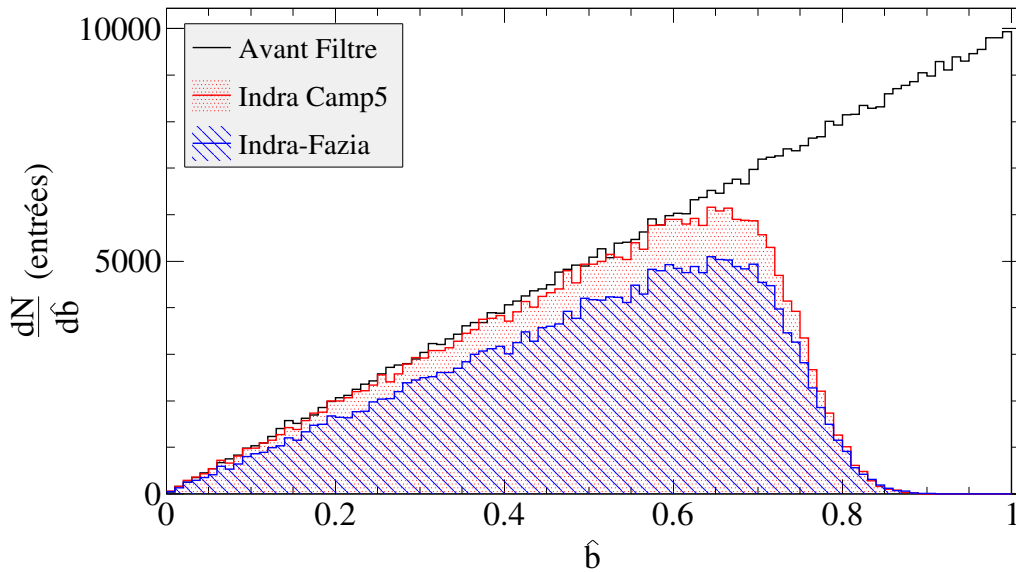


FIGURE 4.5 – Effet du filtrage sur la distribution de paramètre d'impact réduit \hat{b} . La distribution noire correspond aux paramètres d'impacts simulés tandis que les distributions rouge et bleue correspondent respectivement aux distributions de paramètres d'impact après le filtrage dans la configuration de la cinquième campagne d'*INDRA* et du couplage *INDRA-FAZIA*. Le système simulé est ici le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

Afin de tenir compte du dispositif expérimental (acceptance géométrique, seuils, ...), les données simulées sont filtrées. Nous pouvons observer sur la figure 4.5 l'évolution de la distribution du

paramètre d'impact réduit \hat{b} . Dans cette partie, nous allons utiliser deux filtres : le filtre correspondant à la cinquième campagne d'*INDRA* ainsi que celui correspondant au couplage entre *INDRA* et *FAZIA* (cf. chapitre 5)²². Les données filtrées présentées ici correspondent à une condition de déclenchement des télescopes (*trigger*) en multiplicité détectée de 4. Nous pouvons alors remarquer que les collisions les plus périphériques ne sont pas détectées par les deux dispositifs expérimentaux, ce qui peut se comprendre de part l'absence de détecteur très à l'avant ($\theta < 2^\circ$) dans *INDRA* ou dans *FAZIA* et le *trigger* $M \geq 4$.

Dans le chapitre 1, nous avons comparé trois méthodes pour procéder à la sélection des collisions centrales. Nous revenons ici sur ces trois méthodes, mais à la différence des données expérimentales, nous avons grâce aux modèles accès aux paramètres d'impact des évènements. A l'aide de des deux simulations, nous effectuons la sélection des collisions centrales et observons à quelles distributions de paramètres d'impact cette dernière nous conduit.

4.3.2 Méthode des multiplicités

Dans un premier temps, nous utilisons la méthode des multiplicités. Comme expliqué dans la section 1.2.1 du chapitre 1, nous déterminons deux multiplicités de coupure : une basse et une haute. Nous considérons ensuite que les évènements dont la multiplicité est comprise entre ces multiplicités de coupure sont centraux.

La figure 4.6 présente pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon les simulations réalisées à l'aide de *Hipse* (en rouge) et de *Elie* (en vert).

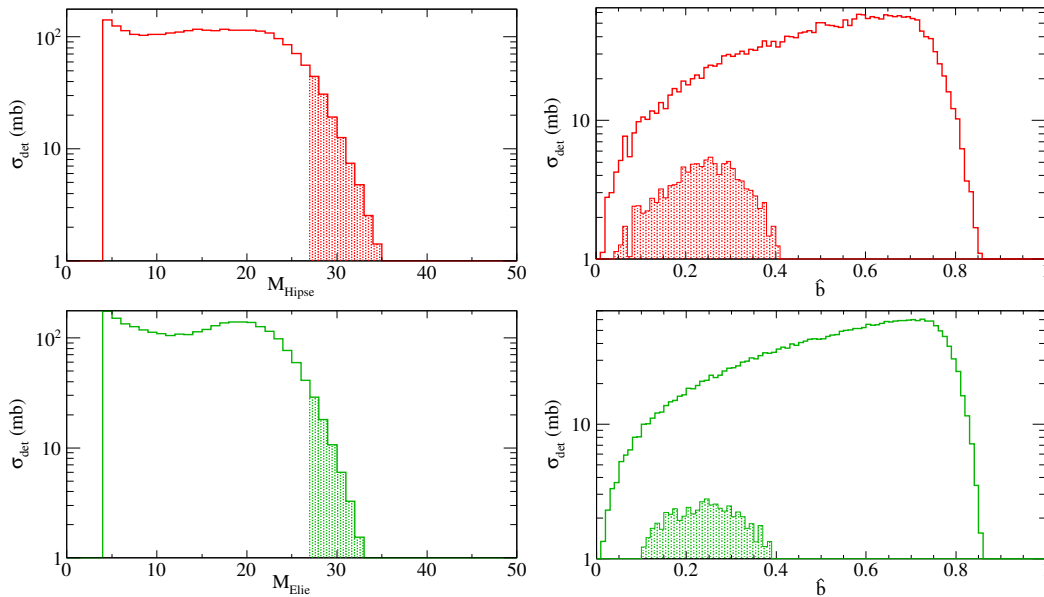


FIGURE 4.6 – Sélection des collisions centrales par la méthode des multiplicités pour le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon simulé à l'aide de *Hipse* et *Elie*. Les spectres en traits pleins correspondent aux distributions de multiplicités (à gauche) et de paramètre d'impact correspondant (à droite) de tous les évènements. Les zones hachurées correspondent à la sélection des collisions centrales.

²². A ce stade, il est important de savoir que dans le cadre du couplage *INDRA-FAZIA*, les cinq premières couronnes d'*INDRA* sont remplacées par 12 blocs de *FAZIA*, chaque bloc étant composé de 16 télescope Si – Si – CsI (Tl).

Nous pouvons alors remarquer que les évènements qui sont sélectionnés à l'aide de la méthode des multiplicités sont plutôt centraux, les paramètres d'impacts réduits correspondants étant compris entre 0 et 0,4. Les différences entre *Hipse* et *Elie* sont ici directement liées à la reproduction de la distribution de multiplicité expérimentale par les modèles. En effet, un écart de quelques unités sur la multiplicité de coupure entraîne une importante différence dans la quantité d'évènement centraux qui sont sélectionnés.

4.3.3 Méthode de l'énergie transverse

Nous nous intéressons maintenant à la méthode de l'énergie transverse. Comme expliqué dans la section 1.2.2 du chapitre 1, nous sélectionnons un certain pourcentage des évènements correspondant aux évènements dont l'énergie transverse est la plus grande. Nous avons ici sélectionné 2 % des évènements, ce qui nous permet de déduire la valeur de E_{t12}/E_{disp} correspondant aux collisions les plus dissipatives et donc supposément les plus centrales. Tous les évènements dont l'énergie transverse normalisée est supérieure à la valeur de coupure sont alors considérés comme des évènements centraux.

La figure 4.7 présente pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon les simulations réalisées à l'aide de *Hipse* (en rouge) et de *Elie* (en vert).

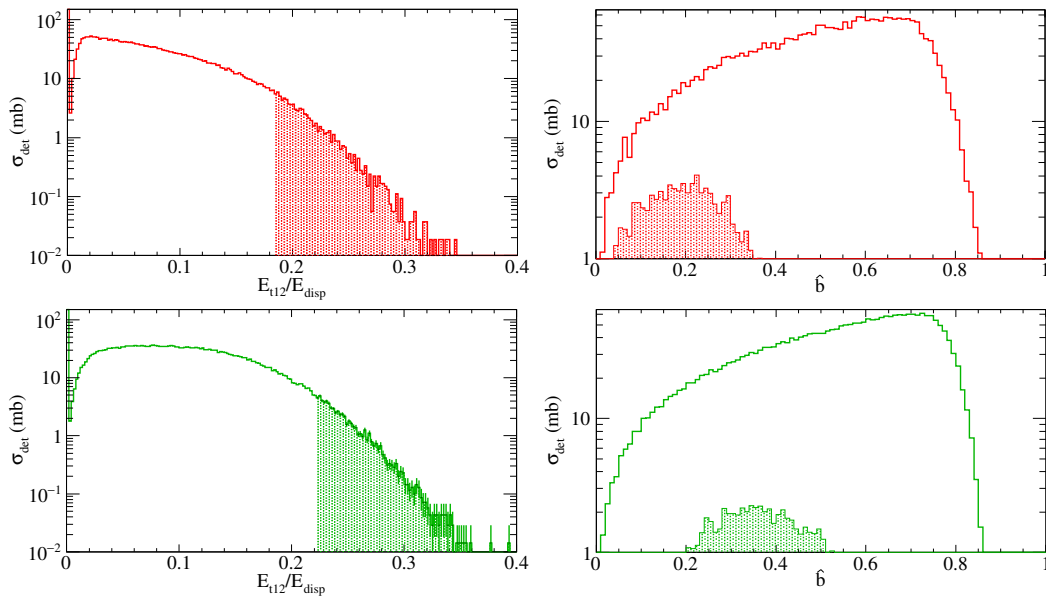


FIGURE 4.7 – Sélection des collisions centrales par la méthode de l'énergie transverse des particules $Z = 1, 2$ pour le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon simulé à l'aide de *Hipse* et *Elie*. Les spectres en traits pleins correspondent aux distributions d'énergie transverse normalisée à l'énergie disponible (ici $E_{disp} = 1956, 94$ MeV) dans le centre de masse (à gauche) et de paramètre d'impact réduit (à droite) pour tous les évènements. Les zones hachurées correspondent à la sélection des collisions centrales.

Nous pouvons alors remarquer que la valeur de coupure n'est pas la même dans le cadre des deux modèles utilisés. De plus, la forme de la distribution d'énergie transverse totale n'est pas la même non plus, ceci étant lié à la façon dont sont traitées les particules $Z = 1, 2$ dans chacun des deux modèles. Ces différences conduisent alors à sélectionner des distributions de paramètres d'impact réduits différents. En effet, dans le cadre de *Hipse*, les paramètres d'impact réduits sélectionnés

sont compris entre 0 et 0,4, ce qui correspond à une sélection en centralité correcte. En revanche, dans le cadre de *Elie*, les paramètres d'impacts réduits sélectionnés sont compris eux entre 0,2 et 0,5, ce qui ne correspond donc pas aux évènements les plus centraux avec $\hat{b} \leq 0,2$.

4.3.4 Méthode de l'angle de flot

Nous nous intéressons maintenant à la dernière méthode étudiée qui est la sélection à l'aide de l'angle de flot. Comme expliqué dans la section 1.2.3 du chapitre 1, cette méthode requiert avant tout un critère important de complétude de la charge totale détectée (ici 80 %). Nous sélectionnons ensuite dans ces évènements dits complets, tous ceux dont le cosinus de l'angle de flot est tel que $\cos(\theta_{\text{flow}}) \leq 0,5$ (soit $\theta_{\text{flow}} \geq 60^\circ$).

La figure 4.8 présente pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon les simulations réalisées à l'aide de *Hipse* (en rouge) et de *Elie* (en vert).

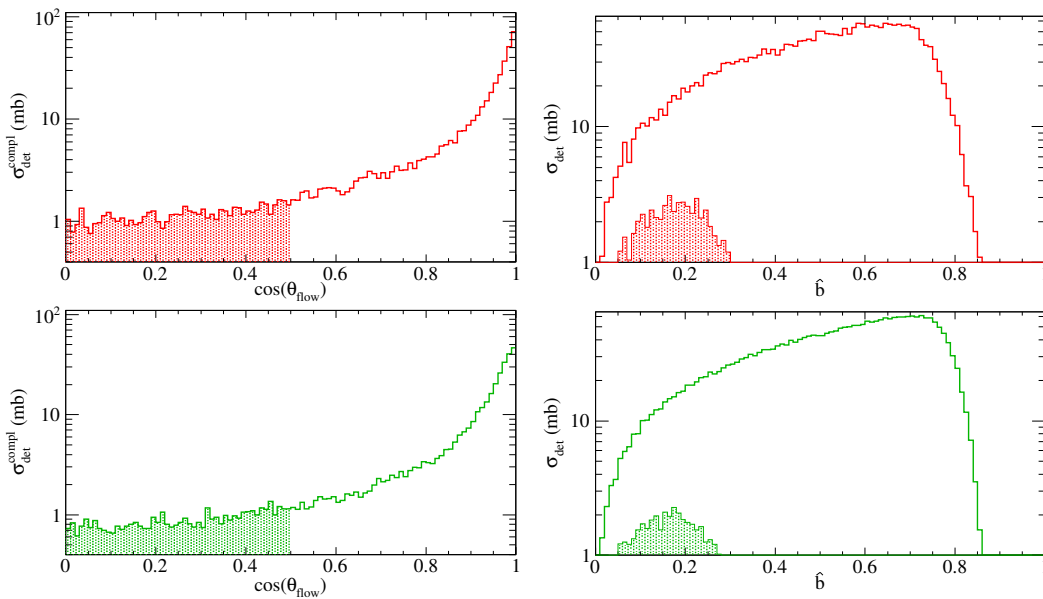


FIGURE 4.8 – Sélection des collisions centrales par la méthode de l'angle de flot pour le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon simulé à l'aide de *Hipse* et *Elie*. Les spectres en trait pleins correspondent aux distributions du cosinus de l'angle de flot (à gauche) et de paramètre d'impact réduit (à droite) de l'ensemble des évènements. Les zones hachurées correspondent à la sélection des collisions centrales.

Nous pouvons remarquer que les évènements sélectionnés à l'aide de la méthode de l'angle de flot sont bien centraux, les paramètres d'impacts réduits correspondants étant compris entre 0 et 0,3. Cette méthode est donc, à l'aide des observations réalisées, la méthode la plus appropriée pour procéder à la sélection des évènements centraux pour la comparaison avec les données expérimentales et simulées. Cependant, nous avons dans le chapitre 1 que le critère de complétude présente un inconvénient majeur lié à une réduction très importante du nombre d'évènements éligibles à la sélection.

4.3.5 Sélection des évènements centraux à l'aide du paramètre d'impact

A l'aide des modèles, nous avons directement accès au paramètre d'impact. Nous nous demandons alors quelles sont les distributions de multiplicité, d'énergie transverse et d'angle de flot lorsque

la sélection des évènements centraux est réalisée directement à l'aide du paramètre d'impact. Pour cela, nous réalisons pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon une sélection des évènements les plus centraux : $0 \leq \hat{b} \leq 0,2$. La figure 4.9 présente les résultats de cette sélection pour les modèles *Hipse* et *Elie*.

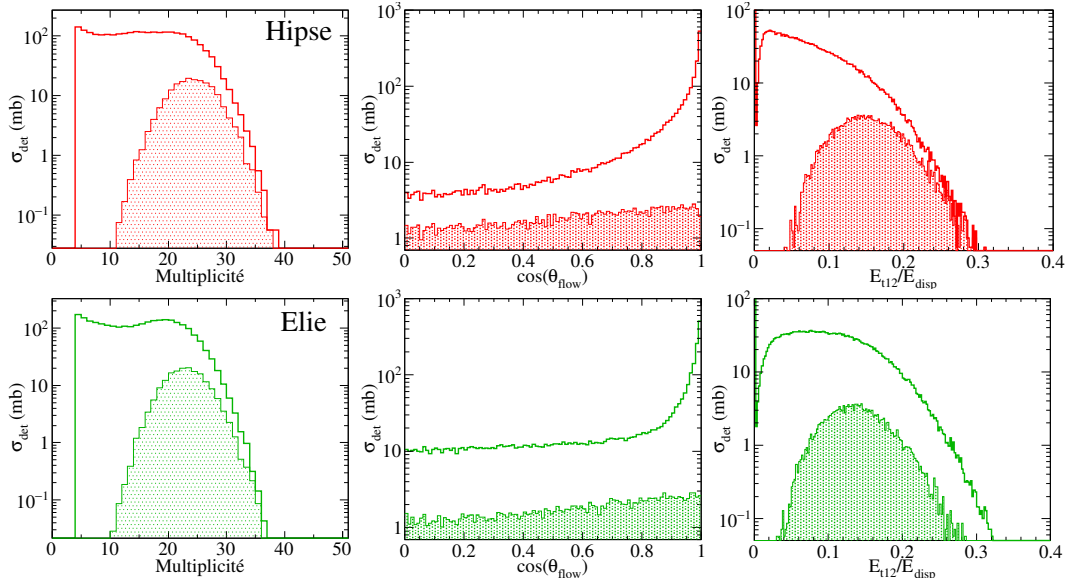


FIGURE 4.9 – Distribution de multiplicité (panneaux gauches), du cosinus de l'angle de flot (panneaux centraux) et d'énergie transverse (panneaux droits) lorsque la sélection de centralité est effectuée directement à l'aide du paramètre d'impact ($\hat{b} \leq 0,2$). Le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon est simulé à l'aide de *Hipse* et *Elie*. Les distributions en traits pleins correspondent aux distributions inclusives, tandis que les zones hachurées correspondent à la sélection des collisions centrales pour lesquelles : $\hat{b} \leq 0,2$.

Nous pouvons alors remarquer que les distributions d'angles de flot lors de la sélection sur les paramètres d'impact et à l'aide de l'observable sont les mêmes. Nous l'avons mentionné dans le chapitre 1, la méthode de la sélection par l'angle de flot est la plus adaptée pour isoler les évènements centraux, mais réduit énormément la statistique comme cela est également visible sur la figure.

Dans le cas des sélections en multiplicité et en énergie transverse, nous pouvons remarquer que les distributions sélectionnées correspondant à des évènements dits centraux dans les figures 4.6 et 4.7, ne sont pas les mêmes que celles obtenues lors de la sélection directement à l'aide du paramètre d'impact. Nous remarquons alors que dans le cas de la sélection en multiplicité, tous les évènements centraux ne sont pas sélectionnés mais seulement une partie (ici environ 25 %). La même observation est faite dans le cas des énergies transverses des particules légères, ce qui conduit alors à la sélection d'un lot d'évènements mixtes, centraux et semi-périphériques. Cependant, dans le cadre des analyses que nous avons conduites au cours de ce manuscrit, nous avons pu montrer (cf. chapitre 1) que les distributions de vitesses parallèles des particules légères étaient les mêmes quel que soit le mode de sélection utilisé. En revanche, dans le cadre d'analyse d'évènements centraux où les fragments plus lourds que les petits *clusters* sont étudiés, il sera alors nécessaire d'utiliser préférentiellement la sélection en angle de flot plutôt que les sélections en multiplicité et en énergie transverse [22, 27].

4.3.6 Estimateur du paramètre d'impact

Comme nous l'avons mentionné plus tôt dans ce chapitre, un avantage à utiliser des générateurs d'évènement réside dans le fait que nous avons accès au paramètre d'impact. Nous pouvons alors nous poser la question de savoir, entre les trois observables utilisées pour la sélection, quelle est celle qui correspond au meilleur estimateur du paramètre d'impact. Pour cela, nous allons observer pour chacun des deux modèles utilisés, la corrélation entre l'observable et le paramètre d'impact.

Avant toute chose, nous pouvons déjà éliminer de cette étude l'angle de flot. En effet, nous présentons sur la figure 4.10 l'évolution de la distribution de paramètres d'impact réduits \hat{b} en fonction des sélections nécessaires à l'utilisation de cette observable (événements complets et $\theta_{\text{flow}} \geq 60^\circ$). La distribution noire correspond aux paramètres d'impact détectés, la bleue correspond à la distribution de paramètres d'impact lorsque la sélection en complétude à 80 % de la charge totale (C_{80}) est réalisée et enfin la rouge correspond à la sélection en angle de flot supérieur ou égal à 60° (F_{60}).

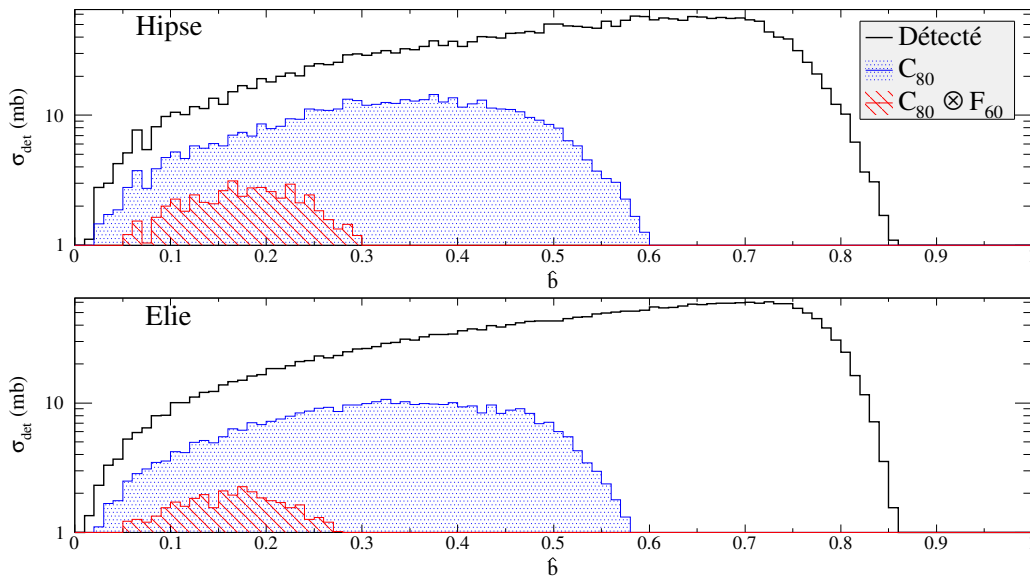


FIGURE 4.10 – Évolution de la distribution de paramètre d'impact réduit \hat{b} en fonction des sélections réalisées pour procéder à la sélection par la méthode de l'angle de flot. Le modèle *Hipse* est représenté sur le panneau du haut et *Elie* l'est sur le panneau du bas. Le système simulé est ici le système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon. Les distributions noire, bleue et rouge correspondent respectivement aux distributions de paramètre d'impact inclusive, des événements complets à 80 % (C_{80}) de la charge totale et après sélection des angles de flot supérieurs ou égaux à 60° (F_{60})

Nous remarquons alors directement que l'angle de flot n'est pas un bon estimateur du paramètre d'impact, mais plutôt un bon estimateur d'un mécanisme précis de réaction. En effet, la coupure en angle de flot sélectionne bien les collisions centrales mais ne permet pas de sélectionner correctement les collisions semi-périphériques ou périphériques une fois le critère de complétude imposé. Le critère de complétude à appliquer pour calculer l'angle de flot implique la sélection d'un type d'évènement non représentatif de tous les paramètres d'impact accessibles.

Observons maintenant la corrélation entre la multiplicité et le paramètre d'impact dans le cadre des deux modèles utilisés. Sur la figure 4.11, *Hipse* est représenté à gauche et *Elie* à droite.

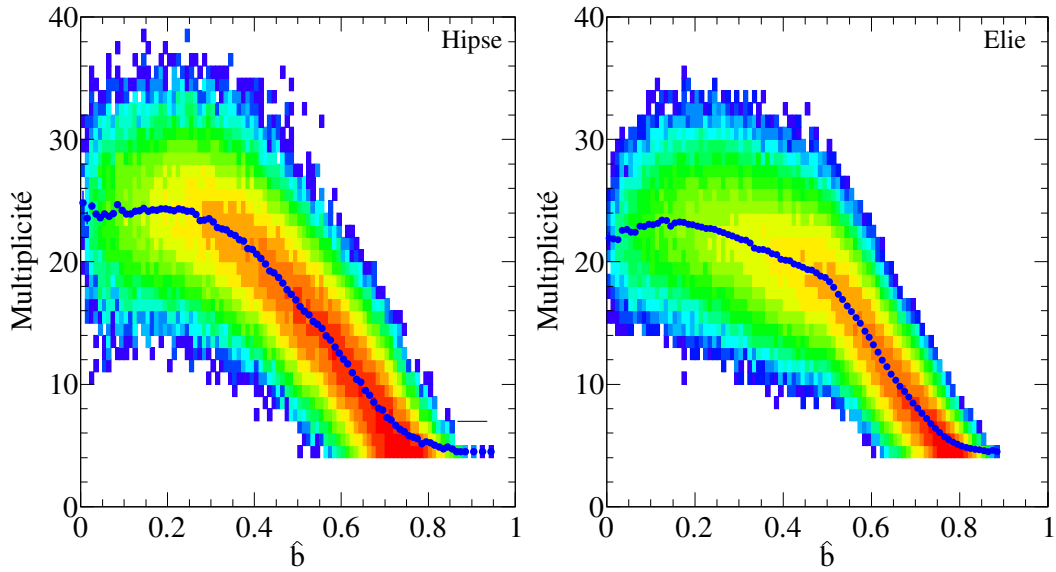


FIGURE 4.11 – Corrélation entre la multiplicité et le paramètre d'impact réduit dans la simulation du système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon pour les modèles *Hipse* (à gauche) et *Elie* (à droite). Les points bleus correspondent à la valeur moyenne de multiplicité par *bin* de \hat{b} .

Nous remarquons que, dans le cas de *Hipse* et de *Elie*, le paramètre d'impact est corrélé à la multiplicité. Ainsi, la valeur du paramètre d'impact réduit est grande lorsque la multiplicité est faible tandis que sa valeur diminue à mesure que la multiplicité augmente et ce dans les deux modèles utilisés. Ceci reflète le fait que le système est excité lorsque le paramètre d'impact est petit, ce dernier se désexcitant alors en se fragmentant ce qui fait donc augmenter la multiplicité. À l'inverse, lorsque le paramètre d'impact est grand, le système n'est pas assez excité pour se fragmenter et les multiplicités détectées sont alors plus faibles. La multiplicité apparaît alors comme un bon estimateur du paramètre d'impact pour les réactions périphériques et semi-périphériques. Notons toutefois que nous nous intéressons ici à un système assez lourd ($A_{\text{tot}} = 248$ nucléons) et que cette corrélation dépend forcément de la taille du système étudié [7]. À noter aussi que la multiplicité moyenne sature pour $\hat{b} \leq 0,2$ dans le cas de *Hipse* et $\hat{b} \leq 0,5$ pour *Elie*. Dans le cadre du modèle *Elie*, la rupture de pente observable à $\hat{b} = 0,5$ est liée à la façon dont est attribuée l'énergie d'excitation aux fragments (cf. relation 4.24).

Nous nous intéressons maintenant à la corrélation entre le paramètre d'impact réduit et l'énergie transverse des $Z = 1, 2$ normalisée, dans le cadre des deux modèles étudiés. La figure 4.12 présente cette corrélation pour *Hipse* à droite et *Elie* à gauche.

Dans le cadre du modèle *Hipse*, nous observons une nette corrélation entre le paramètre d'impact réduit et l'énergie transverse normalisée. Comme dans le cas des multiplicités, lorsque l'énergie transverse est faible, le paramètre d'impact est grand et inversement. Cela indique que dans le cas des collisions périphériques (à grand paramètre d'impact) l'énergie à dissiper est plus faible que dans le cas des collisions centrales (à petit paramètre d'impact). Il apparaît alors dans le cas de *Hipse* que l'énergie transverse des $Z = 1, 2$ semble être comme la multiplicité un bon estimateur du paramètre d'impact.

En revanche, ce n'est pas le cas dans le cadre du modèle *Elie*. Nous avons déjà observé dans la section 4.7 précédente que, pour *Elie*, les valeurs de paramètres d'impact sélectionnées n'étaient

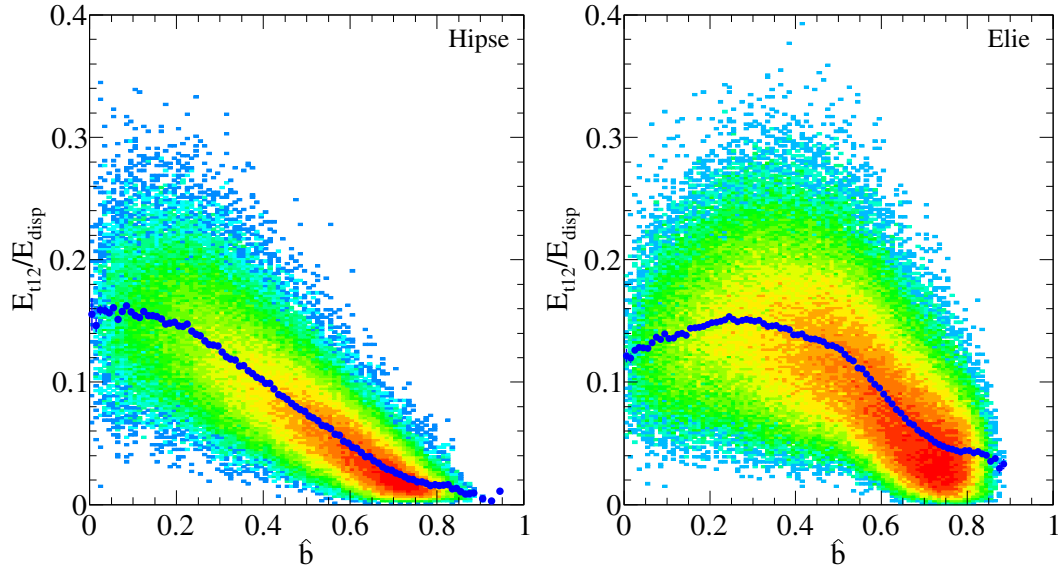


FIGURE 4.12 – Corrélation entre l'énergie transverse des $Z = 1, 2$ normalisée E_{t12}/E_{disp} (où $E_{\text{disp}} = 1956, 94$ MeV) et le paramètre d'impact réduit dans la simulation du système *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon pour les modèles *Hipse* (à gauche) et *Elie* (à droite). Les points bleus correspondent à la valeur moyenne de l'énergie transverse par *bin* de \hat{b} .

pas correctes au regard de la sélection en centralité qui était réalisée. De plus, nous observons que la forme de la distribution n'est pas du tout comparable entre *Hipse* et *Elie*; cela provient certainement de la différence de traitement des nucléons libres et de la façon dont sont traités les *clusters* de taille $A \leq 4$ dans chacun des deux modèles.

Dans la suite de ce travail et plus particulièrement au moment où nous allons relaxer la condition de centralité utilisée dans les chapitres 2 et 3 précédents, nous utiliserons alors la multiplicité comme estimateur du paramètre d'impact, tant au niveau des modèles *Hipse* et *Elie* que des données expérimentales, afin de garder une certaine cohérence dans les sélections réalisées.

4.4 Rapports isobariques R_3

Nous avons pu observer dans le chapitre 3 que notre approche basée sur un modèle de coalescence combinatoire permettait de reproduire les spectres de vitesses de *clusters* légers ^3H et ^3He . Cependant, les taux de production respectifs de ces *clusters* n'étaient pas reproduits par le modèle. Nous avons alors supposé que cela pouvait être lié au processus ayant lieu après la coalescence comme par exemple la désexcitation secondaire ou la capture neutronique.

Afin d'étudier l'impact de ces processus, nous utilisons ici les générateurs d'évènements *Hipse* et *Elie*, dont les données simulées ont été filtrées à l'aide du logiciel *KaliVeda*. Comme nous avons pu le mentionner précédemment, cette opération de filtrage nous permet de prendre en compte l'acceptance géométrique et les seuils de détection et d'identification des produits de la réaction. Il est également important de préciser ici que nous avons repris la condition en énergie détectée dans le référentiel du laboratoire de 40 MeV pour les *clusters* de taille $A = 3$ afin de nous placer dans les conditions du chapitre 3 précédent.

Nous allons procéder dans cette partie en deux temps. Nous nous intéresserons dans un premier temps aux distributions de vitesses de tritons et des héliums-3, ainsi que leur évolution en fonction du paramètre d'impact. Ensuite, nous regarderons comment évoluent les rapports isobariques normalisés (cf. équation (3.21)) en fonction de ce même paramètre d'impact.

La sélection en paramètre d'impact est réalisée à l'aide de la multiplicité. Nous avons alors défini trois zones en paramètre d'impact :

- ★ collisions centrales
- ★ collisions semi-périphériques
- ★ collisions périphériques

4.4.1 Distributions de vitesses parallèles des *clusters* $A = 3$

Avant d'utiliser les rapports isobariques pour étudier le transport de l'isospin dans les modèles, nous nous intéressons aux distributions de vitesses des *clusters* $A = 3$. La figure 4.13 nous permet de comparer les distributions de vitesses parallèles v_z^{cm} des tritons et des héliums-3 en fonction des trois zones en paramètres d'impact sélectionnés.

Dans le cas des tritons, nous pouvons remarquer une bonne adéquation entre les données expérimentales et simulées lorsqu'aucune sélection (panneau en haut à gauche) n'est réalisée, malgré le fait que *Elie* soit légèrement en dessous des données. Ce n'est pas le cas pour les héliums-3 qui sont mal reproduits par les deux modèles, dans lesquels la distribution obtenue est trop piquée autour de zéro par rapport aux données expérimentales. Dans le cas des collisions centrales (en haut à droite), *Hipse* produit toujours trop de tritons ou d'héliums-3, à la différence de *Elie* qui lui n'en produit pas assez. En revanche, la situation est inversée dans le cas des collisions périphérique (en bas à droite) où *Elie* produit un peu trop de tritons et beaucoup trop d'héliums-3, par rapport à *Hipse* qui quant à lui sous-estime toujours le nombre de *clusters* $A = 3$ produits. Enfin, remarquons que dans le cas des collisions semi-périphériques (en bas à gauche) *Hipse* et *Elie* reproduisent plutôt bien la forme de la distribution des tritons (même si *Elie* sous-estime le taux de production), tandis que dans le cas des héliums-3, la forme de la distribution n'est pas reproduite.

Rappelons que dans le cas de l'analyse menée au chapitre 3 précédent, les *clusters* $A = 3$ étaient générés à l'aide d'un modèle à deux paramètres prenant comme contrainte les parties avant des distributions de vitesses parallèle et perpendiculaire. Dans le cadre des modèles utilisés ici, aucune contrainte n'est donnée au modèle et les comparaisons que nous réalisons ici sont faites sur des données filtrées sortant directement du générateur d'évènement. Notons également que la partie arrière des distributions des vitesses ($v_z^{cm} \leq -4$ cm/ns) n'est pas toujours très bien reproduite, ceci s'expliquant en grande partie par les seuils qui sont assez élevés et la taille des détecteurs qui augmente.

4.4.2 Étude du transport de l'isospin : rapport R_3^{norm}

Nous avons pu observer dans la section précédente que les distributions de vitesses parallèles des tritons et des héliums-3 n'étaient pas forcément bien reproduites en fonction de la centralité de la réaction. Nous présentons tout de même sur la figure 4.14 l'évolution des rapports isobariques normalisés introduits dans le chapitre précédent (cf. équation 3.21).

Nous pouvons remarquer que dans le cas des collisions non centrales, la tendance entre les données expérimentales et les modèles est la même (panneaux du bas). Dans le cas des collisions

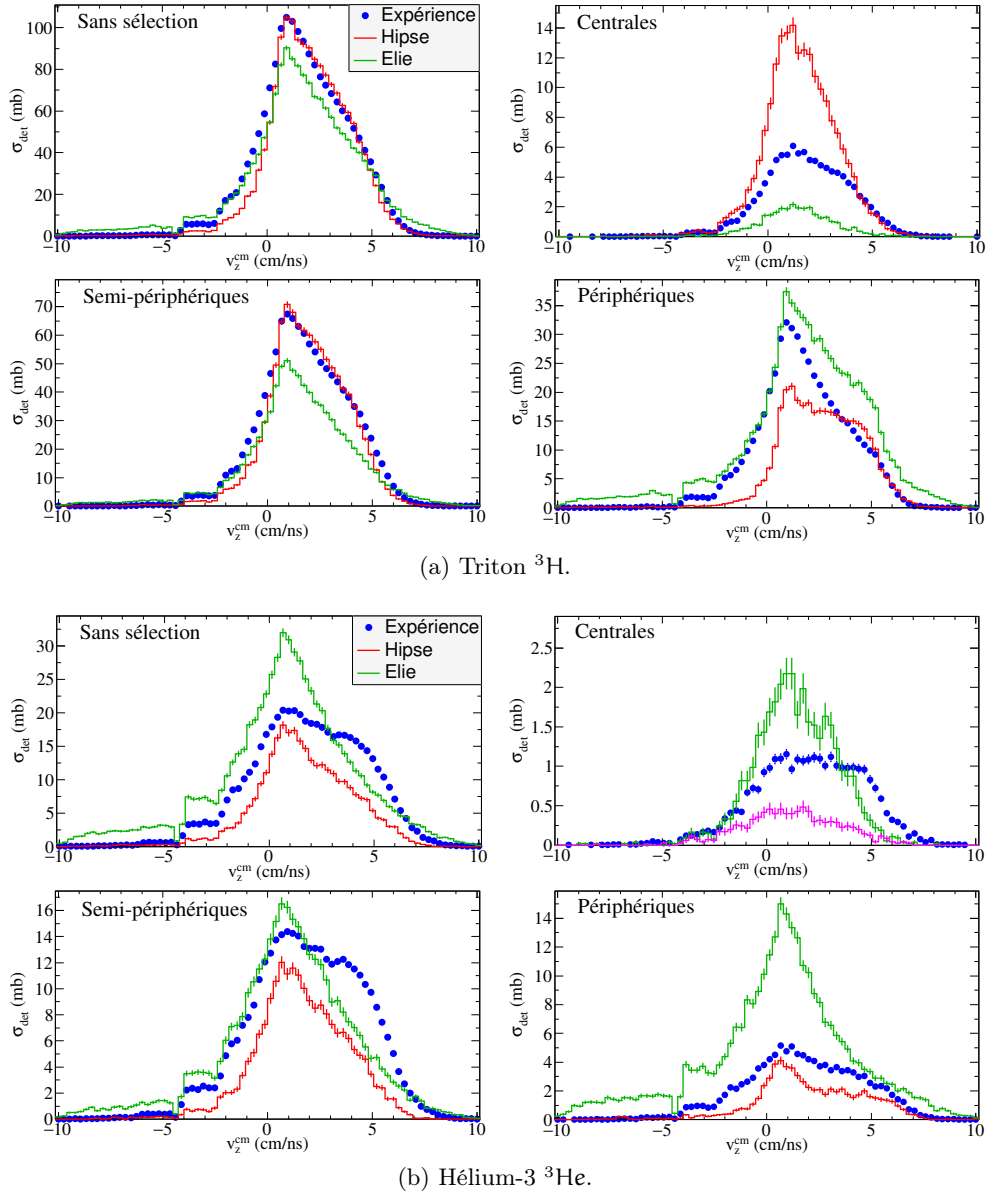


FIGURE 4.13 – Comparaison entre les distributions de vitesses parallèles des tritons et des héliums-3, expérimentales (points bleus) et simulées à l’aide des modèles **Hipse** et **Elie**. Les différents panneaux correspondent à différentes sélection en paramètre d’impact : Sans sélection (haut, gauche) ; Centrales $0 \leq \hat{b} < 0,2$ (haut, droite) ; Semi-périphériques $0,2 \leq \hat{b} < 0,6$ (bas, gauche) ; Périphériques $0,6 \leq \hat{b} < 1$ (bas, droite). Le système simulé est ici le système *INDRA* ${}^{136}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

semi-périphérique (en bas à gauche) l’accord entre l’expérience et les modèles est même plutôt bon. Il en est de même pour le cas intégré, dans lequel aucune sélection de centralité n’est faite (en haut à gauche). En revanche, l’étude en collisions centrales (en haut à droite) est difficile ; nous remarquons en effet qu’il y a un manque de statistique ce qui entraîne de grosses fluctuations pour les modèles. Si dans le cas des données expérimentales nous observons toujours le léger accroissement du rapport R_3^{norm} , ce n’est pas le cas pour les données simulées. Il faudrait dans ce cas reprendre

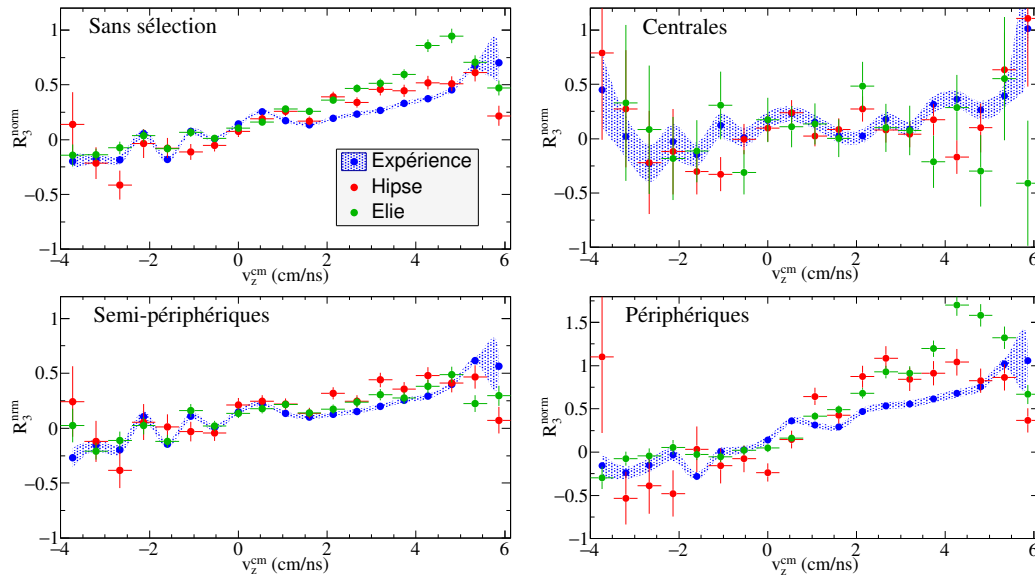


FIGURE 4.14 – Évolution des rapports isobariques normalisés R_3^{norm} en fonction de la vitesse parallèles dans le centre de masse. Les différents panneaux correspondent à différentes sélection en paramètre d'impact : Sans sélection (haut, gauche) ; Centrales $0 \leq \hat{b} < 0,2$ (haut, droite) ; Semi-périphériques $0,2 \leq \hat{b} < 0,6$ (bas, gauche) ; Périphériques $0,6 \leq \hat{b} < 1$ (bas, droite). Les zones hachurées bleues correspondent aux données expérimentales, tandis que les points rouges et verts correspondent respectivement aux modèles *Hipse* et *Elie*. Les systèmes simulés sont ici les systèmes *INDRA* $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.

les simulations avec beaucoup plus d'évènements (nous avons généré pour les études présentées ici 500000 évènements avant filtre).

Notons toutefois qu'en utilisant les *clusters* isobariques $A = 3$ comme traceurs de l'isospin, nous ne semblons pas observer d'équilibration complète ($R_3^{\text{norm}} \approx 0$) de ce dernier lorsque la totalité des évènements est utilisé (en haut à gauche).

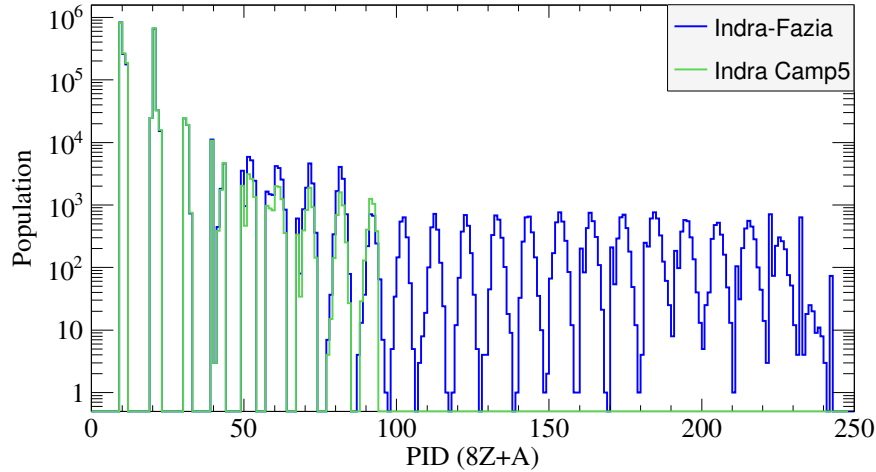
4.5 L'apport de *FAZIA* pour les études sur l'isospin

Nous avons mentionné plus haut dans ce chapitre que les simulations réalisées à l'aide des modèles *Hipse* et *Elie* avaient été filtrées à l'aide du logiciel *KaliVeda*, en utilisant deux configurations. La première est la configuration du multi-détecteur *INDRA* lors de la cinquième campagne en 2001, la seconde est la configuration correspondant au futur couplage des multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA*.

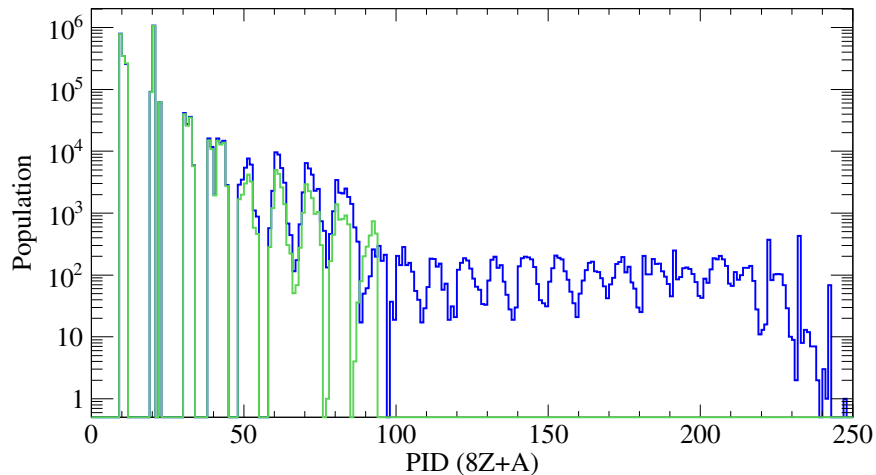
FAZIA est un multi-détecteur de particules chargées de nouvelle génération. Une présentation complète et détaillée de ce multi-détecteur est faite dans le chapitre 5. Il est important de savoir à ce stade que *FAZIA* permet une identification isotopique (en charge Z et en masse A) beaucoup plus étendue qu'*INDRA*. En effet, *FAZIA* permet d'identifier les produits de la réaction jusqu'à environ $Z = 25$ avec une résolution sur le nombre de masse A de l'ordre de l'unité, alors qu'*INDRA* lui ne permet ici qu'une identification précise en Z et en A jusqu'à $Z = 7 - 8$.

Nous présentons sur la figure 4.15 les distributions de *Particle Identifier (PID)* (où $\text{PID} =$

$8Z + A$) obtenues après l'opération de filtrage avec la configuration de la cinquième campagne d'*INDRA* (en vert), ainsi qu'avec la configuration *INDRA-FAZIA* (en bleu). Le système simulé est ici le système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon.



(a) Simulation réalisée avec *Hipse*.



(b) Simulation réalisée avec *Elie*.

FIGURE 4.15 – Comparaison entre les distribution de PID obtenus après la simulation à l'aide de la configuration *INDRA* cinquième campagne (en vert) et *INDRA-FAZIA* (en bleu). La figure (a) correspond à la simulation à l'aide de *Hipse* tandis que la figure (b) correspond elle à la simulation réalisée à l'aide de *Elie*

Nous pouvons alors remarquer sur cette figure que la configuration correspondant à *INDRA* seul ne permet d'identifier effectivement que jusqu'aux PID égaux à 90, correspondant aux isotopes du fluor ($Z = 9$). En revanche, bien qu'ils ne s'agissent que de simulation, la configuration résultant du couplage entre *INDRA* et *FAZIA* permet d'identifier jusqu'aux PID égaux à 230 – 240 ce qui correspond aux isotopes du titane et du vanadium ($Z = 22 - 23$).

L'identification isotopique des produits de réaction plus lourds permettra pour les expériences qui vont être réalisées à l'aide du couplage *INDRA-FAZIA* d'observer de façon plus précise l'isospin des fragments lourds ($Z \geq 8$) après la collision entre ions lourds. Cette information est aujourd'hui

primordiale afin d'étudier l'isospin, l'étude sur les *clusters* légers comme nous l'avons faite au cours de ce travail montrant ses limites (statistique, sélections en énergie détectée, ...). L'observation directe des taux de production en fonction de l'isospin des produits de la collision permettra alors d'aborder la question du transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds d'une manière plus précise et plus complète.

4.6 Conclusions

Ce chapitre était dédié à l'utilisation de deux générateurs d'événements : *Hipse* et *Elie*. Après avoir rapidement présenté ces derniers, ainsi que le code de désexcitation qui est utilisé dans chacun des deux, différentes analyses ont été réalisées.

A l'aide du paramètre d'impact, accessible à l'aide des générateurs d'événements, nous avons pu comparer les différents modes de sélection des collisions centrales que nous avons étudié dans le cadre du chapitre 1. Nous avons pu remarquer que les sélections en multiplicité, en énergie transverse ou en angle de flot conduisent dans le cas de *Hipse* à une sélection d'événements dont le paramètre d'impact réduit était compris entre 0 et 0,4. Dans le cas de *Elie*, nous avons pu observer que la sélection en énergie transverse n'était pas adaptée. Nous avons alors opté, après une analyse concernant l'estimateur de paramètre d'impact, pour l'utilisation de la multiplicité pour réaliser les sélections en paramètre d'impact.

Nous avons ensuite utilisé les modèles afin d'étudier le transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds en utilisant les *clusters* $A = 3$ comme traceurs. En effet, nous avons observé dans le chapitre 3 que les taux de production n'étaient pas reproduits par le modèle combinatoire. Nous avons alors postulé l'impact possible des processus secondaires, non présents dans le modèle de coalescence combinatoire mais présents dans le cadre de générateur d'événements comme *Hipse* et *Elie*. Malheureusement, la mauvaise reproduction des caractéristiques des *clusters* $A = 3$ pour les deux modèles n'a pas pu permettre de conclure quant au transport de l'isospin à l'aide des *clusters* légers.

Néanmoins nous avons, grâce au logiciel *KaliVeda*, pu filtrer les simulations à l'aide de deux configurations : la configuration de la cinquième campagne d'*INDRA* ainsi que la configuration *INDRA-FAZIA*. Nous avons alors montré que *FAZIA* (présenté au chapitre 5) va permettre d'améliorer les performances d'identification des produits de la réaction et donc d'utiliser les fragments plus lourds que les *clusters* $A = 3$ dans les études portant sur l'isospin.

Enfin, notons ici que les modèles *Hipse* et *Elie* pourraient également être utilisés afin de procéder à l'analyse de la réduction de la section efficace de collision nucléon-nucléon mise en avant dans le chapitre 2. En effet, la comparaison d'observables expérimentales bien choisies entre trois paramétrisations (sans collisions, avec la section efficace géométrique et avec les facteurs de réduction présentés au chapitre 2) pourraient permettre d'appuyer le fait qu'il est important de prendre en compte ces dernières et valider les valeurs trouvées expérimentalement [3].

Notons également que de nouvelles méthodes d'analyses sont mises en place aujourd'hui, comme le *backtracing* [86, 87] qui permet de coupler l'expérience et la simulation dans un programme d'analyse. Les paramètres du modèle sont aléatoirement tirés et une procédure de test statistique entre différentes observables bien choisies permet de faire converger la procédure vers une distribution de paramètres permettant de reproduire au mieux les données expérimentales.

Chapitre 5

FAZIA : un multi-détecteur de particules chargées de nouvelle génération

Ce dernier chapitre est dédié à la présentation du multi-détecteur *FAZIA*²³ et de son couplage avec le multi-détecteur *INDRA* [88]. À l'origine, le projet *FAZIA* portait le nom *AZ4 π* et débuta en 2001 par une initiative franco-italienne. L'objectif de cette initiative était d'améliorer la détection et l'identification des particules chargées produites lors de collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi. Depuis 2006, la collaboration *FAZIA*, sur les bases du travail de R&D mené dans le cadre du projet *AZ4 π* , a travaillé à la mise en œuvre d'un nouveau multi-détecteur avec des capacités accrues au regard de la détection et de l'identification en charge et en masse des produits de réaction.

Nous allons présenter dans un premier temps les motivations ayant donné naissance aux projets *AZ4 π* puis *FAZIA*, puis nous nous intéresserons aux travaux de recherche et de développement qui ont été conduits. Nous présenterons par la suite le multi-détecteur *FAZIA* dans sa configuration actuelle, avant de nous intéresser à une nouvelle approche d'étalonnage et d'identification appelée *AMI* (*Advanced Mass Identification*). Enfin, nous présenterons le couplage entre les multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA* pour les campagnes de mesure entre 2019 et 2022 au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL).

5.1 Motivations expérimentales pour le développement de *FAZIA*

Les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi sont d'un intérêt majeur dans l'étude de l'équation d'état de la matière nucléaire symétrique et asymétrique. Les noyaux de la voie d'entrée ont une composition nucléonique (nombre de neutrons et de protons) qui est bien connue et l'intérêt des multi-détecteurs de particules chargées couvrant une large proportion de l'angle solide dans le référentiel du laboratoire réside dans la détection de la quasi-totalité des produits de la réaction. L'identification des produits de la réaction permet alors de déduire comment le contenu nucléonique de la voie d'entrée a évolué au cours de la collision. Nous pouvons citer ici l'exemple de l'énergie d'asymétrie (cf. chapitre 3) qui représente le « coût » énergétique pour passer de la matière nucléaire symétrique à la matière nucléaire asymétrique. Cette énergie d'asymétrie e_{asy} est directement liée au contenu nucléonique de la matière nucléaire et à son évolution au cours de la réaction : sa détermination est donc d'un intérêt capital dans la compréhension de la matière nucléaire asymétrique. Elle est également un ingrédient de base dans les modèles essayant de décrire les collisions d'ions lourds ou les objets astrophysiques (e.g. les étoiles à neutrons).

23. *Four π AZ Identification Array*

Cependant, l'énergie d'asymétrie n'est pas une observable expérimentale et n'est déterminée que de manière indirecte. En effet, le passage par des modèles est obligatoire afin de faire le lien entre les résultats de l'expérience (la détection des produits de la réaction) et l'énergie d'asymétrie. De part sa définition, e_{asy} est sensible à l'asymétrie neutron-proton, il est alors nécessaire de pouvoir identifier en charge Z et en masse A , avec la plus grande précision possible, les produits de réaction, afin d'apporter des contraintes de plus en plus grandes sur cette dernière.

Les multi-détecteurs 4π des années 1990-2000 comme *INDRA* [5] ou *CHIMERA* [89] utilise des techniques d'identification basées principalement sur l'exploitation des matrices $E - \Delta E$ ne permettant pas une identification isotopique au-delà de $Z = 8$. Cette limitation est principalement due à la taille des détecteurs dont la surface est assez grande ($\sim 5 \times 3 \text{ cm}^2$ pour *INDRA*), ce qui ne permet pas d'obtenir une uniformité suffisante de l'épaisseur sur toute la surface, dégradant alors les capacités d'identification. Mentionnons également qu'au moment du développement de tels détecteurs, la micro-électronique et l'électronique numérique n'étaient pas abouties comme elles le sont actuellement, ce qui entraîna donc le développement d'une électronique dédiée analogique qui montre aujourd'hui ses limites. Malgré les seuils de détection relativement faibles (grâce à l'utilisation de chambres d'ionisation à basse pression dans *INDRA*), le fait de ne pas pouvoir identifier correctement en A et en Z les produits de réaction ne permet pas d'accéder à une information assez précise afin de contraindre l'énergie d'asymétrie. De plus, la technologie et les techniques de production des détecteurs ont nettement évoluées au cours des années 2000, permettant aujourd'hui la fabrication de détecteurs de plus petite taille et d'une électronique numérique beaucoup plus compacte et performante.

Dans cette optique de modernisation, deux options se sont dégagées : la modernisation de l'électronique ou le développement de nouveaux détecteurs. La première option a été mise en oeuvre sur le multi-détecteur *CHIMERA* [90] avec l'électronique *GET* [91, 92] (*GET : General Electronics for TPCs*) et est en cours d'étude dans le cadre du multi-détecteur *INDRA* [93]. La seconde option a, quant à elle, conduit au développement de nouveaux multi-détecteurs tel que *FAZIA*.

Nous nous intéressons dans ce chapitre au multi-détecteur *FAZIA*, dont le cahier des charges était le suivant [94] :

- augmenter significativement les plages dynamiques pour les mesures d'énergie et pour l'identification isotopique (en charge Z et en masse A des produits de la réaction),
- développer un multi-détecteur facilement transportable afin qu'il puisse être utilisé sur différentes installations délivrant des faisceaux d'ions radioactifs,
- aboutir à un multi-détecteur polyvalent et compact dans l'optique d'être couplé à des détecteurs/multi-détecteurs existant (comme dans le cadre du couplage avec *INDRA*, cf. section 5.6).

5.2 Télescope et techniques d'identification de FAZIA

Pour répondre au cahier des charges, la collaboration *FAZIA* a décidé d'utiliser des télescopes à trois étages de détection : Si – Si – CsI (Tl) comme présenté sur la figure 5.1. Le premier et le second silicium ont respectivement une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$, tandis que le CsI (Tl) a lui une épaisseur de 10 cm . Chacun de ces trois étages de détection a une surface d'entrée de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

A l'aide de cet arrangement, différentes méthodes sont possibles pour l'identification des produits de la réaction détectés. Ces dernières sont :

- › la méthode *Pulse Shape Analysis (PSA)* dans le premier et le second silicium (Si1, Si2)

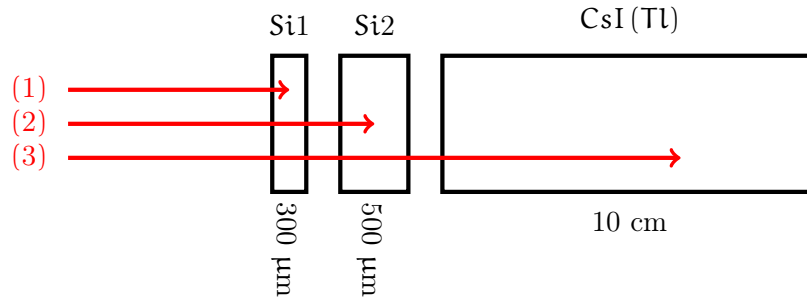


FIGURE 5.1 – Agencement Si – Si – CsI(Tl) d'un télescope de *FAZIA*. Les trois flèches rouges représentent trois particules incidentes, chacune s'arrêtant dans un étage de détection différent.

- › la méthode Rapide-Lente (*PSA*) dans le CsI(Tl)
- › la méthode $\Delta E - E$ entre le premier et le second silicium (Si1 – Si2) mais également entre le second silicium et le CsI(Tl) (Si2 – CsI)

Ainsi, les particules (1), (2) et (3) pourront être identifiées à l'aide de la technique de l'analyse en forme du signal qu'elles induisent dans le détecteur : électrique pour les semi-conducteurs silicium et lumineux pour le scintillateur CsI(Tl) (technique utilisable pour les particules légères). Les particules (2) et (3) de masses plus importantes seront elles identifiées grâce à l'aide de la méthode $E - \Delta E$ entre les deux siliciums (carte Si1 – Si2), ou entre le second silicium et le CsI (carte Si2 – CsI). Nous présentons ci-après des exemples de cartes d'identification issus de différentes expériences menées par la collaboration *FAZIA* dans le cadre de la mise en service du détecteur.

La figure 5.2 présente pour un télescope donné de *FAZIA* une carte *PSA* dans le premier silicium issue de l'expérience *FaziaCor* ($^{20}\text{Ne}, ^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$ à 25, 50 MeV/nucléon). Cette méthode consiste à représenter la charge totale collectée en fonction du maximum de l'intensité et permet l'identification en charge Z et en masse A des particules s'arrêtant dans le premier silicium. Il est important de noter ici que la particule doit toutefois parcourir entre 30 μm ($Z = 3$) et 70 μm ($Z = 15$) dans le silicium afin que l'identification soit possible [95]. Cette méthode nous permet dans le cas présenté une identification allant des isotopes du lithium $Z = 3$ ($^6\text{Li}, ^7\text{Li}$) jusqu'aux isotopes du silicium $Z = 14$ ($^{28}\text{Si}, ^{29}\text{Si}$).

La figure 5.3 présente une carte Rapide-Lente dans le CsI(Tl) issue de l'expérience *FaziaPre* ($^{40,48}\text{Ca} + ^{12}\text{C}$ à 25, 40 MeV/nucléon). Cette méthode consiste à tracer la composante rapide du signal déposé dans le CsI en fonction de la composante lente. Nous observons alors une identification allant des isotopes de l'hydrogène $Z = 1$ ($^1\text{H}, ^2\text{H}, ^3\text{H}$) jusqu'aux isotopes du béryllium $Z = 4$ ($^7\text{Be}, ^9\text{Be}$).

La figure 5.4a présente une carte $E - \Delta E$ entre les deux siliciums tandis que la figure 5.4b présente une carte $E - \Delta E$ entre le second silicium et le CsI(Tl). Les deux cartes sont issues de l'expérience *FaziaCor*. Cette méthode consiste à tracer le signal correspondant au dépôt d'énergie dans le premier étage de détection (premier ou second silicium) en fonction du signal correspondant au dépôt de l'énergie résiduelle dans le second étage de détection (second silicium ou CsI(Tl)).

Nous pouvons alors remarquer que sur chacune des cartes présentées précédemment, les produits de réaction sont groupés selon leur charge Z , mais nous observons dans ces groupements une structure plus fine qui correspond aux différents isotopes qui sont produits. C'est cette résolution en charge Z et en masse A qui permet l'identification de quasiment tous les produits de réaction

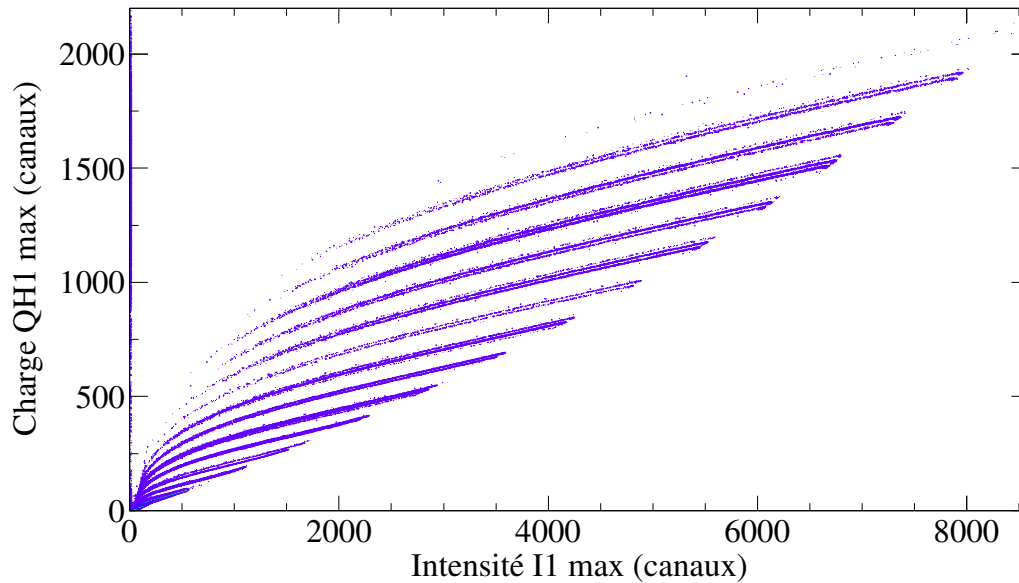


FIGURE 5.2 – Carte d'identification en analyse en forme des signaux (signal de la charge QH1 en fonction du signal de l'intensité I1 provenant du silicium Si1) des particules stoppées dans le premier silicium du télescope 24 de l'expérience *FaziaCor*.

avec une faible incertitude.

Afin d'obtenir la meilleure résolution possible sur la charge Z et la masse A des produits détectés, il est nécessaire de contrôler différents points importants comme par exemple la mesure de l'énergie déposée, l'uniformité de l'épaisseur des détecteurs ou encore le contrôle en temps réel du champ appliqué à ces derniers. De même il était absolument primordial pour la technique d'analyse en forme des signaux que ces derniers soient numérisés au plus près du détecteur, afin de ne pas altérer leur forme à cause de câbles de transmission. C'est pourquoi dans le cas de *FAZIA*, une importante période de recherche et développement (R&D) a été menée par la collaboration, tant au niveau des détecteurs que de l'électronique et du traitement du signal. Nous nous intéressons donc dans la section suivante aux enseignements tirés de cette période, en nous concentrant principalement sur la (R&D) des détecteurs.

5.3 La phase de recherche et développement (R&D) des détecteurs

La phase de recherche et développement (R&D) pour *FAZIA* a été basée sur deux axes majeurs : une optimisation des détecteurs et le développement d'une électronique dédiée, embarquée au plus près du détecteur. Nous nous intéressons dans cette partie aux résultats de la phase de R&D des détecteurs, dont l'article de R. BOUGAULT *et al.* [96] résume les développements. La phase de R&D de l'électronique ne sera pas détaillée mais le résultat de cette période sera présenté dans la section 5.4.1.1.

Les principaux enseignements de la phase de R&D concernant les détecteurs de *FAZIA* peuvent être listés comme suit :

- i) l'utilisation de siliciums « inclinés » (*tilted*)
- ii) l'utilisation de siliciums dopés de façon homogène et présentant une épaisseur uniforme

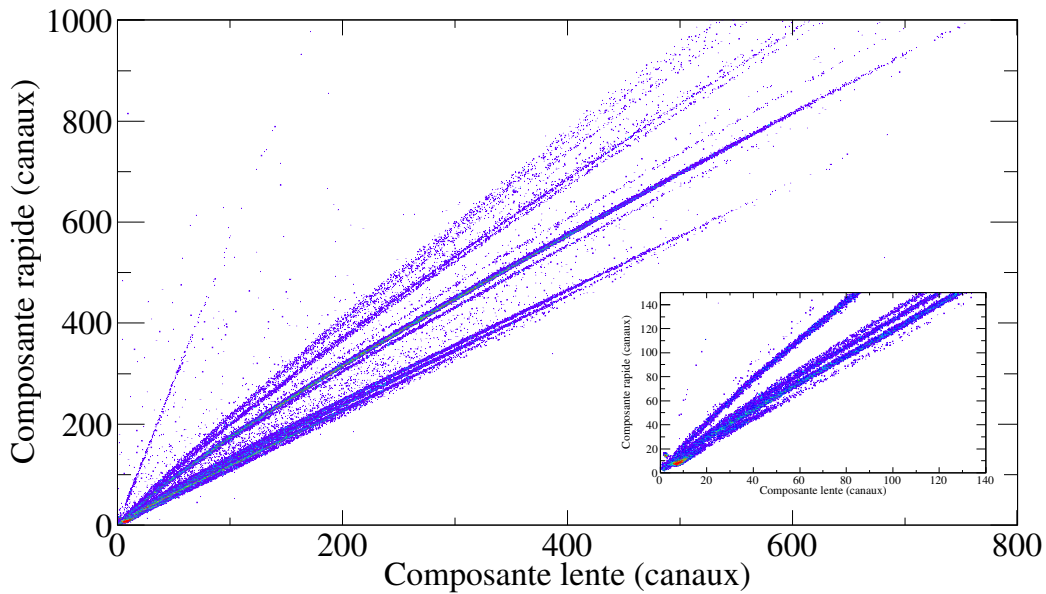


FIGURE 5.3 – Carte d'identification en analyse en forme des signaux (composante rapide en fonction du signal de la composante lente) des particules stoppées dans le CsI(Tl) du télescope 522 de l'expérience *FaziaPre*.

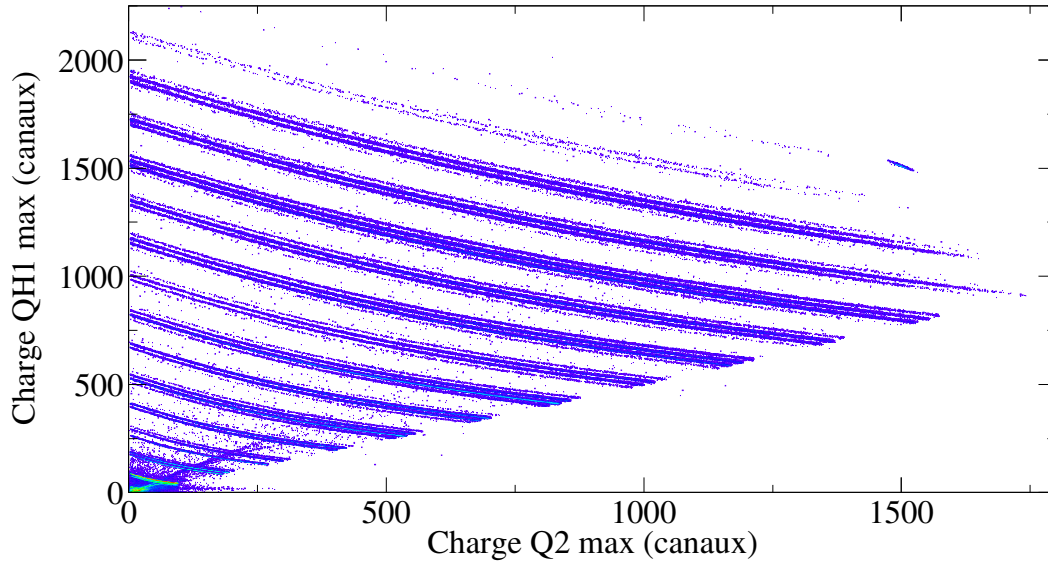
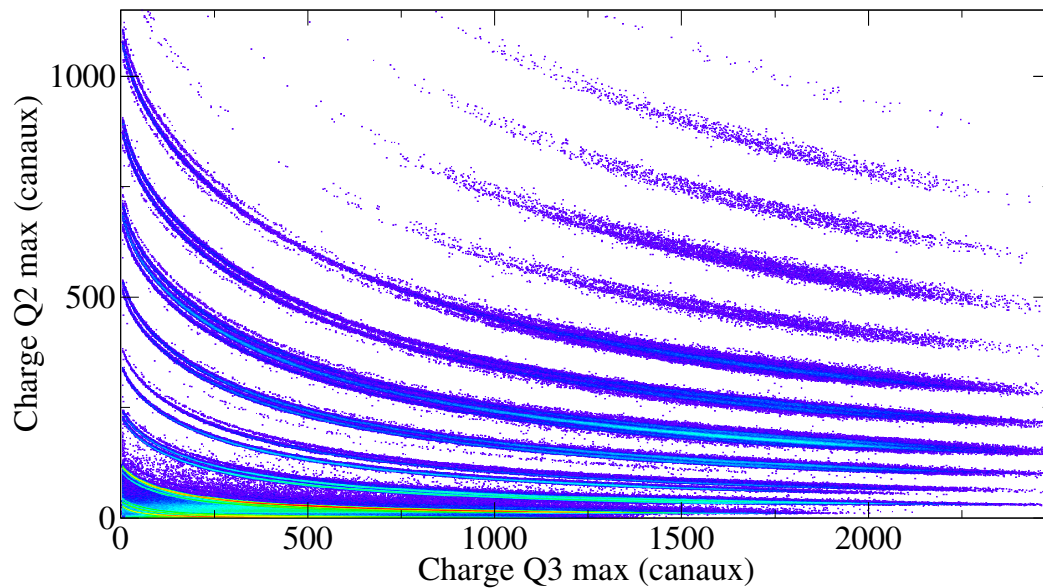
- iii) le montage inverse (*reverse mounted*) des siliciums
- iv) un contrôle en temps réel du champ électrique appliqué aux siliciums

Nous détaillons ici les points mentionnés ci-dessus.

i) Un silicium est dit « inclinés » lorsque le lingot de silicium n'est pas coupé selon l'un des plans principaux du cristal, mais avec un angle non nul par rapport à ce/ces dernier(s). Dans le cas de *FAZIA*, il a été montré que le meilleur angle était de l'ordre de $7 - 8^\circ$, ce qui permet de réduire les effets de *channeling* [97]. Le *channeling* est un phénomène au cours duquel la particule incidente se retrouve piégée le long d'un axe cristallin, comme le montre la figure 5.5a. Les interactions avec les atomes du cristal sont donc moins nombreuses car la particule est canalisée, ce qui introduit des fluctuations importantes sur le parcours de la particule dans le détecteur suivant son incidence. Ceci augmente donc le *stragglings*²⁴ et réduit la résolution de la mesure de l'énergie. L'utilisation de détecteurs inclinés permet alors de réduire de façon non négligeable ces effets. Le cristal apparaît alors aux particules incidentes comme un matériau quasiment amorphe (cf. figure 5.5b), ce qui réduit les effets de *channeling*. En effet la densité d'atomes est plus importante que dans le cas du *channeling*, impliquant alors un parcours plus court mais plus homogène, ce qui réduit le *stragglings* en énergie. En utilisant des cristaux inclinés, les capacités d'identification sont donc grandement améliorées notamment dans les matrices utilisant l'analyse en forme des signaux, car ceux-ci sont plus homogènes pour une particule donnée [97].

ii) Afin de présenter les meilleures capacités d'identification, un détecteur silicium doit être dopé de la façon la plus uniforme possible, mais également présenter des variations d'épaisseur les plus

²⁴ Le *stragglings* correspond à la variation du parcours d'un ensemble de mêmes particules, dans le même milieu, entre les mêmes énergies initiale et finale. Cette variation est due à l'aspect statistique de l'interaction des particules avec les électrons du milieu ralentisseur.

(a) Carte d'identification $E - \Delta E$ Si1 – Si2 entre les deux siliciums du télescope 223.(b) Carte d'identification $E - \Delta E$ Si2 – CsI entre le second silicium et le CsI (Tl) du télescope 322.FIGURE 5.4 – Carte d'identification $E - \Delta E$ possibles avec l'arrangement des télescopes Si – Si – CsI (Tl) de *FAZIA*.

faibles possibles (important pour la méthode $\Delta E - E$). Afin d'obtenir des détecteurs les plus uniformes possibles au regard de la résistivité, la collaboration *FAZIA* a choisi d'utiliser des détecteurs siliciums dopés par la méthode de transmutation neutronique (technique *n-TD* : *Neutron Transmutation Doping*) qui consiste à placer les lingots de siliciums dans un flux de neutrons. Les neutrons interagissent alors avec le silicium selon la réaction $n + {}^{30}\text{Si} \rightarrow {}^{31}\text{Si}$. Le ${}^{31}\text{Si}$ alors produit est instable et décroît par radioactivité β^- : ${}^{31}\text{Si} \xrightarrow{\beta^-} {}^{31}\text{P} + e^- + \bar{\nu}_e$. Cette décroissance conduit alors à la production du phosphore ${}^{31}\text{P}$ qui est ici le dopant.

La figure 5.6 présente une cartographie de la résistivité d'un détecteur silicium de *FAZIA*. Nous

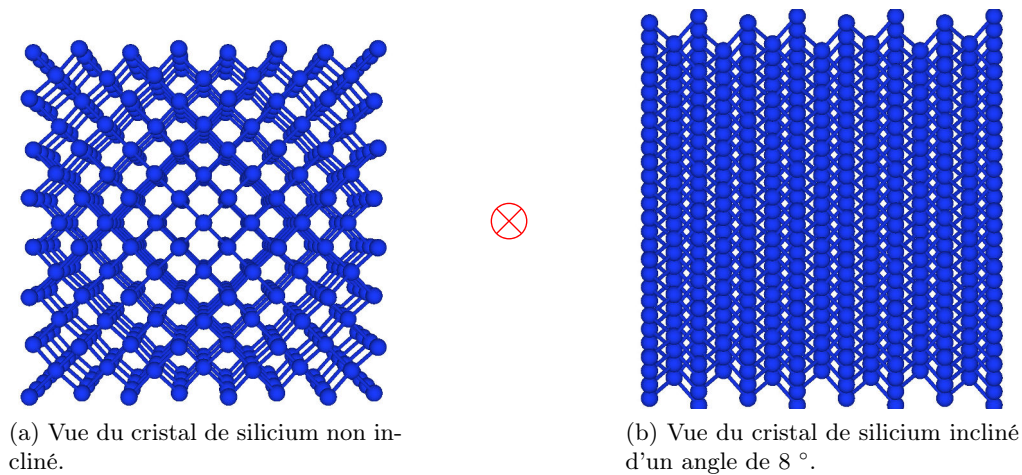


FIGURE 5.5 – Représentation du réseau cristallin de silicium. Dans le panneau (a) la vue correspond au réseau dans le plan cristallographique (100), tandis que dans le panneau (b) elle correspond à la vue du réseau incliné d'un angle de 7° par rapport au plan cristallographique (100). La croix rouge représente la direction des particules incidentes. Dessins réalisés en utilisant le logiciel *VESTA* [98].

pouvons observer sur cette dernière des « vallées » où la résistivité est la plus faible. Ces non-uniformités entraînent alors une non-homogénéité du champ électrique, ce qui vient directement impacter les temps de collection des électrons et des trous et ne permet pas une bonne identification en masse des particules détectées par l'analyse en forme des signaux. Les détecteurs de *FAZIA* ont donc été conçus avec une surface suffisamment petite ($2 \times 2 \text{ cm}^2$) afin de minimiser l'impact lié à la non-uniformité de la résistivité, de l'ordre de $\pm 5\%$ au maximum.

Concernant les variations d'épaisseur du détecteur, ces dernières sont plus importantes lorsque le détecteur est de faible épaisseur (les techniques de coupe permettent d'obtenir une incertitude relative en épaisseur de l'ordre de $10 \mu\text{m}$). Les détecteurs de *FAZIA* ont donc été choisis suffisamment épais (300 et $500 \mu\text{m}$) pour avoir une uniformité de l'épaisseur la plus importante possible (5% de variation au maximum selon les données constructeur). Dans le cas d'un détecteur dont l'épaisseur n'est pas uniforme, les capacités d'identification en masse est réduite de part le fait que le parcours des particules n'est pas le même suivant le point d'impact sur la surface [100]. De plus, l'avantage d'avoir des détecteurs épais réside également dans le fait que le parcours des particules chargées incidentes est assez important, permettant notamment un dépôt d'énergie suffisant (1 à 2 GeV) pour l'identification à l'aide de la méthode $\Delta E - E$. Il faut toutefois noter que l'utilisation de tels détecteurs augmente les seuils d'identification, ce qui implique la « perte » des particules de basse énergie. Nous verrons dans la suite que le traitement en forme du signal va permettre de s'affranchir en grande partie de cet inconvénient.

iii) L'un des avantages du multi-détecteur *INDRA* est la présence de chambre d'ionisations (ChIo) opérées à basse pression. La faible densité du milieu les composant permet d'abaisser considérablement les seuils d'identification par la méthode $E - \Delta E$. Cependant, leur mise en œuvre n'est pas toujours simple et ce sont des détecteurs extrêmement fragiles. De plus, la résolution en énergie d'un tel détecteur est limitée ($5 - 10\%$). L'identification en masse des particules est alors impossible. Dans le cadre de *FAZIA*, l'utilisation d'un détecteur silicium de $300 \mu\text{m}$ comme premier étage de détection implique que certains noyaux s'arrêtent dans ce dernier. Pour pallier ce problème il est alors nécessaire de pouvoir les identifier grâce aux méthodes d'analyse en forme des signaux, pour

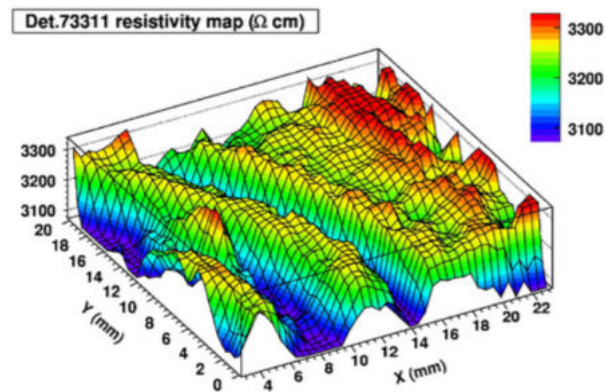


FIGURE 5.6 – Cartographie de la résistivité d’un des siliciums de *FAZIA* dans le plan (X, Y) de surface. Issue de la référence [99].

garder des seuils de détection et d’identification relativement bas. Dans le but d’identifier la plus grande variété d’isotopes possible grâce à cette méthode, la collaboration *FAZIA* a étudié le montage inverse des détecteurs siliciums. La figure 5.7a présente les deux cas possibles concernant le champ : le montage direct (les particules entrent du côté champ fort) et le montage inverse (les particules entrent du côté champ faible). L’avantage majeur d’utiliser le montage inverse des siliciums

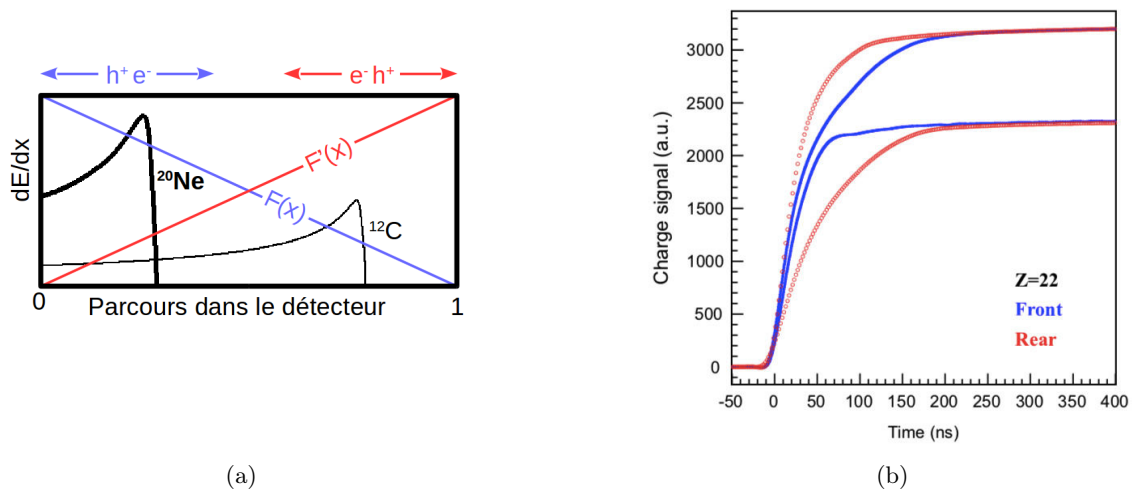


FIGURE 5.7 – (a) Evolution des champs électriques F et F' correspondant respectivement aux montages **direct** (front) et **inverse** (rear) des siliciums de *FAZIA*. Les profils de perte d’énergie dE/dx du ^{12}C et du ^{20}Ne ayant la même énergie initiale nous permettent ici d’illustrer le fait que dans le cas du montage direct la différenciation entre les deux signaux possible grâce au temps de dérive des électrons (e^-) et des trous (h^+) différents (Figure : [101]).

(b) Comparaison entre les formes des signaux moyens de charge (intégrale du courant) dans le cadre du montage **direct** et **inverse** pour des noyaux de titane ($Z = 22$), pour deux énergies différentes (660 MeV et 910 MeV) (Issue de [95]). La plus grande variété de formes dans le cas du montage inverse (en champs faible, enveloppe plus large) permet une meilleure distinction des particules.

réside dans le fait, qu’en moyenne, le temps de collection est plus grand et permet d’obtenir une

variété de forme des signaux plus importante comme l'illustre la figure 5.7b dans le cas particulier d'un noyau de titane. Cette variété permet alors de faire la différence entre les particules de même énergie stoppées dans ce détecteur, notamment grâce à la possibilité d'utiliser l'information sur le maximum du courant qui conduit à une meilleure identification en masse.

iv) Ce dernier point concerne ici le contrôle en temps réel du champ électrique. Bien que la solution à ce problème soit purement électronique, elle est en lien direct avec le détecteur lui-même. En effet, il est habituel qu'au cours d'une expérience de plusieurs jours, le courant inverse mesuré aux bornes du détecteur augmente, entre autre à cause de l'implantation²⁵ et des dommages dus aux radiations. Cette augmentation entraîne alors une modification du champ électrique aux bornes du détecteur ce qui diminue les capacités d'identification (notamment par la méthode d'analyse en forme du signal, la forme de ce dernier dépendant directement du champ électrique appliqué pour une particule de charge et d'énergie donnée.). Afin de pallier ce problème, une mesure en temps réel du courant inverse aux bornes du détecteur permet de corriger la tension qui y est appliquée. Cette méthode permet alors d'ajuster continuellement le champ électrique dans le détecteur, afin de le garder constant le plus longtemps possible au cours de l'expérience.

Toutes les études de recherche et développement menées au sein de la collaboration FAZIA tant au niveau des détecteurs qu'au niveau de l'électronique ont permis de converger vers la structure actuelle du multi-détecteur FAZIA. Nous présentons donc dans la section suivante l'architecture actuelle de ce dernier.

5.4 Le multi-détecteur FAZIA

Depuis la fin de la phase de recherche et développement (2006-2014), la phase de mise en service (2015-2018) du multi-détecteur FAZIA a commencé. Durant cette période, plusieurs expériences : *IsoFazia* (Juin 2015), *FaziaSym* (Décembre 2015), *FaziaCor* (Mars 2017) et *FaziaPre* (Février & Mai 2018) ont été menées au *Laboratori Nazionali del Sud* (LNS) de Catane en Italie. Ces expériences ont permis d'augmenter peu à peu le nombre de blocs de FAZIA (4 pour *IsoFazia* et *FaziaSym*, 6 pour *FaziaPre*) et de procéder aux différents tests et améliorations nécessaires conduisant au démonstrateur. Le démonstrateur de FAZIA consiste en une configuration « mur » de 12 blocs, qui sera prochainement couplé au multi-détecteur *INDRA* au GANIL (cette phase sera plus longuement discutée dans la section 5.6 ci-après).

5.4.1 L'unité de FAZIA : le bloc

Afin de répondre au cahier des charges initial concernant la portabilité de FAZIA, ce dernier a été pensé comme un assemblage de blocs unitaires. Un bloc correspond à un assemblage compact de 16 télescopes, chacun composé comme indiqué ci-dessus de trois étages de détection : Si – Si – CsI (Tl). Ces trois étages de détection ont respectivement des épaisseurs de 300 μm , 500 μm et 10 cm. Ils ont une surface de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. La figure 5.8 présente un bloc de FAZIA dans sa configuration finale (en vue éclatée). Sur cette dernière, sont représentés le plus à gauche les seize télescopes Si – Si – CsI (Tl), suivi du système de fixation de ces derniers. Au milieu du dessin sont visibles les huit cartes électroniques frontales permettant le contrôle des télescopes, suivi des trois cartes de contrôle du bloc

25. L'implantation correspond au phénomène dans lequel un des ions du faisceau « prend » la place d'un noyau du réseau cristallin du milieu détecteur ce qui perturbe l'équilibre électronique de la structure, pouvant entraîner une augmentation de la température.

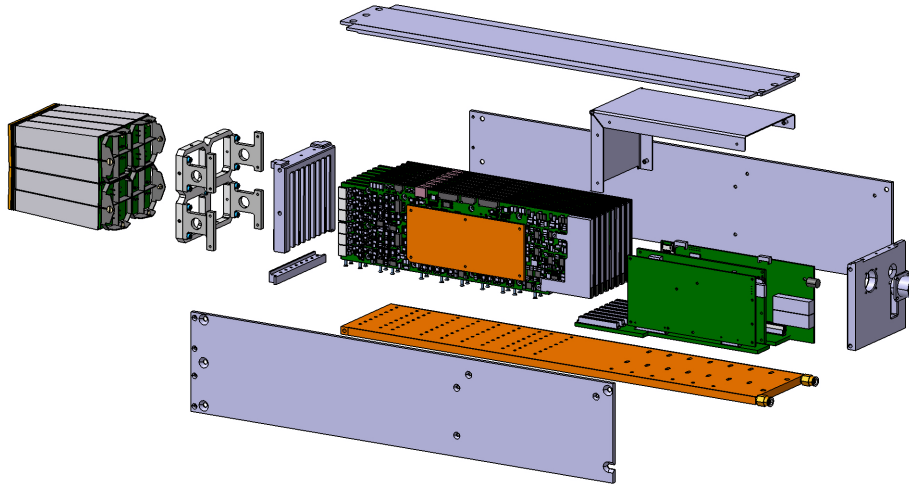


FIGURE 5.8 – Vue éclatée d’un bloc de *FAZIA*. L’encombrement d’un bloc est de $70 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ et son poids est d’environ 15 kg.

(ces dernières sont présentées ci-après). L’ensemble de l’électronique d’un bloc de *FAZIA* est fixé sur une plaque de cuivre creusée en canaux, dans laquelle circule un fluide calo-porteur, ce qui permet de dissiper la chaleur générée lors du fonctionnement sous vide. L’ensemble est intégré dans un sarcophage permettant de protéger l’électronique des chocs extérieurs, d’améliorer la compatibilité électromagnétique entre les différents blocs et enfin d’en faciliter le déplacement. L’alimentation d’un bloc est opérée par un câble de 48 V DC et la communication est réalisée via deux fibres optiques. Ces trois connections se situent à l’arrière du bloc. Enfin, le système de refroidissement est directement connecté à la plaque de cuivre du bloc à l’aide de deux tuyaux, reliés à un refroidisseur externe fonctionnant avec un mélange d’eau distillée et de glycol (à 30 %).

Nous présentons dans la suite les différentes cartes électroniques permettant le contrôle des seize télescopes d’un bloc de *FAZIA*, ainsi que les cartes dites de fond de panier permettant la communication du bloc avec les logiciels de contrôle et commandes, d’acquisition et de visualisation.

5.4.1.1 La carte électronique frontale

Le second volet de la phase de recherche et développement (non présenté dans ce manuscrit) du multi-détecteur *FAZIA* était axé sur l’électronique. Le multi-détecteur *FAZIA* a été conçu dans l’objectif d’être le plus modulaire possible afin de pouvoir être facilement couplé avec des détecteurs déjà existants, mais également simple à transporter. Il était alors nécessaire de converger vers une électronique compacte, placée au plus près des détecteurs afin de ne pas déformer les signaux (indispensable pour la *PSA*) à cause des longueurs de câbles. La collaboration a donc développé des cartes électroniques frontales (*Front-End Electronics : FEE*) embarquées sous vide avec les détecteurs. L’article de F. SALOMON *et al.* [102] résume l’architecture actuelle des cartes *FEE* de *FAZIA*, dont nous faisons une rapide présentation.

Chaque carte électronique gère deux télescopes de *FAZIA*, un télescope étant composé de trois étages (Si – Si – CsI). La figure 5.9 montre une carte *FEE* de *FAZIA*. Comme indiqué sur cette dernière, la carte est composée de différentes parties dont les principales sont (de gauche à droite) :

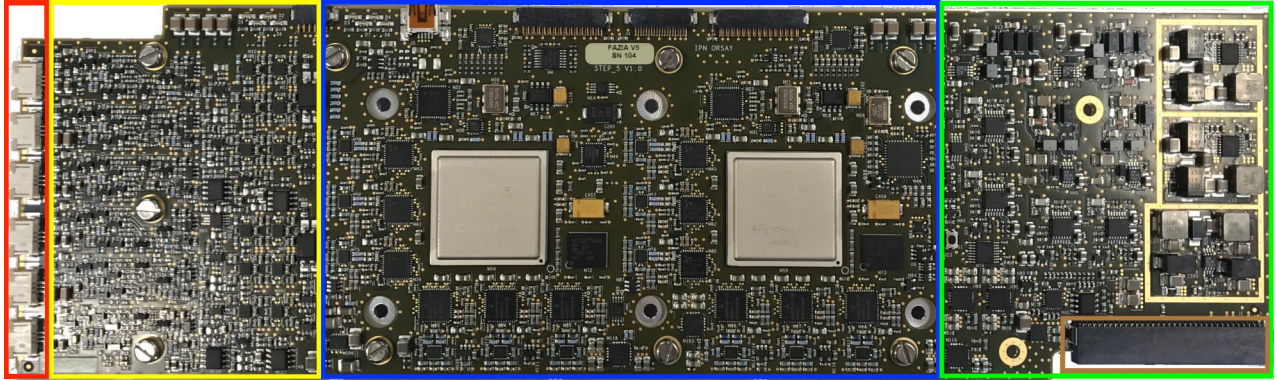


FIGURE 5.9 – Photo d'une carte *FEE* de *Fazia* (version 5.3) sur laquelle les différentes parties principales sont encadrées par différentes couleurs (voir texte pour correspondance des couleurs). Une carte *FEE* a une surface de $299 \times 88 \text{ mm}^2$

- i) les connecteurs des détecteurs (cadre rouge)
- ii) la chaîne analogique (cadre jaune à gauche)
- iii) la chaîne digitale (cadre bleu)
- iv) la zone de génération des hautes tensions (cadre vert)
- v) le connecteur de « fond de panier » (*backplane connector*) (cadre marron)

Nous détaillons rapidement dans la suite l'utilité de chacune des parties identifiées ci-dessus.

i) La connexion entre les six détecteurs gérés par une carte *FEE* se fait à l'aide de câbles en kapton soudés sur les détecteurs, correspondant ici aux six voies (2×3) des deux télescopes.

ii) La chaîne analogique est ici au plus près des détecteurs, afin de minimiser l'altération des signaux lors de leur transmission par les câbles. Chaque détecteur possède alors sa propre chaîne analogique.

Le signal du premier silicium ($\text{Si} - 1$) est divisé en trois signaux après la pré-amplification : le premier est atténué par un facteur 4, le second est amplifié par un facteur 4 et le troisième est dérivé en temps analogiquement afin d'obtenir le signal de courant. Chacun de ces signaux sont respectivement notés QH1 (*high range*, correspondant au petit gain), QL1 (*low range*, correspondant au grand gain) et I1.

Le signal du second silicium $\text{Si} - 2$ est divisé en deux signaux après la pré-amplification : le premier est atténué par un facteur 4 et est noté Q2 tandis que le second est dérivé en temps analogiquement pour obtenir le signal de courant noté I2.

Enfin, le signal du CsI est pré-amplifié puis atténué par un facteur 4 et noté Q3.

Ainsi, la gamme d'énergie accessible est de : 4 GeV pour QH1 et Q2, 250 MeV pour QL1 et 300 MeV équivalent silicium pour Q3.

iii) La chaîne digitale est ici constituée des convertisseurs analogique-numérique, indépendants pour chacun des deux télescopes. La conversion analogique-numérique permet d'obtenir pour ces derniers, les six signaux QH1, QL1, I1, Q2, I2, Q3 numérisés sur 14 *bit*. Cependant, tous ces signaux ne sont pas numérisés à la même fréquence. Les signaux QH1, Q2 et Q3 sont numérisés à une

fréquence de 100 MHz, tandis que les signaux QL1, I1 et I2 sont eux numérisés à une fréquence de 250 MHz.

La chaîne digitale est également composée de deux *FPGA* (*Field-Programmable Gate Array* : circuits intégrés en silicium programmables), un pour chaque télescope. Chaque *FPGA* traite les signaux numérisés à l'aide d'un filtre rapide impliqué dans le système de déclenchement (*trigger*). Ces derniers permettent également de contrôler une grande quantité de paramètres destinés au fonctionnement du détecteur, comme par exemple la fréquence d'échantillonnage ou la longueur de la ligne de base utilisée pour procéder à la soustraction de cette dernière en temps réel.

iv) La zone de génération des hautes tensions permet de produire les tensions de polarisation des détecteurs siliciums. Pour le $\text{Si} - 1$, la carte peut générer une tension comprise entre 0 et 300 V, la tension nominale étant de 140 V. Pour le $\text{Si} - 2$, la carte peut générer une tension comprise entre 0 et 400 V, la tension nominale étant de 290 V. Cette marge de manœuvre au niveau de la plage de tension pouvant être générée par la carte *FEE* permet de procéder à la correction en temps réel de la tension des siliciums afin de conserver un champ électrique constant au cours de l'expérience (cf. section 5.3).

v) Ce dernier point concerne ici le connecteur de fond de panier. Outre les fonctions de communication qu'il permet (entre la carte *FEE* et la *block card* (voir ci-après)), c'est via ce dernier que la tension de polarisations des photo-diodes (permettant la « lecture » de la lumière du CsI) est transmise. Enfin, c'est à l'aide de ce connecteur que l'horloge de synchronisation est distribuée à la carte *FEE*.

5.4.1.2 Les cartes électroniques de « fond de panier »

Comme mentionné ci-avant, trois cartes électroniques de contrôle sont nécessaires en plus des huit cartes *FEE* afin de pouvoir faire fonctionner le bloc : la *half-bridge*, la *power-supply* et la *block-card*.

La *half-bridge* est la carte sur laquelle est branché le câble de 48 V DC arrivant de l'extérieur du bloc. Elle permet de convertir le 48 V DC alimentant le bloc en deux lignes de sortie : une de 22 V DC et une autre de 5,5 V DC. La tension de 5,5 V DC est divisée en deux lignes. La première est utilisée pour alimenter la *block-card* et est équipée d'un circuit permettant de prévenir les surtensions. La seconde ligne alimente les huit cartes *FEE*. Enfin, la ligne de 22 V DC alimente la *power-supply*.

La *power-supply* a pour fonction de produire et de contrôler les tensions utilisées par la *block-card* et les cartes *FEE*. Elle convertit en particulier la tension de 22 V DC qu'elle reçoit de la *half-bridge* en tensions de 13 V DC, -9 V DC, ± 6 V DC. Ces dernières sont utilisées afin d'alimenter les différents composants des cartes *FEE* et de la *block-card*. Notons ici que, comme indiqué précédemment, les photo-diodes permettant la lecture de la lumière produite par les CsI sont alimentées via le *back-plane*. C'est dans la *power-supply* que la tension alimentant ces dernières est générée.

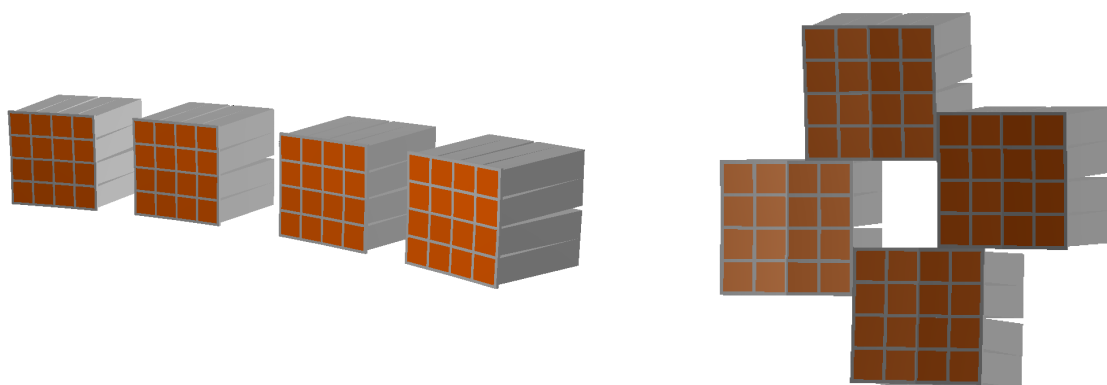
La *block-card* a deux rôles principaux : la transmission des commandes aux cartes *FEE* (*slow-control*) et la récupération des données envoyées par ces dernières. Comme nous l'avons mentionné plus haut, chaque bloc de *FAZIA* communique via deux fibres optiques, qui connectent bloc et la *regional-board* (cf. section 5.4.2). Ces fibres optiques sont branchées sur la *block-card* et l'ensemble des communications entre cette dernière et toutes les autres cartes (cartes *FEE*, *power-supply* et *half-bridge*) se fait via le fond de panier (*backplane board*). Elle construit alors des événements partiels qui sont ensuite envoyés via les fibres optiques à la *regional board*. Enfin, il est important de mentionner ici que la différence entre deux blocs de *FAZIA* au regard de la *regional-board* ne se

fait que par leur identifiant de bloc (*block-ID*). Ce dernier est écrit dans une carte microSD insérée dans la *block-card*. Cette méthode permet alors de substituer un bloc défectueux par un nouveau bloc fonctionnel sans reconfigurer l'ensemble du dispositif expérimental. Il suffit juste d'attribuer au nouveau bloc le même *block-ID* que le précédent. Cet identifiant est donc l'unique façon pour l'ensemble du système de contrôle et commande de faire la différence entre deux blocs.

Après cette présentation des éléments composant un bloc de *FAZIA*, nous présentons dans le paragraphe suivant les éléments permettant l'assemblage de différents blocs dans le même système de détection.

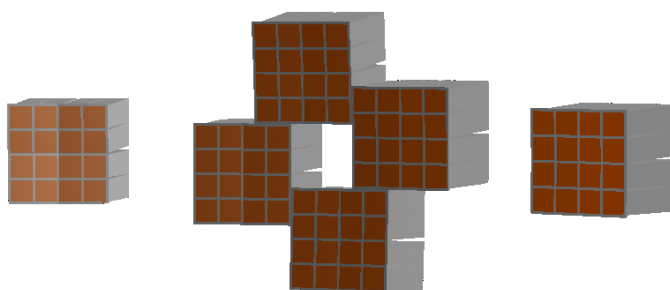
5.4.2 Configuration multi-blocs *FAZIA*

Nous venons de présenter la « brique de base » du multi-détecteur *FAZIA* : le bloc. L'assemblage de plusieurs blocs ensemble permet de réaliser différentes géométries. La figure 5.10 présente les différents agencements utilisés pour les expériences réalisées au *LNS* de Catane pendant la phase de mise en service.



(a) Géométrie de l'expérience *IsoFazia* (Juin 2015).

(b) Géométrie des expériences *FaziaSym* (Décembre 2015) et *FaziaCor* (Mars 2017).



(c) Géométrie de l'expérience *FaziaPre* (Février et Mai 2018).

FIGURE 5.10 – Différents agencements de plusieurs blocs *FAZIA* réalisés pendant les expériences de la phase de mise en service.

5.4.2.1 La *regional-board*

Comme mentionné ci-avant, chaque bloc de FAZIA est connecté à la carte appelée *regional-board*. Cette dernière est une carte de type VME²⁶ de taille 6U (10,5 pouces) et est l'unique carte électronique située hors de la chambre à vide. Les principales tâches de la *regional-board* sont : lire les données provenant de chacun des blocs et former un événement complet, analyser les informations de *trigger* de chacun des blocs et leur renvoyer une validation, gérer les requêtes envoyées par le système de contrôle et commande et la communication avec l'acquisition. Une *regional-board* peut gérer jusqu'à 36 blocs et dans le cas d'une configuration nécessitant plus de 36 blocs, plusieurs *regional-board* peuvent être inter-connectées ensemble.

En plus du *bus VME*, la *regional-board* inclut six connecteurs spéciaux pour la communication avec les blocs, deux connecteurs permettant de contrôler 12 blocs (un connecteur dédié à la transmission des requêtes, l'autre à la réception des réponses). Trois connecteurs SFP²⁷ permettent la communication entre différentes *regional-boards* et également avec l'acquisition. Enfin, quatre connecteurs de type LEMO (*veto in*, *veto out*, *trigger in* et *trigger out*) permettant le couplage du *trigger* de FAZIA avec d'autres détecteurs (cf. section 5.6 pour le couplage de FAZIA avec INDRA).

5.4.2.2 Les logiciels de contrôle et commande, de visualisation et d'acquisition

Les systèmes de contrôle et commande, de visualisation et d'acquisition nécessaires pour le fonctionnement FAZIA ont tous été développés par la collaboration [103, 104] :

- › *fazia-gui* & *fazia-scaler* : logiciels de Contrôle Et Commande (CEC)
- › *fazia-viewer* & *fazia-oscillo* : logiciels de visualisation
- › *FzDAQ* : logiciel d'acquisition

La communication entre les logiciels de contrôle et commande et la *regional-board* se fait via des paquets UDP²⁸. Lorsqu'un des logiciels de contrôle et commande envoie une requête à la *regional-board*, cette dernière la décode et l'analyse afin de vérifier à qui elle est destinée. Si elle est destinée à la *regional-board*, cette dernière exécute la commande et renvoie immédiatement au logiciel une réponse concernant l'état d'exécution de la requête. Si la commande n'est pas destinée à la *regional-board*, cette dernière transmet l'information à tous les blocs via les fibres optiques. Dans tous les cas de figure, la *regional-board* envoie aux logiciels de contrôle et commande une réponse sur l'exécution de la commande, ce qui permet d'avoir la certitude de la bonne prise en compte de cette dernière, quel que soit son état d'exécution.

Les logiciels de visualisation viennent quant à eux lire en « espion » les flux de données entre la *regional-board* et l'acquisition et permettent un contrôle en temps réel du déroulement de l'expérience.

Enfin, l'acquisition est indépendante des systèmes de contrôle et commande et de visualisation. Elle reçoit les événements complets construits par la *regional-board*, les vérifie et construit un fichier structuré basé sur le protocole *Google protocol buffers* [105] et les stocke sur disque dur au format *protocol buffer* (pb).

26. VME : Versa Module Europa.

27. SFP : Small Form-factor Pluggable.

28. UDP : User Datagram Protocol.

5.4.3 Les performances de FAZIA

Après avoir présenté comment peuvent s'assembler différents blocs de FAZIA, nous nous intéressons maintenant aux performances du multi-détecteur. Nous présenterons dans un premier temps les performances au niveau de l'identification des produits de réaction à l'aide de FAZIA, puis nous intéresserons à quelques résultats expérimentaux.

La figure 5.11 présente tous les noyaux identifiés en charge Z et en masse A dans le plan $N - Z$. Cette carte correspond aux produits de réaction identifiés après la phase d'étalonnage de l'expérience *FaziaSym* ($^{48,40}\text{Ca} + ^{48,40}\text{Ca}$ à 35 MeV/nucléon). Tous les noyaux ont ici été identifiés à l'aide de la méthode $\Delta E - E$.

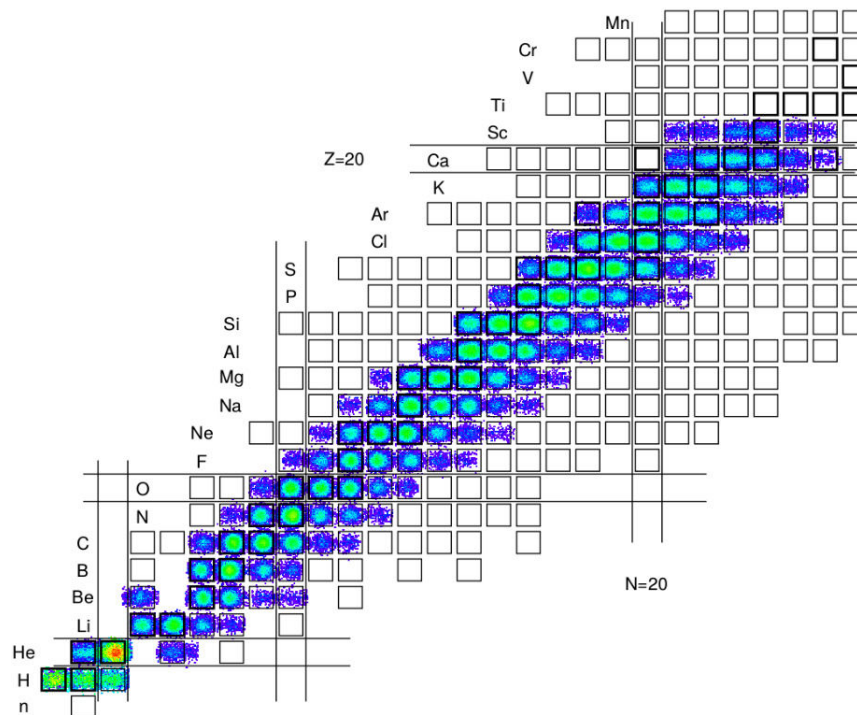


FIGURE 5.11 – Carte des noyaux identifiés dans le plan Z (nombre de charge) vs. N (nombre de neutrons) lors de l'étalonnage et de l'identification de l'expérience *FaziaSym*.

Il est alors possible, à partir des expériences de la phase de mise en service, de produire pour FAZIA un graphe donnant les seuils d'identification en fonction du numéro atomique Z et de l'énergie de la particule. Ce graphe est présenté sur la figure 5.12.

Nous remarquons alors que les seuils d'identification augmentent avec le numéro atomique Z et restent globalement plus élevés que ceux d'*INDRA* (cf. chapitre 1). Cependant, la collaboration FAZIA explore actuellement la possibilité de mettre en oeuvre la technique de l'identification par temps de vol [106] qui permettrait de réduire ces seuils d'identification.

Les performances d'identification de FAZIA et le petit angle solide de ses détecteurs permettent d'accéder à des techniques d'analyses ne pouvant pas forcément être utilisées dans le cadre des multi-détecteurs de génération précédente. L'exemple le plus simple est l'utilisation des corrélations entre les produits de la réaction nucléaire. Cette méthode d'analyse nécessite une bonne identifica-

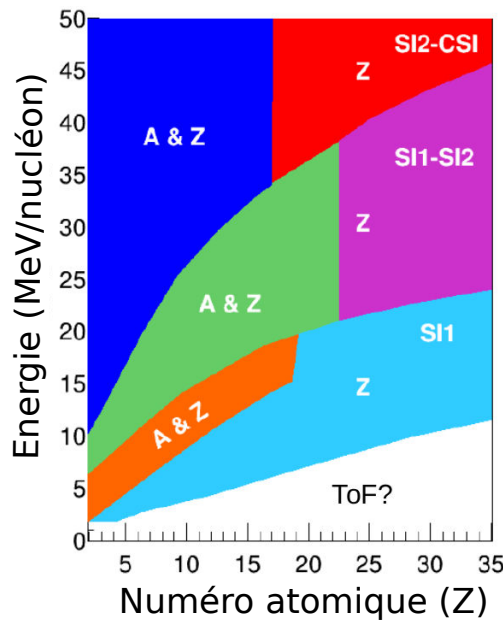


FIGURE 5.12 – Seuils d’identification en énergie en fonction du numéro atomique Z du produit détecté. Toutes les méthodes utilisables avec le multi-détecteur *FAZIA* y sont indiqués [101].

tion des noyaux étudiés, une bonne mesure de leurs énergies, mais également une reconstruction la plus précise possible de leurs caractéristiques cinématiques (vitesse et angles d’émission). L’ensemble des données utilisées pour procéder à la reconstruction de ces spectres proviennent de l’expérience *FaziaCor* (^{20}Ne , $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$ à 25, 50 MeV/nucleon).

La figure 5.13a présente le spectre d’énergie d’excitation du ^{12}C . Ce dernier est reconstruit à partir de trois particules α détectées en coïncidence ($^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$). Nous pouvons observer sur le spectre deux pics distincts à 7,65 MeV et 9,64 MeV. Le premier correspond au bien connu état résonant de Hoyle du ^{12}C (second état excité), tandis que le second pic correspond au troisième état excité.

La figure 5.13b présente le spectre d’énergie d’excitation du ^{10}B , reconstruit à l’aide de la corrélation entre un ^6Li et un α ($^{10}\text{B}^* \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha$). Nous pouvons alors observer sur cette dernière deux pics distincts à 4,77 MeV et 6,56 MeV, ainsi que deux groupements (A et B) de trois pics dont les énergies (5,11 - 5,16 - 5,18 MeV pour A et 5,92 - 6,02 - 5,13 MeV pour B) sont trop proches pour pouvoir être discernés.

Nous présentons sur la figure 5.13c le spectre d’énergie d’excitation du ^{19}Ne reconstruit à l’aide de la détection et de l’identification d’un ^{15}O et un α ($^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + \alpha$). Nous pouvons alors observer quatre groupements de pics : A,B,C,D. Le deux premiers groupements contiennent cinq pics, le troisième est lui composé de six pics et enfin le quatrième est lui la somme de plus d’une dizaine de pics. Le fait que tous ces pics soient proches ne permet pas une bonne séparation de ces derniers, mais nous pouvons cependant observer des sous-structures reflétant ces derniers.

De manière générale, nous observons que le dispositif expérimental permet une bonne reconstruction de ces spectres d’énergie d’excitation, ceci grâce au petit angle solide des détecteurs de *FAZIA*, qui permet d’obtenir une très bonne résolution angulaire et conduit donc à une meilleure reconstruction des vecteurs vitesses. Nous remarquons également que la largeur des pics augmente avec l’énergie d’excitation, ce qui est complètement expliqué par le fait que la résolution en énergie

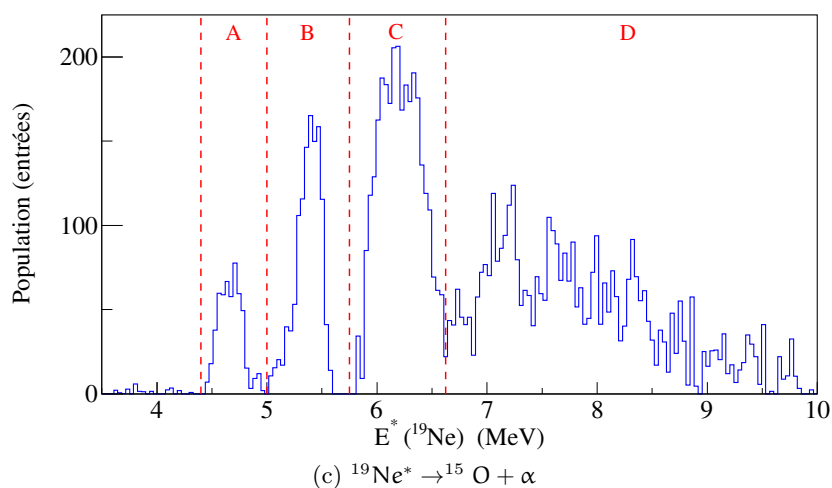
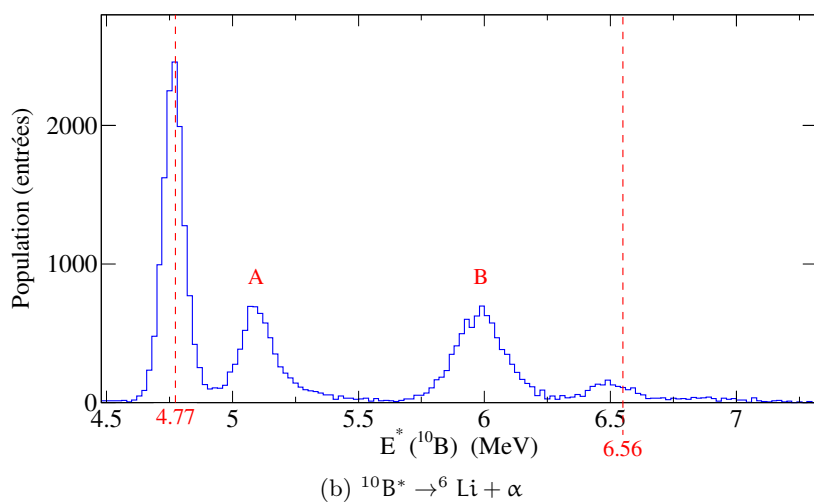
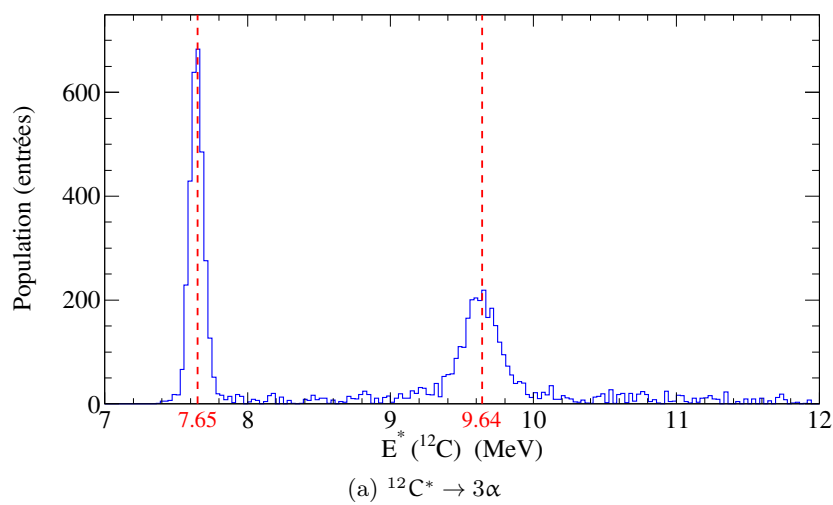


FIGURE 5.13 – Spectres d'énergies d'excitation du $^{12}\text{C}^*$, $^{10}\text{B}^*$ et $^{19}\text{Ne}^*$ reconstruits à partir de corrélations réalisées dans le cadre de l'expérience *FaziaCor*. Résultats préliminaires [107].

du dispositif expérimental se dégrade lorsque l'énergie augmente. Cependant cette dernière reste tout à fait acceptable, notamment si nous prenons l'exemple du carbone (cf. 5.13a) pour lequel la largeur mesurée du premier pic est ici d'environ 115 keV et celle du second est de l'ordre de 300 keV, soit respectivement des incertitudes relatives en énergie de 1,5 % et 3 %. Enfin, notons que dans le cas du néon (cf. 5.13c, seul un multi-détecteur comme FAZIA peut conduire à un tel résultat, la reconstruction du spectre étant conditionnée par l'identification du ^{15}O . Une telle analyse n'est par exemple pas possible avec INDRA du fait de la limitation de l'identification des produits de réaction aux isotopes du béryllium.

Enfin, la figure 5.14 présente l'évolution du rapport N/Z du quasi-projectile en fonction de la charge de ce dernier.

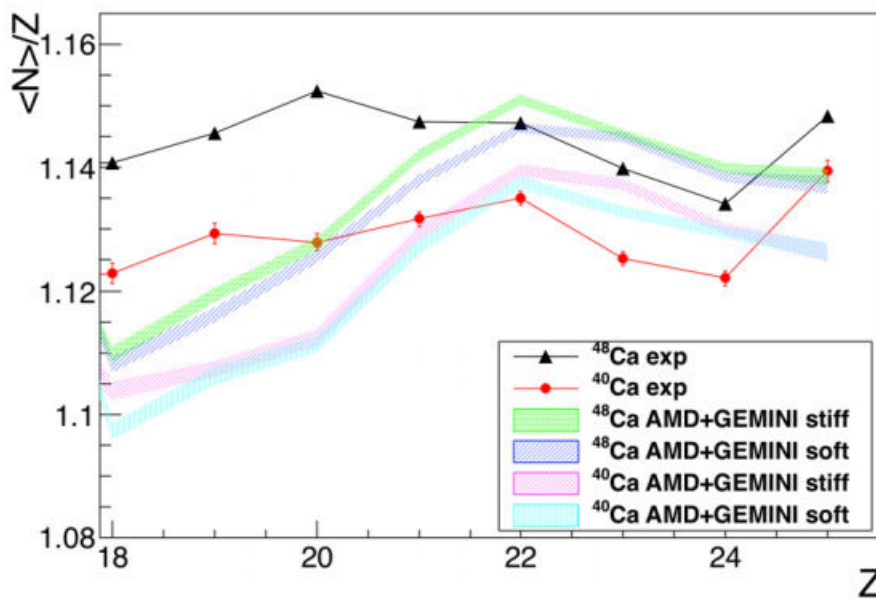


FIGURE 5.14 – Évolution du rapport N/Z moyen du quasi-projectile en fonction de la charge Z de ce dernier. Les points correspondent aux données expérimentales sur les cibles de $^{40,48}\text{Ca}$ tandis que les zones hachurées correspondent elles à des calculs (*asy-stiff* et *asy-soft*). Ces données correspondent à l'expérience *IsoFazia* ($^{80}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$ à 35 MeV/nucléon). Figure issue de [108].

Nous pouvons remarquer que les performances d'identification de FAZIA permettent dans ce cas de déterminer précisément le nombre de neutrons du quasi-projectile, ce qui n'était pas le cas pour les multi-détecteurs de la génération d'INDRA. Il est alors possible de suivre l'évolution du contenu en isospin du quasi-projectile et de manière plus générale des fragments. Cette possibilité permet alors une comparaison plus exhaustive avec des modèles dans lesquels tout est parfaitement connu, comme dans le cas de la figure 5.14 où une comparaison avec le modèle AMD (*AMD* : *Anti-symmetrized Molecular Dynamic*) est effectuée avec des paramétrisations *soft* et *stiff* de l'équation d'état de la matière nucléaire.

Avant de pouvoir réaliser des analyses physiques sur les résultats des expériences, il est absolument nécessaire de procéder à l'étalonnage des détecteurs et à l'identification des produits de la réaction. Pour cela, il a été développé au sein de la collaboration FAZIA une nouvelle méthode permettant de réaliser l'étalonnage des détecteurs, mais également l'identification des produits de

réaction. Cette nouvelle méthode est présentée dans la section suivante.

5.5 *Advanced Mass Identification (AMI)* : Étalonnage et identifications dans les télescopes de *FAZIA*

Une technique d'étalonnage bien connue en physique nucléaire et notamment lors de l'utilisation de détecteurs sous forme de télescopes consiste à utiliser les matrices $E - \Delta E$. À l'aide des tables de pertes d'énergie dans la matière, il est ainsi possible d'identifier un noyau grâce à son dépôt d'énergie ΔE dans le premier détecteur et l'énergie résiduelle dans le second détecteur. La méthode *Advanced Mass Estimation (AME)* développée par O. LOPEZ et M. PÂRLOG [109] est basée sur l'utilisation d'une formulation donnant la réponse en signal collecté (signal de charge pour les détecteurs siliciums, ou de lumière pour les scintillateurs CsI(Tl)) pour une particule de charge Z , de masse A et d'énergie donnée. Cette approche a permis d'améliorer l'estimation de la masse des produits de la réaction dans le cadre des données acquises avec le multi-détecteur *INDRA*. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment *INDRA* a des capacités limitées concernant l'identification en masse, ce qui a amené à développer *FAZIA*.

Nous présentons dans cette partie la méthode *Advanced Mass Identification (AMI)* [110] développée pour le multi-détecteur *FAZIA*. Cette méthode consiste à tracer sur une carte $\Delta E - E$ un certain nombre de lignes pour lesquelles le Z et le A sont bien identifiés par l'utilisateur. Une procédure itérative basée sur une formulation possédant quatre paramètres (introduite ci-après) est ensuite entamée afin de minimiser la distance entre l'ajustement et les données expérimentales. Une fois que la procédure a convergé, nous obtenons alors les paramètres d'étalonnages des détecteurs ainsi que l'identification en charge Z et en masse A des produits de réaction.

Nous allons dans un premier temps présenter la description théorique permettant de lier la charge Z , la masse A et l'énergie E d'un noyau au signal qu'il dépose dans un détecteur semi-conducteur (e.g. Si) ou un scintillateur (e.g. CsI(Tl)). Nous nous intéresserons ensuite à la méthode *AMI* et à son fonctionnement pratique. Enfin, nous concluons quant aux résultats de l'application de cette méthode sur des données acquises à l'aide du multi-détecteur *FAZIA* lors des expériences réalisées durant la phase de mise en service.

5.5.1 Formalisme de la collection de charge ou de lumière dans les détecteurs silicium ou iodure de césium

Les détecteurs composant les télescopes de *FAZIA* sont comme mentionné précédemment des cristaux de silicium et d'iodure de césium. L'étude menée par M. PÂRLOG *et al.* dans les références [13, 14] sur la réponse en lumière des scintillateurs CsI(Tl) peut être également utilisée dans le cadre des cristaux de silicium [12], le processus d'interaction entre la particule incidente et le cristal étant identique quel que soit le détecteur. Nous rappelons à l'aide de l'équation (5.1) l'expression du signal collecté aux bornes du détecteur après le passage ou l'arrêt d'un noyau de charge

Z, de masse A et d'énergie E dans le détecteur [13] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}(E) = & \alpha_G \int_0^{E_\delta} \frac{1}{\alpha_R S_e(E)} \cdot \ln \left(1 - \frac{\alpha_R S_e(E)}{1 + \alpha_R S_e(E) + \alpha_n S_n(E)} \right)^{-1} \cdot \frac{dE}{1 + \frac{S_n(E)}{S_e(E)}} \\
& + \alpha_G \int_{E_\delta}^{E_0} \frac{1 - \mathcal{F}(E)}{y(E) \alpha_R S_e(E)} \cdot \ln \left(1 - \frac{y(E) \alpha_R S_e(E)}{1 + \alpha_R S_e(E) + \alpha_n S_n(E)} \right)^{-1} \cdot \frac{dE}{1 + \frac{S_n(E)}{S_e(E)}} \\
& + \alpha_G \int_{E_\delta}^{E_0} \frac{\mathcal{F}(E) dE}{1 + \frac{S_n(E)}{S_e(E)}}
\end{aligned} \quad (5.1)$$

Ici S_n et S_e représentent respectivement les pouvoirs d'arrêts spécifiques nucléaire et électronique d'un noyau de charge Z, de masse A et d'énergie E. La quantité $\mathcal{F} = \frac{S_\delta}{S_e}$ représente la fraction de la perte d'énergie déposée en dehors de la colonne primaire par les électrons δ ²⁹. Enfin, nous définissons les quantités $y(E)$ et E_δ : $y(E) = \frac{1 - \mathcal{F}(E) \alpha_R S_e(E)}{1 + \alpha_n S_n(E) + \alpha_R S_e(E)}$ et $E_\delta = A \times e_\delta$.

La relation (5.1) comporte ainsi quatre paramètres ; α_G , α_R , α_n et e_δ où :

- › α_G est le paramètre de gain permettant de faire la conversion entre le signal collecté aux bornes du détecteur et l'énergie correspondant à ce dernier,
- › α_R est le paramètre quantifiant la recombinaison de charge,
- › α_n est le paramètre quantifiant la contribution de la composante nucléaire du pouvoir d'arrêt,
- › e_δ est le paramètre correspondant à l'énergie par nucléon au-delà de laquelle l'impact des électrons δ sur le signal collecté est pris en compte.

Comme nous l'avons précédemment mentionné, bien qu'initialement développée pour décrire la collection de lumière dans les scintillateurs CsI(Tl), cette paramétrisation peut également être appliquée aux détecteurs siliciums [12]. Cependant, les paramètres présentés ci-dessus n'auront pas les mêmes valeurs.

En effet, le paramètre de recombinaison α_R sera beaucoup plus grand dans le cas du scintillateur CsI(Tl) que dans celui du semi-conducteur Si ; cela est dû au champ électrique qui est appliqué aux bornes du détecteur silicium. Le champ fait naturellement dériver les électrons e^- et les trous h^+ dans des directions différentes ce qui réduit fortement les interactions entre ces derniers et donc la probabilité de recombinaison.

Il est également important de préciser ici que dans le cadre de l'utilisation de la relation (5.1) pour la description du signal aux bornes d'un silicium, le paramètre α_n est pris égal à 0. En effet, ce paramètre prend en compte la composante nucléaire du pouvoir d'arrêt qui correspond à l'interaction entre la particule incidente et les noyaux du milieu détecteur. Dans le cas du CsI(Tl), l'énergie de cette interaction peut alors être transmise au réseau cristallin sous la forme de phonons, ce qui entraîne la vibration de ce dernier et la possible émission de photons du milieu détecteur, contribuant au signal lumineux final. Or, dans le silicium le signal collecté n'est pas lumineux mais électrique ce qui implique donc que si il y a une transmission d'énergie sous forme de phonons, l'émission de lumière ou l'élévation de température consécutive ne sera pas détectée, ce qui justifie d'ignorer cette contribution nucléaire.

²⁹. Les électrons δ sont des électrons secondaires possédant suffisamment d'énergie pour s'échapper de la colonne d'ionisation primaire et ioniser à leur tour le milieu détecteur, contribuant alors au signal collecté. Le pouvoir d'arrêt spécifique électronique se décompose alors comme la somme de la composante primaire S_p et de la composante des électrons δ S_δ et nous avons $S_e = S_p + S_\delta$.

Nous sommes alors en mesure à l'aide de la relation (5.1) de procéder à l'étalonnage et à l'identification des produits de la réaction. Dans le cadre de *FAZIA*, cette méthode peut s'appliquer aux matrices $E - \Delta E$ Si - Si et Si - CsI (Tl). La section suivante présente la méthode mise en place basée sur cette relation.

5.5.2 Mise en place de la méthode *AMI*

La relation (5.1) n'est pas analytique et oblige à mettre en place une procédure numérique d'intégration afin d'être résolue. Nous présentons ici la méthode mise en oeuvre dans le cadre de la procédure *Advanced Mass Identification (AMI)*. La relation (5.1) contient intrinsèquement la dépendance en charge Z en masse A et en énergie E au travers des pouvoirs d'arrêts S_e et S_n (les tables de pertes d'énergies *VEDALOSS* sont utilisées dans *AMI* [111]). La méthode consiste ici à utiliser une procédure itérative basée sur un ajustement multi-paramétrique de la fonctionnelle (5.1) sur un ensemble de lignes d'identification préalablement tracées par l'utilisateur. Nous détaillons ci-dessous les étapes conduisant au résultat de l'étalonnage et de l'identification.

La première étape consiste à tracer un ensemble de lignes d'identification sur les matrices $E - \Delta E$ où les charges Z et les masses A des noyaux sont clairement identifiables. Dans le cadre du détecteur *FAZIA* et en fonction du couple projectile/cible utilisé pour la réaction, il est généralement possible de tracer ces grilles sans ambiguïté depuis les isotopes de l'hydrogène ($Z = 1$) jusqu'aux isotopes du silicium ($Z = 14$). Pour chaque isotope, une ligne est tracée et la masse A correspondante est alors attribuée par l'utilisateur. La figure 5.15 présente dans le cas de l'expérience *FaziaCor* (pour le télescope 132) la grille tracée (points et lignes magenta sur les données expérimentales dans le cas d'une matrice $E - \Delta E$ entre les deux siliciums).

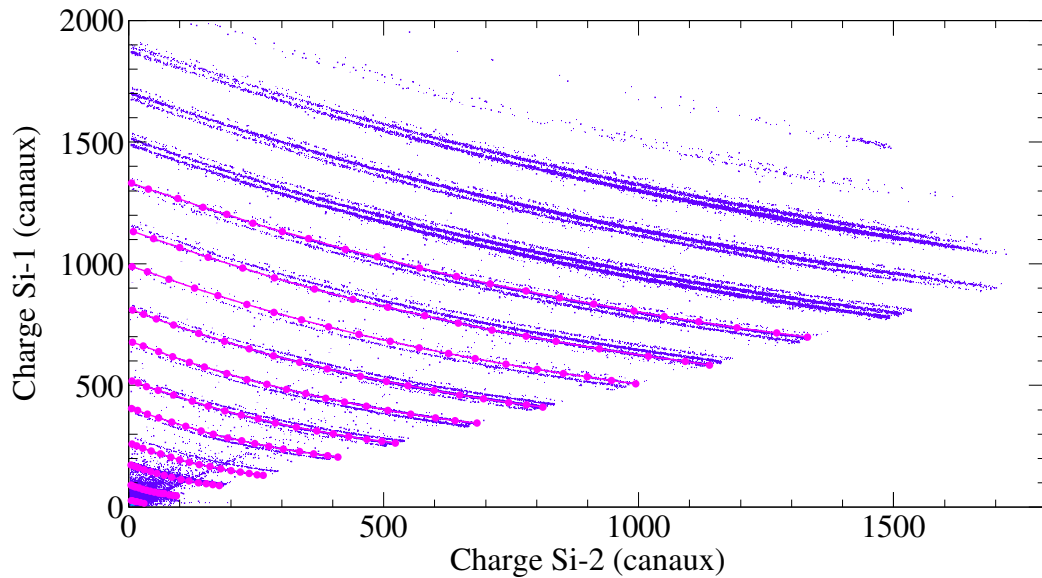


FIGURE 5.15 – Situation initiale de la procédure *AMI* où nous observons sur les données du télescope 132 de l'expérience *FaziaCor* la grille tracée par l'utilisateur (points et lignes magenta).

La seconde étape de la procédure consiste à ajuster l'axe Oy de la matrice utilisée, soit l'étalonnage du détecteur ΔE (Si1 dans le cas présenté ici). Le premier point de chaque ligne permet de réaliser un premier étalonnage du détecteur ΔE . Il correspond en effet à l'énergie nécessaire à la particule afin de traverser le premier détecteur. Les valeurs des paramètres issus de ce pré-étalonnage

servent de point de départ pour l’ajustement multi-paramétrique sur les axes Ox et Oy . Dans le cas de l’étalonnage des matrices $Si - Si$ (resp. $Si - CsI$) huit (resp. neuf) paramètres varient au cours de la procédure : les trois ou quatre paramètres de la fonctionnelle (5.1) ($a_n = 0$ dans le cadre des matrices $Si - Si$) ainsi qu’un paramètre de piédestal sur chacun des deux axes. Chacun de ces paramètres est ajusté au cours de la procédure, la contrainte provenant de l’ensemble des lignes tracées par l’utilisateur à l’étape précédente. Une fois que la procédure a convergé, nous sommes en possession des valeurs numériques pour chacun des paramètres de la fonctionnelle, soit les courbes d’étalonnage des siliciums et du scintillateur à iodure de césium. Le tableau 5.1 indique les résultats obtenus pour l’étalonnage du télescope 132 dans le cadre de l’expérience *FaziaCor*.

| Paramètre | Si - 1 (ΔE) | Si - 2 (E_{res}) |
|--|-----------------------|-----------------------|
| a_G (sans unité) | 3,94 | 3,84 |
| a_r ($eV^{-1} \cdot 10^{15} \text{atomes}^{-1} \text{cm}^2$) | $1,33 \times 10^{-1}$ | $1,03 \times 10^{-4}$ |
| a_n (MeV/nucléon) | 0 | |
| e_S ($eV^{-1} \cdot 10^{15} \text{atomes}^{-1} \text{cm}^2$) | $6,10 \times 10^{-4}$ | $1,00 \times 10^{-3}$ |
| χ^2/n_{dl} | 0,60 | |

TABLE 5.1 – Valeurs des différents paramètres de la procédure d’ajustement dans le cas de l’exemple sur le télescope 132 de l’expérience *FaziaCor*.

Comme mentionné précédemment, le paramètre a_r est petit ($a_r \ll 1$), indiquant que nous n’avons pas de recombinaison notable pour les détecteurs siliciums et donc potentiellement peu de *Pulse Height Defect* [12]. La valeur du seuil de production d’électron δ est aussi très faible et indique que nous récupérons l’ensemble de ceux-ci, indépendamment de leur énergie.

La troisième étape de la procédure consiste en l’extrapolation de la fonctionnelle aux isotopes dont le nombre de charge Z n’a pas été contraint par l’ajustement. Cette extrapolation est alors réalisée jusqu’à la valeur de Z la plus importante observée sur la matrice, comme cela est montré sur la figure 5.16 où elle a été réalisée jusqu’à $Z = 16$ et permet l’identification de tous les produits de réaction. Notons ici qu’il existe une limite (calculée à l’aide de la relation (5.1) [112]) sur le nombre d’isotopes pouvant être identifiés, correspondant au nombre maximal de lignes de même Z mais de A différent, sans recouvrement entre les noyaux $Z - 1$ et $Z + 1$. Ainsi il sera possible d’identifier autour du noyau (Z, A) , les isotopes $(Z, A \pm 3)$, $(Z, A \pm 2)$ et $(Z, A \pm 1)$, soit de l’ordre de 7 à 9 isotopes. Vient ensuite la procédure de linéarisation des données selon les lignes obtenues par l’ajustement et l’extrapolation de la grille. Cette étape permet alors d’obtenir comme le montre la figure 5.17a, la distribution des noyaux (Z, A) produits lors de la réaction, avec une très bonne résolution sur le nombre de masse, à savoir moins d’une à deux unités en fonction de la qualité de fonctionnement des détecteurs. Les noyaux sont ici identifiables grâce au *Particle Identifier (PID)* calculé ici comme : $PID = 8Z + A$. Il est ensuite possible, après la déconvolution sous la forme d’une somme de 7 à 9 gaussiennes, d’accéder aux taux de production de chacun des isotopes, ainsi qu’à l’incertitude sur le nombre de masse A comme le montre la figure 5.17b. Nous pouvons voir sur cette dernière que la séparation des masses est possible : dans le cas présenté les incertitudes correspondantes sont faibles.

La méthode *AMI* que nous venons de présenter a donc l’avantage de permettre l’étalonnage et l’identification en même temps, ce qui n’est généralement pas le cas dans les autres méthodes utilisées. De plus, la formulation (5.1) étant intrinsèquement dépendante de Z et de A , si la charge et la masse associées aux lignes servant de point de départ à la procédure ne sont pas correctement assignées, le résultat de l’ajustement ne sera pas bon. Ceci permet donc d’assurer une bonne initiali-

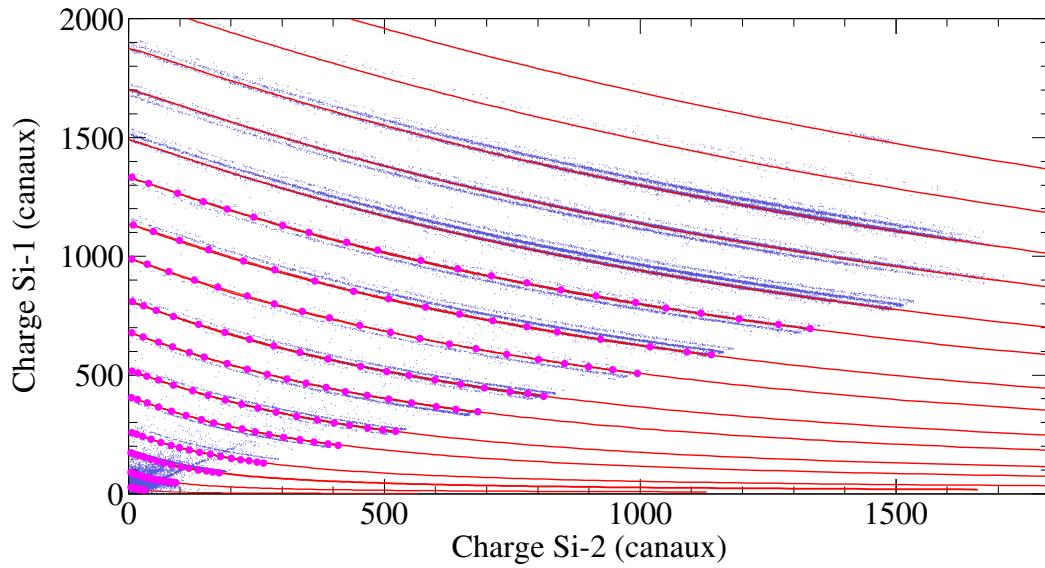


FIGURE 5.16 – Résultats de la procédure d’ajustement multi-paramétrique *AMI* sur les données du télescope 132 de l’expérience *FaziaCor*. Les points magenta correspondent à la grille de départ tracée par l’utilisateur et les lignes rouges correspondent aux courbes $E - \Delta E$ calculées avec les résultats de la procédure.

sation de l’ajustement multi-paramétrique. Enfin, mentionnons ici que dans le cas d’une expérience où le projectile et la cible sont riches en neutrons, un recouvrement est possible entre les masses de l’isotope Z et de l’isotope $Z + 1$. Il est alors nécessaire d’appliquer de nouvelles conditions afin d’affiner l’identification, comme sur le temps de vie des produits de la réaction par exemple (ont-ils le temps d’atteindre les détecteurs?).

Notons ici que le seul détecteur présent dans les deux cas lors de l’étalonnage est le second silicium. Toutes les applications de la méthode *AMI* ont conduit dans le cas de ce détecteur à l’obtention de paramètres compatibles lors de l’étalonnage des cartes $\Delta E - E$ Si1 – Si2 ou Si2 – CsI.

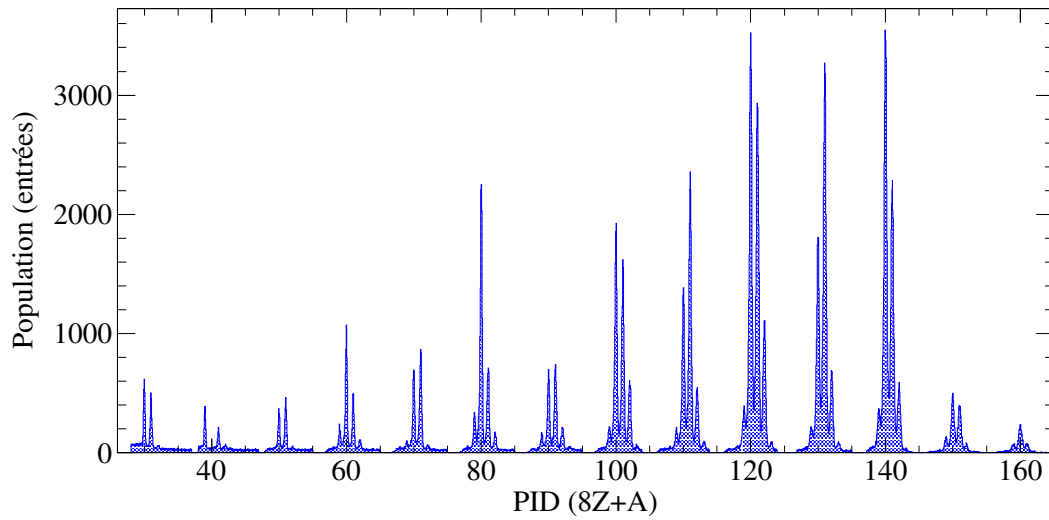
5.5.3 Corrélations entre les paramètres de la fonctionnelle

Nous nous intéressons ici aux corrélations pouvant exister entre les différents paramètres de la relation (5.1). Pour cette étude, nous utilisons les résultats de la procédure *AMI* obtenus lors de l’étalonnage de l’expérience *FaziaSym*. Les corrélations sont ici calculées pour chacun des étages de détection (Si, Si et CsI(Tl)). Nous avons alors pour le second silicium deux matrices disponibles. La première provient du calcul des corrélations dans le cadre de l’étalonnage à l’aide des matrices Si – Si, tandis que la seconde correspond aux résultats de l’étalonnage pour les matrices Si – CsI(Tl).

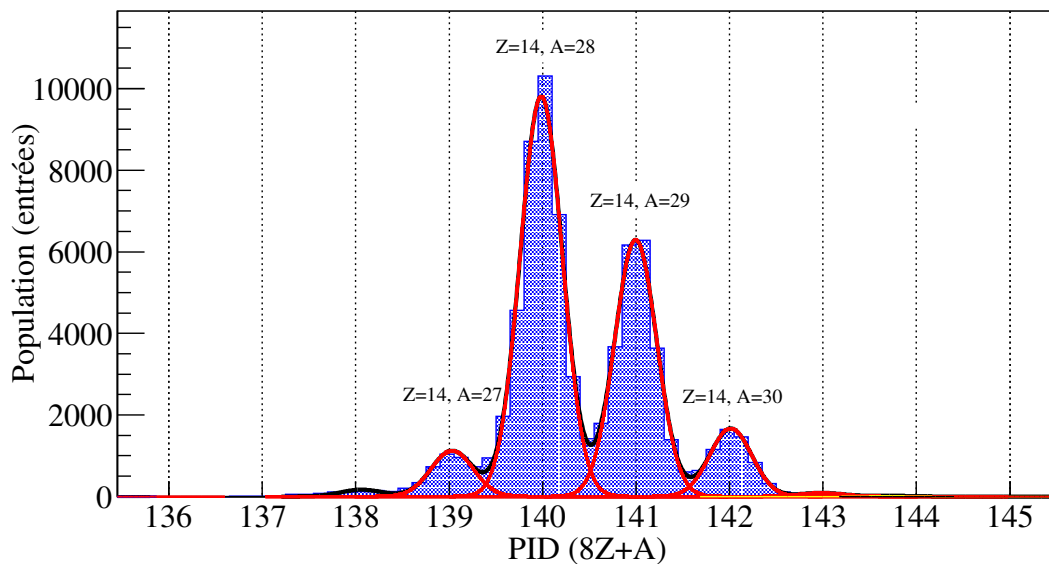
La figure 5.18 présente les matrices de corrélations obtenus pour chacun des quatre paramètres de la fonctionnelle.

Les bandes blanches dans les panneaux a), b) et c) correspondent au cas des siliciums pour lesquels le paramètre α_n est nul.

Nous nous intéressons tout d’abord aux deux détecteurs silicium dans lesquels nous pouvons observer que les paramètres α_R et e_δ sont faiblement corrélés quel que soit leur mode de fonc-



(a) Résultats de la procédure de linéarisation des isotopes du lithium $Z = 3$ aux isotopes du soufre $Z = 16$.



(b) Exemple de déconvolution des masses sur les isotopes du silicium $Z = 14$.

FIGURE 5.17 – Résultats de la procédure de linéarisation entre les isotopes du lithium et du soufre, ainsi qu'un agrandissement sur les isotopes du silicium pour montrer la déconvolution des masses.

tionnement (en transmission (ΔE) ou en arrêt E_{res}). En effet, la tension appliquée aux bornes du détecteur permet la dérive des électrons et des trous dans des directions différentes, ce qui réduit la probabilité de recombinaison. Nous pouvons cependant remarquer que lorsque le second silicium ne fonctionne pas en transmission mais en « arrêt » la corrélation entre les paramètres α_R et e_δ est plus importante, ce qui peut être expliqué par la présence du pic de *Bragg* qui entraîne un dépôt d'énergie important et donc une génération plus importante d'électrons et de trous dans une zone restreinte du détecteur.

L'observation faite précédemment dans le cas du second silicium fonctionnant en mode « arrêt » est compatible au regard de la corrélation entre les paramètres α_G et α_R . Dans ce cas, le paramètre

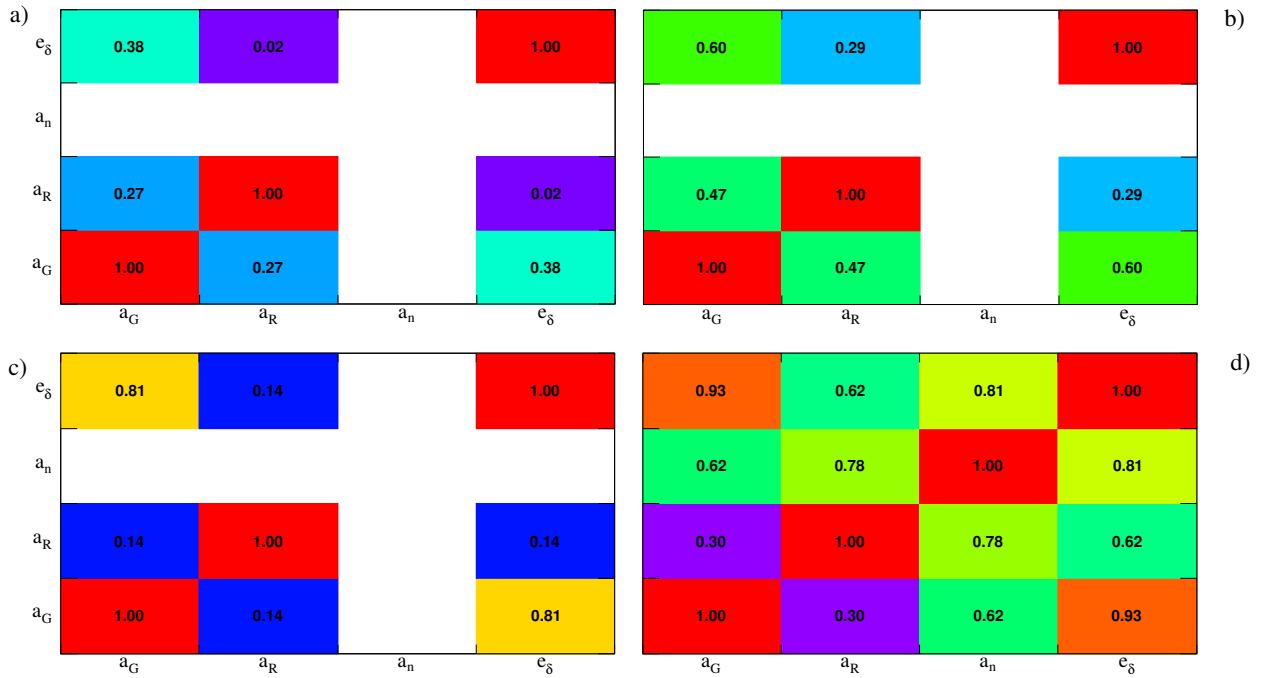


FIGURE 5.18 – Matrices de corrélations des paramètres de la relation (5.1) après la procédure d'étalonnage de l'expérience *FaziaSym*. (Panneau a)) Matrice Si – Si : Si – 1. (Panneau b)) Matrice Si – Si : Si – 2. (Panneau c)) Matrice Si – CsI : Si – 2. (Panneau d)) Matrice Si – CsI : CsI. La troisième dimension (couleur) correspond au coefficient de corrélation, compris entre 0 et 1.

a_R joue un rôle plus important sur la valeur du gain a_G car la collection de charge est modifiée à cause de la recombinaison des électrons et des trous. En revanche, dans les cas où les siliciums fonctionnent en mode transmission, la corrélation entre les paramètres a_G et a_R est faible car la recombinaison est moins probable dans le cas où la particule ne fait que traverser le détecteur sans s'arrêter. Ceci est lié au fait que la génération des électrons et des trous se fait de manière plus uniforme le long du parcours de la particule et non dans une zone réduite.

Enfin, mentionnons ici que dans le cas des détecteurs siliciums, la corrélation entre les paramètres a_G et e_δ augmente lorsque le premier silicium fonctionne en mode ΔE et le second en mode E, puis lorsque ce dernier fonctionne en mode ΔE . Cet effet peut être interprété comme lié à l'énergie de la particule traversant le détecteur : plus l'énergie de la particule est élevée, plus la production des électrons δ devient grande. Il faudrait ici procéder à une étude en fonction de la charge Z de la particule afin d'observer des effets plus fins, ce qui peut être une possibilité dans la suite des développements liés à la méthode *AMI*.

Nous observons maintenant les corrélations entre les quatre paramètres de la formulation dans le cas du scintillateur CsI (Tl). La première observation importante est la très forte corrélation entre les paramètres a_G et e_δ . Il est tout à fait normal d'observer une telle corrélation car les électrons δ emportent de l'énergie qui n'est pas transmise au réseau cristallin, ce qui réduit alors la quantité de lumière générée. Ceci nous permet ici également de mentionner la corrélation élevée entre les paramètres e_δ et a_R . En effet dans le cas du scintillateur, il n'y a pas de tension appliquée au détecteur, ce qui n'entraîne pas de séparation entre les électrons et les trous et favorise alors la recombinaison entre ces derniers.

La faible corrélation entre le paramètre de gain α_G et le paramètre de recombinaison α_R est tout à fait logique devant le mode de transmission de l'information dans le cadre d'un scintillateur. C'est en effet la lumière qui est utilisée dans le scintillateur, cette dernière n'étant pas du tout impactée par les recombinaisons des électrons et des trous.

La corrélation entre les paramètres α_G et α_n est également notable, ce qui dans ce cas précis se comprend par la transmission d'énergie de la particule incidente au réseau cristallin du scintillateur. Ce dernier en se désexcitant va alors émettre de la lumière, participant ainsi au signal collecté. Concernant la corrélation entre α_n et α_R , ces derniers rendant compte respectivement des pouvoirs d'arrêts nucléaire et électronique, il apparaît normal qu'ils agissent dans le même sens. Il serait néanmoins intéressant de comprendre dans quelle mesure le paramètre α_R (resp. α_n) influence α_n (resp. α_R) car ces derniers concernent des domaines d'énergies différents [13, 14].

Enfin, il reste la corrélation entre les paramètres ϵ_δ et α_n pour laquelle une étude plus approfondie doit être menée afin de comprendre pourquoi elle apparaît si corrélée.

La méthode *AMI* a l'avantage de permettre de procéder à l'étalonnage des détecteurs et à l'identification des produits de la réaction au sein d'une seule et même procédure. Cette méthode sera utilisée dans le cadre du couplage des multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA* pour la phase expérimentale du démonstrateur *FAZIA* au *GANIL* entre 2019 et 2022. Il est également envisageable d'utiliser de nouvelles techniques pour procéder à ce travail d'étalonnage et d'identification, basées sur une automatisation complète de la procédure d'identification [113] ou sur l'utilisation de réseau neuronaux dans le cadre de l'identification par l'analyse en forme des signaux [114].

5.6 Le couplage des multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA*

La dernière partie de ce chapitre est dédiée à la présentation du couplage entre les multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA*. Comme nous avons pu le constater précédemment, le développement du multi-détecteur *FAZIA* a été initié afin de permettre l'identification en charge *Z* et en masse *A* des produits de la réaction, ce qui n'était pas possible avec *INDRA*. Cependant, la version démonstrateur de *FAZIA* (12 blocs) n'a pas une couverture angulaire suffisante pour permettre des sélections plus exclusives, comme à l'aide du paramètre d'impact par exemple. C'est pourquoi la partie « arrière » de *INDRA* est conservée, *FAZIA* remplaçant la partie avant. Nous présenterons brièvement dans un premier temps la mécanique du couplage entre *INDRA* et *FAZIA*, avant de présenter le couplage des acquisitions.

5.6.1 Couplage mécanique

Le démonstrateur de *FAZIA* utilisé dans le cas du couplage correspond à une configuration « mur » de 12 blocs. Ces derniers couvrent les angles polaires allant de $1,5^\circ$ à 14° et la structure les supportant (organisée en quatre triplets) est placée à une distance de 1 m de la cible (à la place des cinq premières couronnes d'*INDRA*). Les couronnes 6 à 17 d'*INDRA* complètent le dispositif de détection (de 14° à 176°), permettant ainsi de couvrir jusqu'à 80 % de l'angle solide. Notons également que dans le cas de ce couplage, les télescopes d'*INDRA* des couronnes couvrant les angles polaires de 14° à 45° seront équipés de détecteurs siliciums d'une épaisseur de 150 μm . Ce remplacement permettra alors de pousser les gains des pré-amplificateurs de ces siliciums au maximum (les signaux seront alors plus petits) et d'améliorer la résolution, permettant ainsi une identification isotopique jusqu'à $Z = 8$ dans *INDRA*. La figure 5.19 présente le dispositif expérimental qui sera prochainement installé dans la chambre à réaction d'*INDRA*, sur l'aire expérimentale D5 au *GANIL*.



FIGURE 5.19 – Dessin technique du couplage entre les multi-détecteur *INDRA* (sur la gauche) et *FAZIA* (sur la droite) dans la chambre à réaction de *INDRA*, installé sur l’aire expérimentale D5 au *GANIL*.

5.6.2 Couplage des acquisitions

Le couplage de ces deux multi-détecteurs conduit aussi au couplage des acquisitions de ces derniers. Pour cela, le module *VXI CENTRUM* développé au *GANIL* est utilisé afin de corréliser les évènements détectés dans chacun des deux multi-détecteurs. Chacune des deux acquisitions est connectée à ce module servant alors d’horloge commune (fonctionnement en mode marqueur de temps : *timestamp*).

La figure 5.20 présente le chronogramme d’acquisition des données dans la configuration de couplage dite semi-autonome d’*INDRA* et de *FAZIA*. La flèche violette *INDRA* correspond à la première particule détectée dans *INDRA*, ouvrant alors la *fenêtre de coïncidence FC* d’une largeur de 240 ns au temps $t_0 = 0$ ns. C’est également à cet instant que débute le *temps mort TM* de l’acquisition *INDRA*, temps pendant lequel cette dernière ne peut pas traiter un autre évènement. Dans le cas où l’évènement détecté respecte les conditions du système de déclenchement (du *trigger*), le *signal de validation VALID1* est émis par l’acquisition au temps $t_1 = 250$ ns. C’est ce signal qui est utilisé pour procéder à la requête du marqueur de temps auprès du *CENTRUM* pour l’évènement d’*INDRA*. Le *signal d’acceptation des voies lentes AVL* démarre lui au temps $t_2 = 280$ ns et possède une largeur de 960 ns. Cette dernière a été fixée à cette valeur car elle correspond à la largeur de la distribution de la différence de temps entre les marqueurs de temps d’*INDRA* et de *FAZIA* lors des phases de tests de couplage sous faisceau menées au *GANIL* durant les mois de Juin et Juillet 2018. Si un signal de déclenchement (*trigger*) de *FAZIA* (symbolisé par la flèche violette *FAZIA*) est reçu pendant que cette fenêtre est ouverte, l’acquisition demande au *CENTRUM* le marqueur de temps pour l’évènement *FAZIA*. Le signal de blocage VETO FAZIA démarrant au temps $t_3 = 1240$ ns permet d’empêcher l’acquisition de *FAZIA* d’envoyer des requêtes au *CENTRUM* afin d’éviter que ce dernier ne déclenche sur une nouvelle réaction pendant que *INDRA* est occupé à traiter la précédente. Ce signal de blocage est stoppé lorsque l’acquisition *INDRA* a fini de traiter l’évènement

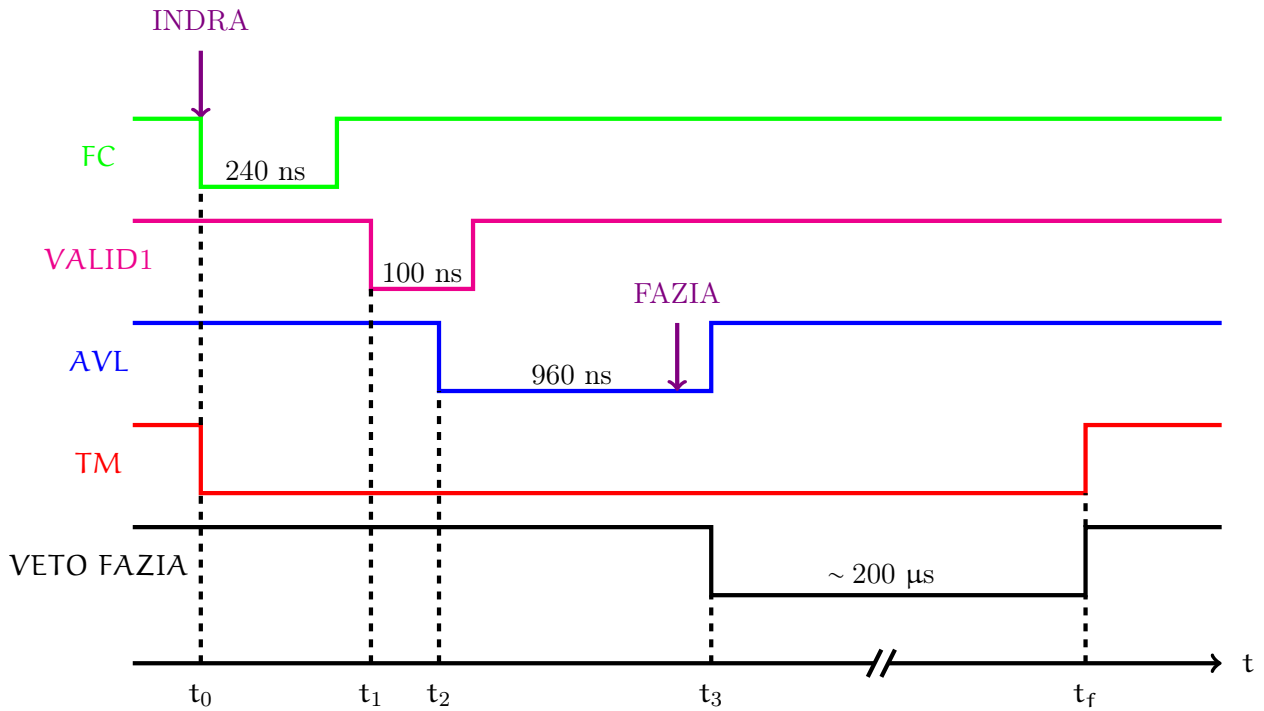


FIGURE 5.20 – Chronogramme du mode de fonctionnement semi-autonome du couplage des acquisitions *INDRA* et *FAZIA*.

et est prête à en accepter un autre au temps t_f .

Dans le cas où aucun déclenchement en provenance de *FAZIA* n'est reçu durant l'ouverture de la fenêtre *AVL*, l'acquisition de *INDRA* se réinitialise et est prête à traiter un nouvel évènement.

Dans le cas où un évènement de *INDRA* et de *FAZIA* sont considérés comme provenant de la même réaction, ces derniers sont envoyés dans le système d'acquisition *NARVAL* du *GANIL*. Un module *merger* permet alors de fusionner les deux évènements en un seul comportant deux sous-structures : une pour les particules détectées dans *INDRA* et l'autre pour celles détectées dans *FAZIA*. Une fois construit, l'évènement complet est alors stocké sur disque dur.

5.6.3 Performances attendues

Comme mentionné précédemment, l'objectif du couplage entre les multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA* est d'améliorer les performances d'identification en charge et en masse des produits de la réaction. En effet, dans le cadre de l'étude du transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds, il est absolument nécessaire d'identifier en charge et en masse les produits de la réaction afin d'observer comment est réparti l'isospin au cours de la réaction.

La première proposition d'expérience faite par les collaborations *INDRA* et *FAZIA* devant le *PAC*³⁰ du *GANIL* (novembre 2018) portent sur le transport de l'isospin et la dépendance en densité de l'énergie de symétrie. Pour cette expérience, quatre systèmes ont été demandés : $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$, $^{64}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ à 32 MeV/nucléon et 52 MeV/nucléon. Les blocs de *FAZIA* permettront une identification en charge Z et en masse A pour la plupart des produits de réaction se

30. *PAC* : *Physics Advisory Committee*

situant dans la zone de mi-rapacité, ainsi que la majorité des fragments à l'avant (quasi-projectile) et des produits de décroissance secondaire de ceux-ci. Comme mentionné ci-avant, le changement de certains détecteurs siliciums d'*INDRA* (pour les remplacer par des siliciums 150 μm) permet d'augmenter la limite d'identification en charge et en masse (jusqu'à $Z \leq 8$) pour les angles polaires de 14° à 45° .

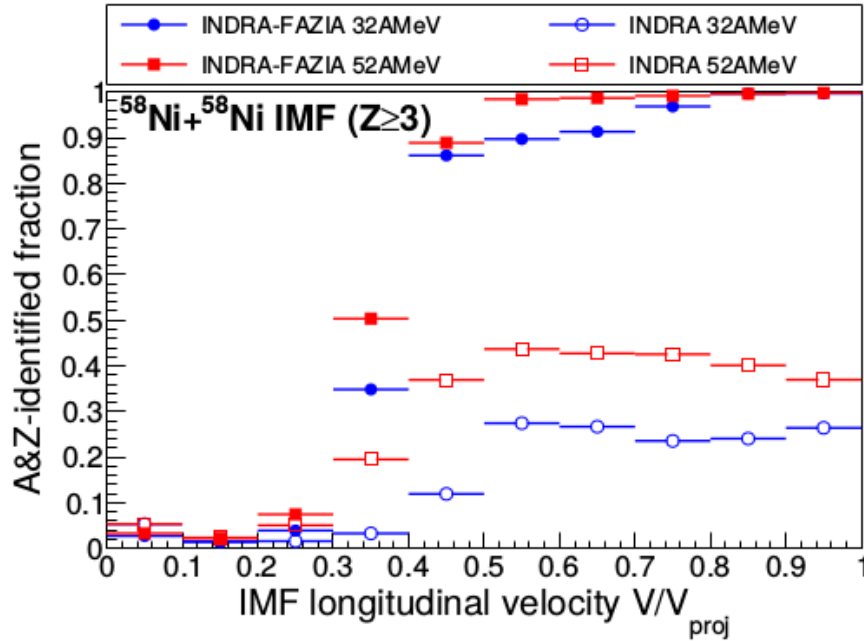


FIGURE 5.21 – Fraction de fragments de masse intermédiaire pour lesquels l'identification isotopique (Z & A) est complète en fonction de la vitesse parallèle normalisée à la vitesse du projectile dans les collisions $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$. Les symboles ouverts correspondent aux données expérimentales acquises avec le multi-détecteur *INDRA*, tandis que les symboles pleins correspondent à ce même système dont la détection a été simulée dans le dispositif *INDRA-FAZIA*. Les symboles bleus correspondent à une énergie de bombardement de 32 MeV/nucléon et les symboles rouges correspondent à une énergie de bombardement de 52 MeV/nucléon. Figure issue de [115]

La figure 5.21 présente la fraction de fragments de masses intermédiaires identifiés (en Z et en A) pour les deux dispositifs expérimentaux. Nous pouvons remarquer que le couplage entre les deux multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA* augmente de façon notable la fraction d'*IMF* (*IMF* : *Intermediate Mass Fragment*, fragments de masse intermédiaire) qui sont identifiés, permettant donc d'accéder à une information plus complète sur le contenu en isospin des produits de la réaction.

5.7 Conclusions

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes intéressés au multi-détecteur *FAZIA*. Ce multi-détecteur de nouvelle génération est le résultat d'une période de recherche et développement ayant permis d'aboutir aujourd'hui à un outil de détection avec des performances d'identification accrues par rapport aux multi-détecteurs de génération précédente comme *INDRA*.

Nous avons montré à l'aide de résultats préliminaires que le petit angle solide des détecteurs de

FAZIA permet aujourd'hui de réaliser des analyses en procédant à des corrélations, ce qui n'était alors pas le cas dans le cadre d'*INDRA* à cause de leur surface plus importante. L'identification en charge Z et en masse A des produits permet également de pouvoir suivre l'évolution du contenu en isospin des noyaux projectile et cible et ainsi pouvoir étudier le transport de l'isospin à l'aide de fragments plus lourds, ce qui n'était pas possible sans identification isotopique.

Les nouvelles performances d'identification de *FAZIA* ont également conduit au développement d'une nouvelle procédure permettant en même temps l'étalonnage et l'identification dans les détecteurs siliciums et CsI (Tl). Cette méthode appelée *Advanced Mass Identification (AMI)* consiste en un ajustement multi-paramétrique d'une formulation décrivant la collection du signal dans les siliciums ou les CsI (Tl). L'utilisateur fournit au programme une grille avec des noyaux pré-identifiés, avant de mettre en place la procédure d'ajustement qui conduit à l'identification et l'étalonnage. Une fois que la procédure d'ajustement a convergé, la linéarisation et la déconvolution permettent d'obtenir les taux de production des produits de la réaction.

Pour terminer, nous nous sommes intéressés au couplage entre les multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA* au *GANIL*. Ce couplage s'insère dans le cadre de la phase démonstrateur de *FAZIA* (12 blocs). Nous avons montré que l'utilisation de *FAZIA* à la place des cinq premières couronnes d'*INDRA* va rendre possible l'identification isotopique (en charge Z et en masse A) quasi-totale des produits de la réaction. Ce dispositif permettra donc grâce à *FAZIA* et ses performances au niveau de l'identification, d'étudier des processus liés à l'isospin de façon plus exhaustive, mais également de garder une importante couverture angulaire grâce à la présence des couronnes arrière d'*INDRA*. Une première proposition d'expérience a été faite pour l'année 2019, mais le dispositif expérimental a vocation à rester à poste au *GANIL* pendant la période 2019-2022 et à accueillir d'autres expériences dans le cadre du *Memorandum of Understanding* qui vient d'être signé entre les différents acteurs de la collaboration *FAZIA*.

Conclusions & Perspectives

Conclusions

Nous avons étudié au cours de ces cinq chapitres les propriétés de transport et d'équilibration de la matière nucléaire dans le domaine de l'énergie de Fermi, mais également des aspects expérimentaux liés aux détecteurs utilisés (*INDRA*) et en cours de développement (*FAZIA*).

Le premier chapitre était dédié à la présentation du multi-détecteur *INDRA*, ainsi qu'aux analyses menées sur les données expérimentales.

Nous avons dans un premier temps présenté le multi-détecteur *INDRA*, sa géométrie, les détecteurs le composant ainsi que les techniques utilisées afin de procéder à l'identification des produits de la réaction de collisions d'ions lourds.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la méthode que nous avons utilisée pour sélectionner les collisions les plus centrales (les plus dissipatives). Trois méthodes ont été testées : la sélection par la multiplicité, l'énergie transverse des particules légères et l'angle de flot. Nous avons observé que les caractéristiques des particules légères n'étaient pas impactées par la méthode de sélection, à la différence de celles des fragments. Afin de faire un choix concernant le sélecteur des collisions centrales, nous avons alors étudié la robustesse des observables expérimentales (rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons, R_E et rapport isobarique des *clusters* $A = 3$, R_3) par rapport aux différentes méthodes de sélection. Le choix final s'est alors porté sur la méthode des multiplicités, considérée dans le cadre de ce travail comme un sélecteur de biais minimum et permettant de garder une bonne statistique sur le nombre d'évènements sélectionnés.

La fin de ce premier chapitre a été dédié à la présentation de l'évolution des observables expérimentales en fonction de l'énergie du projectile dans le cadre de l'évolution de R_E et de l'asymétrie du système pour l'étude utilisant les rapports R_3 . Nous avons également mis en avant lors de l'étude des rapports R_3 expérimentaux, l'impact produit par l'identification des produits de réaction. Cette observation nous a d'ailleurs amené à réaliser une sélection sur l'énergie minimale détectée afin de nous placer dans des conditions optimales pour pouvoir procéder aux comparaisons entre les différents systèmes étudiés.

Le second chapitre de ce manuscrit était dédié à l'étude des propriétés de transport dans la matière nucléaire et à la dissipation en énergie, à l'aide de l'étude des collisions nucléon-nucléon dans les collisions centrales d'ions lourds.

Nous avons, dans un premier temps, présenté l'interaction élémentaire nucléon-nucléon et comment les collisions nucléon-nucléon pouvaient être utilisées pour sonder ses propriétés.

Après avoir expliqué la simulation de collision nucléon-nucléon développée pour cette étude, nous avons fait le lien entre la simulation de collisions nucléon-nucléon et l'expérience en utilisant le rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons R_E^{protons} . Ceci nous a alors permis de déterminer le pourcentage de collisions nucléon-nucléon.

La suite du travail a consisté à faire le lien entre le pourcentage de collisions et la section efficace de collisions nucléon-nucléon dans la matière nucléaire. Nous avons alors noté que la section efficace

de collision nucléon-nucléon augmente avec l'énergie du projectile, mais reste toujours inférieure à la section efficace libre ou géométrique. Le lien entre la section efficace dans la matière nucléaire et celle dans le vide a alors été fait grâce à deux paramètres : le facteur de Pauli f_{Pauli} , reflétant la nature fermionique des nucléons et également un paramètre nommé facteur nucléaire de la section efficace η . Ce dernier a été interprété comme un reflet des interactions à N-corps se produisant entre les nucléons impliqués dans la collision nucléon-nucléon et ceux composant la matière nucléaire environnante (effets de milieu).

Nous avons pu à l'aide de la section efficace dans la matière nucléaire, calculer le libre parcours moyen des nucléons en fonction de l'énergie du projectile. Le facteur nucléaire de la section efficace nous a permis quant à lui de faire le lien avec les masses effectives des nucléons dans la matière nucléaire. Dans les deux cas, les résultats que nous avons obtenus se sont montrés être en accord avec différentes études expérimentales et théoriques récentes.

Au cours du troisième chapitre, nous avons étudié les propriétés d'équilibration en isospin de la matière nucléaire, en utilisant les *clusters* légers de masse $A = 3$ comme traceurs.

Premièrement, nous avons montré comment l'équation d'état de la matière nucléaire était formulée afin de prendre en compte le degré de liberté en isospin. Nous avons également indiqué comment les *clusters* légers isobariques de taille $A = 3$ (${}^3\text{H}$ et ${}^3\text{He}$) pouvaient être utilisés pour sonder le transport de l'isospin dans les collisions centrales entre ions lourds.

Dans le cadre de cette étude, un modèle de coalescence combinatoire prenant en compte les interactions dans l'état final a été développé. Ce modèle est contraint par les distributions expérimentales de vitesses parallèle et perpendiculaire des *clusters* étudiés. Nous avons étudié la production des *clusters* légers (${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$) dans le milieu nucléaire ainsi que le lien que nous pouvions faire avec les propriétés de transport de la matière nucléaire. L'observation principale réalisée dans le cadre de cette étude concerne le fait que l'énergie moyenne des nucléons dans le *cluster* augmente lorsque l'énergie du projectile augmente. Deux hypothèses ont alors été avancées pour expliquer cette observation : un effet cinématique de la voie d'entrée, ou des effets de compression liés à la collision.

La seconde partie de l'étude a concerné le transport de l'isospin dans les collisions centrales d'ions lourds pour les systèmes ${}^{136,124}\text{Xe} + {}^{124,112}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon, en utilisant les rapports isobariques R_3 et R_3^{norm} calculés à l'aide des distributions de vitesses parallèles des *clusters* de taille $A = 3$. Cette partie de l'analyse s'est déroulée en deux parties : la première consistant à imposer le taux de production expérimental de ces *clusters* à la simulation, tandis que dans la seconde les taux de production simulés sont laissés libres et dictés par la combinatoire. Dans les deux cas, nous avons observé que la simulation montrait (avec une amplitude moindre) la même tendance que les données expérimentales, à savoir que l'équilibration en isospin ne semble pas complète dans le cadre des collisions centrales d'ions lourds sélectionnées ici, en utilisant les ${}^3\text{H}$ et les ${}^3\text{He}$ comme traceurs.

Enfin, nous avons mentionné que les tritons et les héliums-3 n'étaient certainement pas formés uniquement par coalescence et qu'il fallait prendre en compte d'autres voies (comme la capture neutronique ou la désexcitation secondaire). Il est alors nécessaire d'utiliser des modèles plus complets pour prendre en compte ce genre de processus, comme l'a proposé le chapitre 4.

Dans le quatrième chapitre, nous avons donc utilisé deux modèles existants pour étudier le transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds. Ces deux modèles sont *Hipse* et *Elie*, couplés au code de désexcitation statistique *Simon*.

Après avoir décrit les modèles utilisés afin de mettre en avant les différences existant entre ceux-ci, nous nous sommes intéressés à la reproduction de variables globales comme la multiplicité de particules chargée détecté ou l'angle de flot. Nous avons alors observé que les modèles reproduisent

plutôt bien ces observables expérimentales, même si dans le cas de *Elie* nous avons pu remarquer que d'importants écarts demeurent entre les données expérimentales et simulées concernant l'énergie transverse des particules légères.

A l'aide du paramètre d'impact accessible dans le cadre des générateurs d'évènements, nous avons opéré une étude sur la sélection des collisions centrales. Dans un premier temps, nous avons sélectionné ces dernières à l'aide des trois méthodes présentées dans le chapitre 1, à savoir : la multiplicité de particules chargées, l'énergie transverse des particules légères et l'angle de flot. Nous avons alors observé que les paramètres d'impact correspondant aux évènements sélectionnés étaient globalement centraux ($\widehat{b} \leq 0,4$). La seconde étape a été de sélectionner directement ces collisions centrales à l'aide du paramètre d'impact et d'observer les distributions de multiplicité, d'énergie transverse et d'angle de flot correspondantes. Nous avons alors pu remarquer que dans le cas de la multiplicité et de l'énergie transverse, les distributions obtenues lors de la sélection en paramètre d'impact centraux ($\widehat{b} \leq 0,2$) n'étaient pas compatibles avec celles que nous avons lors de la sélection à l'aide de l'observable elle-même, ce qui n'est pas le cas pour l'angle de flot. Ceci nous indique alors que dans le cas de la sélection des collisions centrales en multiplicité ou en énergie transverse, le lot d'évènements sélectionné est composé d'évènement centraux, mais également très certainement d'évènements semi-périphériques. Enfin, nous avons étudié la possibilité pour les trois observables utilisées d'être des estimateurs du paramètre d'impact : il s'avère que la multiplicité et l'énergie transverse sont de bons estimateurs des paramètres d'impacts périphériques et semi-périphériques, tandis que l'angle de flot l'est pour les collisions centrales.

La motivation originelle de l'utilisation des modèles était de pouvoir considérer dans l'étude sur les rapports isobartiques des *clusters* $A = 3$ les processus de désexcitation secondaire et de capture neutronique pouvant éventuellement impacter les taux de production de ces derniers. Cependant, nous avons observé une mauvaise reproduction des distributions de vitesses et des taux de production des *clusters*. Cette étude ne nous a pas permis de conclure quant au transport de l'isospin dans les collisions d'ions lourds à l'aide des *clusters* légers comme sonde.

Enfin, grâce au logiciel *KaliVeda* nous avons pu simuler la détection expérimentale des données simulées à l'aide des dispositifs *INDRA* tel qu'il était dans la cinquième campagne (2001), mais également à l'aide du futur dispositif expérimental *INDRA-FAZIA* en cours d'installation au *GANIL*. Nous avons alors observé que les performances d'identification de *FAZIA* allaient permettre dans les études liées à l'isospin d'inclure les fragments en plus des *clusters* légers. Jusqu'alors, ceci n'était pas possible à cause des limitations en terme d'identification avec *INDRA*.

Finalement, le cinquième chapitre de ce manuscrit était dédié à la présentation du multi-détecteur de particules chargées *FAZIA*.

Dans un premier temps, nous avons expliqué les motivations expérimentales pour le développement de *FAZIA*, ces dernières étant principalement une grande modularité du détecteur, ainsi que des performances d'identification isotopique (en charge Z et en masse A) beaucoup plus importantes. Après avoir introduit l'architecture mise en place en ce qui concerne *FAZIA*, ainsi que les méthodes d'identification utilisées aujourd'hui, nous avons fait une brève synthèse sur l'enrichissante période de recherche et développement des détecteurs.

Nous avons présenté l'état actuel de *FAZIA*, à savoir un multi-détecteur formé de différents blocs comprenant chacun seize télescopes. Cette configuration compacte et l'électronique embarquée permettent alors la modularité recherchée initialement. La phase de *commissioning* de *FAZIA* a permis de tester différentes géométries en assemblant de quatre à six blocs lors des expériences *IsoFazia*, *FaziaSym*, *FaziaCor* et *FaziaPre* au *LNS* de Catane entre 2014 et 2018.

Les performances accrues au regard de l'identification en charge et masse des produits de réaction ont également amené un développement de nouvelles techniques d'étalonnage. Nous avons ainsi

présenté la méthode *AMI* qui permet de procéder à l'étalonnage des détecteurs et à l'identification des noyaux en même temps.

Pour finir, nous avons présenté le couplage en cours entre les multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA*, dans la chambre à réaction de *INDRA* au *GANIL* à Caen. Cette période constitue la phase dite démonstrateur de *FAZIA*, où douze blocs seront alors installés en configuration « mur » à la place des cinq première couronnes d'*INDRA* et permettront de réaliser des expériences dès le début 2019.

Perspectives

La suite à donner aux études menées dans ce manuscrit sont multiples et concerne aussi bien les études via les modèles, les techniques d'analyses ou encore l'expérience.

Les études sur les collisions nucléon-nucléon peuvent être approfondies grâce à l'utilisation de modèles. En effet, il serait intéressant d'observer sur des variables globales sensibles, l'effet de la réduction de la section efficace des collisions nucléon-nucléon dans la matière nucléaire. Ces études pourraient être menées grâce au protocole de *backtracing* mentionné dans la conclusion du chapitre 4. Une étude systématique comme mise en place dans le chapitre 2 permettrait également de mettre en avant les différences existantes entre des modèles où la section efficace de collision nucléon-nucléon est nulle, géométrique ou modulée par les effets de milieu comme montré dans le chapitre 2.

Il serait également intéressant d'étudier l'évolution de la section efficace en fonction du rapport N/Z des participants, spécialement dans les cas où les noyaux sont asymétriques afin de tester le caractère *isovectoriel* des collisions nucléon-nucléon (pp , nn ou $n\bar{p}$). Pour cela, le couplage d'éventuels détecteurs de neutrons permettrait de séparer les contributions protonique et neutronique de la section efficace de collision nucléon-nucléon, ce qui permettrait de sonder de façon précise les masses effectives de ces derniers dans la matière nucléaire (*mass splitting*).

Concernant les études sur le transport de l'isospin, nous avons pu remarquer que l'utilisation des *clusters* légers $A = 3$ montraient des limites, notamment lors de l'utilisation de générateurs d'évènements (reproduction des distributions de vitesses), ou expérimentalement (seuils d'identification). Afin de contourner ces problèmes et à l'aide de nouveaux détecteurs permettant l'identification en charge Z et en masse A des produits de réaction, il devient alors possible d'utiliser les fragments de masse intermédiaire ($3 < Z < 8$) ainsi que les fragments plus lourds ($Z \geq 8$) dans les analyses. Grâce à la meilleure identification de ces produits de réaction, l'utilisation d'observables comme l'*isoscaling*, les distributions isotopiques ou encore l'*imbalance ratio* devient possible.

Le point mentionné ci-dessus est en partie la motivation de la proposition d'expérience déposée par les collaborations *INDRA* et *FAZIA* auprès du *PAC* du *GANIL* et évaluée en novembre 2018. Cette proposition d'expérience utilisera les réactions $^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$ à 32 et 50 MeV/nucléon, ainsi que le couplage entre les multi-détecteurs *INDRA* et *FAZIA* (cf. chapitre 5). En effet, à l'aide des performances d'identification de *FAZIA* à l'avant et de la couverture angulaire d'*INDRA* à l'arrière, la quasi-totalité des fragments de masse intermédiaire et des fragments plus lourds pourra être identifiée, permettant ainsi l'utilisation des observables mentionnées ci-avant. Ces études ont donc pour objectif d'aller sonder la dépendance en densité et en isospin de l'équation d'état de la matière nucléaire asymétrique via la détermination indirecte de l'énergie de symétrie E_{sym} .

Ce programme expérimental constitue la majeure partie du programme de recherche que les collaborations *INDRA* et *FAZIA* souhaitent mener au *GANIL* durant la période 2019-2022.

Annexes

Annexe A

Résultats relatifs à l'analyse des données expérimentales

| N° couronne | ^1_1H | | | ^2_1H | | | ^3_1H | | | ^3_2He | | | ^4_2He | | | | | | | |
|-------------|----------------|-------|----------|----------------|-------|----------|----------------|-------|----------|-----------------|-------|----------|-----------------|-------|----------|-------|-------|-------|------|-------|
| | S_B | S_H | S_{Id} | S_B | S_H | S_{Id} | S_B | S_H | S_{Id} | S_B | S_H | S_{Id} | S_B | S_H | S_{Id} | | | | | |
| 1 | 6,0 | 234,0 | 6,0 | 4,0 | 155,0 | 6,0 | 3,0 | 122,0 | 7,0 | 7,0 | 284,7 | 33,0 | 6,0 | 238,8 | 10,0 | | | | | |
| 2 | | 235,0 | | | | | | | | 20,0 | | 8,0 | | | | | | | | |
| 3 | | 234,0 | | | | | | | | 4,3 | | 8,0 | | | | | | | | |
| 4 | 4,0 | 189,0 | 2,5 | 125,5 | 2,0 | 99,3 | 2,0 | 99,3 | 4,0 | 5,0 | 282,3 | 16,0 | 4,0 | 193,0 | 7,0 | | | | | |
| 5 | | | | | | | | | | 181,0 | 4,0 | 120,0 | | 4,0 | | 95,0 | 4,7 | 219,3 | 13,0 | 184,5 |
| 6 | | | | | | | | | | 163,0 | 108,5 | 86,0 | | 197,3 | | 166,5 | 4,0 | | | |
| 7 | 1,0 | 124,0 | 2,0 | 0,5 | 94,5 | 2,0 | 0,3 | 65,7 | 2,0 | 1,0 | 150,3 | 10,0 | 0,8 | 126,8 | 1,0 | | | | | |
| 8 | | 142,0 | | | | | | | | | 75,0 | | | 171,7 | | 144,8 | | | | |
| 9 | | 127,0 | | | | | | | | | 85,0 | | | 67,3 | | 154,0 | 129,8 | | | |
| 10 | 1,0 | 127,0 | 2,0 | 85,0 | 2,0 | 67,3 | 2,0 | 67,3 | 2,0 | 1,0 | 154,0 | 8,0 | 0,8 | 129,8 | 1,0 | | | | | |
| 11 | | | | | | | | | | | 127,0 | 85,0 | | 67,3 | 154,0 | 8,0 | 129,8 | | | |
| 12 | | | | | | | | | | | 127,0 | 85,0 | | 67,3 | 154,0 | 8,0 | 129,8 | | | |
| 13 | 1,0 | 127,0 | 2,0 | 85,0 | 2,0 | 67,3 | 2,0 | 67,3 | 2,0 | 1,0 | 154,0 | 8,0 | 0,8 | 129,8 | 1,0 | | | | | |
| 14 | | | | | | | | | | | 127,0 | 85,0 | | 67,3 | 154,0 | 8,0 | 129,8 | | | |
| 15 | | | | | | | | | | | 127,0 | 85,0 | | 67,3 | 154,0 | 8,0 | 129,8 | | | |
| 16 | 1,0 | 127,0 | 2,0 | 85,0 | 2,0 | 67,3 | 2,0 | 67,3 | 2,0 | 1,0 | 154,0 | 8,0 | 0,8 | 129,8 | 1,0 | | | | | |
| 17 | | | | | | | | | | | 127,0 | 85,0 | | 67,3 | 154,0 | 8,0 | 129,8 | | | |

TABLE A.1 – Tableau présentant les seuils de détections bas S_B (énergie nécessaire pour entrer dans le CsI), haut S_H (énergie maximale pour ne pas « sortir » du CsI) et d'identification S_{Id} (énergie nécessaire pour que la particule ou le *cluster* soit formellement identifié dans les matrices rapide-lente des détecteurs CsI(Tl)) pour chacune des 17 couronnes d'*INDRA* pour le proton et les quatre *clusters* légers d'intérêt. Les valeurs des seuils sont indiquées en MeV/nucléon.

| Système | E_p (MeV/nucléon) | R_E | σ_{stat} | σ_{syst} | σ_{tot} |
|-------------------------------------|---------------------|--------|-----------------|-----------------|----------------|
| $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$ | 32 | 0,6477 | 0,0008 | 0,0299 | 0,0299 |
| | 40 | 0,6030 | 0,0007 | 0,0303 | 0,0303 |
| | 52 | 0,5789 | 0,0011 | 0,0250 | 0,0250 |
| | 74 | 0,5754 | 0,0014 | 0,0121 | 0,0122 |
| $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ | 32 | 0,7095 | 0,0005 | 0,0241 | 0,0241 |
| | 40 | 0,6801 | 0,0015 | 0,0140 | 0,0141 |
| | 52 | 0,6468 | 0,0006 | 0,0190 | 0,0190 |
| | 64 | 0,6539 | 0,0008 | 0,0173 | 0,0173 |
| | 74 | 0,6546 | 0,0005 | 0,0248 | 0,0248 |
| | 82 | 0,6659 | 0,0066 | 0,0221 | 0,0231 |
| | 90 | 0,6672 | 0,0007 | 0,0129 | 0,0129 |
| $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ | 32 | 0,7608 | 0,0004 | 0,0073 | 0,0073 |
| | 45 | 0,7235 | 0,0005 | 0,0038 | 0,0038 |
| $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 32 | 0,7771 | 0,0004 | 0,0094 | 0,0094 |
| $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ | 12 | 0,9570 | 0,0011 | 0,0612 | 0,0612 |
| | 15 | 0,9367 | 0,0008 | 0,0175 | 0,0175 |
| | 18 | 0,9337 | 0,0011 | 0,0073 | 0,0073 |
| | 20 | 0,8778 | 0,0006 | 0,0153 | 0,0153 |
| | 25 | 0,8054 | 0,0005 | 0,0100 | 0,0100 |
| | 27 | 0,8133 | 0,0007 | 0,0078 | 0,0078 |
| | 29 | 0,7952 | 0,0006 | 0,0124 | 0,0124 |
| | 32 | 0,7331 | 0,0007 | 0,0081 | 0,0081 |
| | 35 | 0,7654 | 0,0005 | 0,0101 | 0,0101 |
| | 39 | 0,7118 | 0,0005 | 0,0121 | 0,0121 |
| | 45 | 0,7050 | 0,0007 | 0,0076 | 0,0076 |
| 50 | 0,7093 | 0,0010 | 0,0077 | 0,0077 | |
| $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 65 | 0,7649 | 0,0016 | 0,0114 | 0,0115 |
| | 80 | 0,7737 | 0,0019 | 0,0154 | 0,0155 |
| | 100 | 0,7944 | 0,0014 | 0,0144 | 0,0145 |
| $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ | 32 | 0,7429 | 0,0004 | 0,0058 | 0,0058 |
| | 45 | 0,7228 | 0,0006 | 0,0032 | 0,0032 |
| $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 32 | 0,7659 | 0,0007 | 0,0037 | 0,0037 |
| | 45 | 0,7384 | 0,0009 | 0,0045 | 0,0045 |
| $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ | 40 | 0,7238 | 0,0007 | 0,0110 | 0,0110 |
| | 50 | 0,7466 | 0,0021 | 0,0022 | 0,0022 |
| | 60 | 0,7768 | 0,0010 | 0,0042 | 0,0043 |
| | 80 | 0,7979 | 0,0007 | 0,0115 | 0,0115 |
| | 100 | 0,8092 | 0,0004 | 0,0120 | 0,0120 |

TABLE A.2 – Tableau regroupant les valeurs du rapport d'isotropie en énergie cinétique des protons R_E^{protons} (sans unité) et les incertitudes qui y sont associés en fonction des différents systèmes étudiés.

Annexe B

Données relatives à l'étude des collisions nucléon-nucléon

| Système | E_p (MeV/nucléon) | $\%_{\text{coll}}$ (%) | f_{Pauli} (%) |
|-------------------------------------|---------------------|------------------------|------------------------|
| $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$ | 32 | 8,21 (3,44) | 26,49 (5,30) |
| | 40 | 9,88 (3,31) | 31,37 (5,27) |
| | 52 | 13,65 (3,22) | 37,98 (5,23) |
| | 74 | 21,40 (3,91) | 48,64 (5,15) |
| $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ | 32 | 11,07 (2,74) | 28,44 (4,08) |
| | 40 | 13,62 (3,09) | 33,26 (4,10) |
| | 52 | 17,25 (2,81) | 39,91 (4,16) |
| | 64 | 22,15 (3,10) | 45,81 (4,03) |
| | 74 | 25,70 (3,07) | 50,48 (3,98) |
| | 82 | 28,85 (3,26) | 53,93 (4,00) |
| | 90 | 31,57 (3,79) | 57,18 (3,93) |
| $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ | 32 | 15,54 (2,15) | 34,13 (3,16) |
| | 45 | 20,81 (2,34) | 42,55 (3,12) |
| $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 32 | 15,54 (2,15) | 30,59 (2,76) |
| $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ | 12 | 6,97 (9,07) | 17,38 (2,93) |
| | 15 | 10,46 (5,23) | 20,23 (2,89) |
| | 18 | 12,29 (6,15) | 22,91 (2,95) |
| | 20 | 11,93 (1,06) | 24,54 (2,96) |
| | 25 | 12,66 (2,05) | 28,46 (2,98) |
| | 27 | 14,08 (1,14) | 29,97 (2,98) |
| | 29 | 14,58 (2,10) | 31,40 (2,96) |
| | 32 | 13,95 (1,95) | 33,51 (2,96) |
| | 35 | 16,75 (2,05) | 35,51 (2,95) |
| | 39 | 16,70 (1,87) | 38,08 (2,97) |
| | 45 | 19,31 (2,06) | 41,77 (2,96) |
| 50 | 21,77 (2,16) | 44,59 (2,99) | |
| $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 65 | 28,78 (2,48) | 50,31 (2,79) |
| | 80 | 34,79 (2,66) | 57,13 (2,76) |
| | 100 | 42,34 (2,93) | 65,22 (2,71) |
| $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ | 32 | 17,70 (2,18) | 37,72 (3,43) |
| | 45 | 24,32 (2,43) | 46,82 (3,47) |
| $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 32 | 15,52 (2,10) | 34,05 (2,95) |
| | 45 | 21,08 (2,18) | 42,31 (2,94) |
| $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ | 40 | 15,44 (1,39) | 36,30 (2,13) |
| | 50 | 20,64 (1,74) | 41,79 (2,12) |
| | 60 | 25,80 (1,97) | 46,72 (2,17) |
| | 80 | 34,03 (2,16) | 55,56 (2,10) |
| | 100 | 41,00 (2,36) | 63,27 (2,08) |
| | 150 | 52,65 (2,65) | 78,42 (1,41) |

TABLE B.1 – Tableau regroupant le pourcentage de collision nucléon-nucléon et le facteur de blocage de Pauli. Ces quantités sont issues directement de la simulation de collisions nucléon-nucléon et sont présentées avec leur incertitude respective.

| Système | E_p (MeV/A) | η | σ_{NN}^* (mb) | λ_{NN}^* (fm) | $\frac{\mu_{NN}^*}{\mu_{NN}^{libre}}$ |
|-------------------------------------|---------------|--------------|----------------------|-----------------------|---------------------------------------|
| $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$ | 32 | 0,08 (4) | 3,43 (1,67) | 17,16 (7,75) | 0,30 (20) |
| | 40 | 0,10 (4) | 4,24 (1,61) | 13,88 (4,92) | 0,32 (20) |
| | 52 | 0,15 (4) | 6,07 (1,57) | 9,66 (2,51) | 0,38 (21) |
| | 74 | 0,26 (5) | 9,85 (1,90) | 5,98 (1,21) | 0,51 (24) |
| $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ | 32 | 0,11 (3) | 4,85 (1,33) | 12,14 (3,20) | 0,33 (18) |
| | 40 | 0,14 (4) | 6,08 (1,50) | 9,68 (2,32) | 0,37 (19) |
| | 52 | 0,18 (4) | 7,84 (1,36) | 7,51 (1,29) | 0,42 (19) |
| | 64 | 0,24 (4) | 10,21 (1,50) | 5,76 (0,82) | 0,49 (20) |
| | 74 | 0,30 (4) | 11,93 (1,49) | 4,93 (0,55) | 0,55 (20) |
| | 82 | 0,35 (5) | 13,46 (1,58) | 4,37 (0,46) | 0,59 (21) |
| | 90 | 0,40 (6) | 14,78 (1,84) | 3,98 (0,45) | 0,63 (23) |
| $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ | 32 | 0,13 (2) | 7,02 (1,04) | 8,38 (1,34) | 0,37 (16) |
| | 45 | 0,18 (3) | 9,57 (1,14) | 6,15 (0,78) | 0,43 (16) |
| $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 32 | 0,13 (3) | 6,08 (1,03) | 9,67 (1,69) | 0,36 (16) |
| $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ | 12 | 0,07 (11) | 2,88 (4,38) | 17,04 (2,03) | 0,29 (13) |
| | 15 | 0,10 (6) | 4,57 (2,53) | 12,87 (8,51) | 0,32 (26) |
| | 18 | 0,12 (7) | 5,46 (2,97) | 10,78 (7,17) | 0,33 (28) |
| | 20 | 0,11 (2) | 5,28 (0,51) | 11,14 (2,16) | 0,33 (16) |
| | 25 | 0,11 (2) | 5,63 (99) | 10,45 (1,97) | 0,34 (16) |
| | 27 | 0,12 (2) | 6,32 (55) | 9,31 (1,63) | 0,35 (16) |
| | 29 | 0,13 (2) | 6,56 (1,01) | 8,97 (1,39) | 0,36 (15) |
| | 32 | 0,12 (2) | 6,25 (94) | 9,41 (1,59) | 0,35 (15) |
| | 35 | 0,15 (2) | 7,61 (99) | 7,73 (1,08) | 0,39 (16) |
| | 39 | 0,15 (2) | 7,58 (90) | 7,76 (1,01) | 0,38 (15) |
| | 45 | 0,17 (2) | 8,84 (99) | 6,65 (0,82) | 0,42 (16) |
| 50 | 0,20 (3) | 10,03 (1,04) | 5,86 (0,65) | 0,45 (16) | |
| $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 65 | 0,30 (3) | 13,42 (1,20) | 4,39 (0,38) | 0,55 (18) |
| | 80 | 0,39 (4) | 16,31 (1,28) | 3,61 (0,25) | 0,63 (18) |
| | 100 | 0,54 (4) | 19,96 (1,41) | 2,95 (0,18) | 0,73 (20) |
| $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ | 32 | 0,14 (2) | 8,07 (1,05) | 7,29 (1,03) | 0,37 (15) |
| | 45 | 0,20 (3) | 11,26 (1,17) | 5,22 (0,57) | 0,44 (16) |
| $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ | 32 | 0,14 (2) | 7,01 (1,02) | 8,39 (1,35) | 0,37 (16) |
| | 45 | 0,19 (2) | 9,70 (1,05) | 6,07 (0,71) | 0,44 (16) |
| $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ | 40 | 0,15 (2) | 6,98 (67) | 8,43 (0,90) | 0,38 (13) |
| | 50 | 0,21 (2) | 9,49 (84) | 6,20 (0,63) | 0,45 (15) |
| | 60 | 0,27 (3) | 11,97 (95) | 4,91 (0,40) | 0,52 (16) |
| | 80 | 0,40 (3) | 15,95 (1,04) | 3,69 (0,21) | 0,63 (17) |
| | 100 | 0,54 (4) | 19,30 (1,14) | 3,05 (0,15) | 0,73 (18) |
| | 150 | 0,86 (5) | 24,92 (1,28) | 2,36 (0,10) | 0,93 (20) |

TABLE B.2 – Tableau regroupant le facteur d’extinction de la section efficace de collision nucléon-nucléon (NN), la section efficace de collision NN dans la matière nucléaire, le libre parcours moyen des nucléons dans la matière nucléaire ainsi que la rapport entre les masses réduites dans la matière nucléaire et libre. Ces quantités sont présentées avec leur incertitude respective.

Annexe C

Simulation des collisions nucléon-nucléon

L'objectif de cette annexe est d'indiquer les différentes équations qui sont utilisées dans le code de simulation de collisions nucléon-nucléon (NN), ainsi que les différentes méthodes qui sont utilisées afin de traiter ces dernières.

Le chapitre 2 traitant des collisions nucléon-nucléon permet de comprendre l'approche utilisée pour traiter ces dernières, mais les équations et les matrices nécessaires aux calculs effectués dans les simulations sont présentés dans cette annexe.

C.1 Du référentiel du laboratoire au centre de masse de la réaction nucléaire

Comme expliqué dans la partie 2.2.1 les noyaux sont générés en échantillonnant les A nucléons le composant sur une distribution de Fermi-Dirac. Cette opération est répétée pour le projectile avec A_p nucléons, et la cible avec A_c nucléons.

Une fois que ces noyaux sont générés dans l'espace des impulsions et à l'origine du référentiel du laboratoire, il est nécessaire de les « booster » dans le référentiel du centre de masse de la réaction nucléaire.

Pour réaliser cette opération nous utilisons le formalisme de la relativité restreinte, dans lequel chaque nucléon est décrit par un quadrivecteur énergie-impulsion, comme indiqué dans la partie 2.2.1.

Cependant, du point de vue de la simulation, les noyaux sont initialement générés au même endroit dans l'espace des impulsions, il est donc nécessaire afin de simuler la réaction d'un faisceau de projectiles sur une cible fixe d'utiliser un artifice consistant à considérer deux matrices de Lorentz pour passer dans le centre de masse de la réaction nucléaire : une pour le projectile et une pour la cible.

$$\mathcal{L}_p \Rightarrow \begin{pmatrix} \gamma_p & 0 & 0 & \gamma_p \beta_p \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma_p \beta_p & 0 & 0 & \gamma_p \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$
$$\beta_p = \frac{m_c}{m_p} \frac{V_z^{\text{CM}}}{c} \quad \text{et} \quad \gamma_p = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_p^2}}$$

$$\mathcal{L}_c \Rightarrow \begin{pmatrix} \gamma_c & 0 & 0 & \gamma_c \beta_c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma_c \beta_c & 0 & 0 & \gamma_c \end{pmatrix} \quad (\text{C.2})$$

$$\beta_c = -\frac{m_p}{m_c} \frac{V_z^{\text{CM}}}{c} \text{ et } \gamma_c = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_c^2}}$$

où $V_z^{\text{CM}} = \frac{\gamma m_p v_{p,z}^{\text{lab}}}{\gamma m_p c^2 + m_c c^2}$ est la vitesse du centre de masse, m_p (resp. m_c) est la masse du projectile (resp. de la cible), $v_{p,z}^{\text{lab}}$ est la vitesse selon (Oz) du projectile dans le référentiel du laboratoire, et γ le facteur relativiste.

Les paramètres $\beta_{p,c}$ et $\gamma_{p,c}$ sont les paramètres relativistes du projectile et de la cible permettant d'exprimer les matrices (C.1) et (C.2) utilisées pour booster le projectile et la cible de la bonne façon dans le centre de masse de la réaction nucléaire.

Nous pouvons alors utiliser ces matrices pour transformer les quadrivecteurs énergie-impulsion $\tilde{\mathbf{P}}$ décrivant les nucléons du projectile et de la cible dans le référentiel du laboratoire, en les quadrivecteur $\tilde{\mathbf{P}}^*$ décrivant ces derniers dans le référentiel du centre de masse de la réaction.

Pour $i \in [1, A_p]$ et $j \in [1, A_c]$ nous avons alors :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{P}}_i^* &= \mathcal{L}_p \otimes \tilde{\mathbf{P}}_i \\ \tilde{\mathbf{P}}_j^* &= \mathcal{L}_c \otimes \tilde{\mathbf{P}}_j \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

C.2 Réalisation des collisions nucléon-nucléon

Nous présentons dans cette partie les équations utilisées afin de traiter les collisions nucléon-nucléon. Dans un premier temps nous allons nous intéresser au passage des nucléons dans leur référentiel, avant de présenter la matrice de collision utilisée pour traiter la collision élastique. Enfin nous présenterons la matrice utilisée pour retourner dans le centre de masse des noyaux après la collision élastique entre les nucléons, ainsi que la méthode utilisée pour vérifier le principe d'exclusion de Pauli.

C.2.1 Passage dans le référentiel du centre de masse des nucléons

Soient i et j deux nucléons aléatoirement choisis respectivement parmi les A_p et A_c nucléons du projectile et de la cible. Ces derniers sont décrits par des quadrivecteurs dans le centre de masse de la réaction nucléaire notés $\tilde{\mathbf{P}}_i^*$ et $\tilde{\mathbf{P}}_j^*$. Afin de réaliser la simulation de la collision NN, nous devons placer ces derniers dans leur propre centre de masse avant de procéder à la collision élastique. Pour cela nous utilisons une matrice de Lorentz étant donné notre approche relativiste de la simulation. Pour pouvoir exprimer cette dernière nous avons besoin de l'expression de la vitesse du centre de masse des deux nucléons impliqués dans la collision. Cette expression est donnée dans la relation (C.4) ci-après :

$$\vec{v}_{(i,j)}^{\text{CM}} = \frac{\vec{p}_i^* + \vec{p}_j^*}{m_i + m_j} \quad (\text{C.4})$$

où $\vec{v}_{(i,j)}^{\text{CM}}$ est le vecteur vitesse du centre de masse des nucléons impliqués dans la collision, \vec{p}_i^* , \vec{p}_j^* sont les vecteurs impulsions relativistes de chacun des deux nucléons dans le centre de masse de la

réaction nucléaire et $m_{i,j}$ les masses des nucléons (notons que ici $m_i = m_j$ car la masse du proton et du neutron ne diffèrent pas lorsque ces derniers sont liés dans le noyau).

Nous sommes donc en mesure d'exprimer les composantes de la matrice de Lorentz permettant le passage du centre de masse de la réaction nucléaire dans celui des nucléons impliqués dans la collision. Les nucléons étant choisis au hasard dans les noyaux de la voie d'entrée, aucune direction n'est privilégiée, et la matrice de Lorentz ne comporte alors aucun terme nul, mais voit le paramètre β relativiste décomposé selon les trois axes du repère cartésien comme suit :

$$\begin{aligned}\beta' &= \sqrt{\beta_x'^2 + \beta_y'^2 + \beta_z'^2} \\ \beta_x' &= \frac{v_{(i,j),x}^{\text{CM}}}{c}, \quad \beta_y' = \frac{v_{(i,j),y}^{\text{CM}}}{c}, \quad \beta_z' = \frac{v_{(i,j),z}^{\text{CM}}}{c} \\ \gamma' &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}}\end{aligned}\tag{C.5}$$

La matrice de Lorentz $\mathcal{L}_{(i,j)}$ permettant le passage dans le centre de masse des nucléons impliqués dans la collision est quant à elle exprimée dans la relation (C.6) :

$$\mathcal{L}_{(i,j)} = \begin{pmatrix} \gamma' & -\gamma' \beta_x' & -\gamma' \beta_y' & -\gamma' \beta_z' \\ -\gamma' \beta_x' & 1 + (\gamma' - 1) \frac{\beta_x'^2}{\beta'^2} & (\gamma' - 1) \frac{\beta_x' \beta_y'}{\beta'^2} & (\gamma' - 1) \frac{\beta_x' \beta_z'}{\beta'^2} \\ -\gamma' \beta_y' & (\gamma' - 1) \frac{\beta_y' \beta_x'}{\beta'^2} & 1 + (\gamma' - 1) \frac{\beta_y'^2}{\beta'^2} & (\gamma' - 1) \frac{\beta_y' \beta_z'}{\beta'^2} \\ -\gamma' \beta_z' & (\gamma' - 1) \frac{\beta_z' \beta_x'}{\beta'^2} & (\gamma' - 1) \frac{\beta_z' \beta_y'}{\beta'^2} & 1 + (\gamma' - 1) \frac{\beta_z'^2}{\beta'^2} \end{pmatrix}\tag{C.6}$$

Cette matrice nous permet donc d'obtenir les quadrivecteurs des nucléons (i,j) choisis dans leur centre de masse, que nous notons $\tilde{\mathbf{P}}_i^{**}$ et $\tilde{\mathbf{P}}_j^{**}$:

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{P}}_i^{**} &= \mathcal{L}_{(i,j)} \otimes \tilde{\mathbf{P}}_i^* \\ \tilde{\mathbf{P}}_j^{**} &= \mathcal{L}_{(i,j)} \otimes \tilde{\mathbf{P}}_j^*\end{aligned}\tag{C.7}$$

C.2.2 Traitement de la collision nucléon-nucléon

Maintenant que nous disposons des quadrivecteurs $\tilde{\mathbf{P}}_i^{**} = (E_i^{**}/c, \vec{p}_i^{**})$ et $\tilde{\mathbf{P}}_j^{**} = (E_j^{**}/c, \vec{p}_j^{**})$ de chacun des deux nucléons dans leur centre de masse, nous pouvons réaliser la simulation de la collision entre ces derniers. Pour cela nous appliquons deux rotations successives afin de conserver les trois dimensions de l'espace : nous définissons alors deux vecteurs, et deux angles de rotation dans l'espace.

Le premier vecteur noté \vec{u} est le vecteur directeur de la droite d'approche des deux nucléons est défini tel que :

$$\vec{u} = \frac{\vec{p}_i^{**}}{\|\vec{p}_i^{**}\|} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}\tag{C.8}$$

Le second noté \vec{v} est le vecteur normal au plan de la collision et est défini comme :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix}\tag{C.9}$$

Les composantes du vecteur \vec{u} sont fixées par l'impulsion \vec{p}_i^{**} du nucléon i , tandis que celles du vecteur \vec{v} sont choisies aléatoirement en imposant que le produit scalaire entre \vec{u} et \vec{v} soit nul afin de pas briser la symétrie de révolution et ainsi ne privilégier aucune direction particulière.

Pour procéder à la collision il nous faut alors deux matrices de rotations, une pour chacun des deux angles θ et φ , permettant la rotation dans l'espace. La première matrice que nous définissons est la matrice (C.10) de rotation d'angle θ autour du vecteur unitaire \vec{v} :

$$\mathcal{R}_{\vec{v}}(\theta) = \begin{pmatrix} v_1^2 + (1 - v_1^2) \cos \theta & v_1 v_2 (1 - \cos \theta) - v_3 \sin \theta & v_1 v_3 (1 - \cos \theta) + v_2 \sin \theta \\ v_1 v_2 (1 - \cos \theta) + v_3 \sin \theta & v_2^2 + (1 - v_2^2) \cos \theta & v_2 v_3 (1 - \cos \theta) - v_1 \sin \theta \\ v_1 v_3 (1 - \cos \theta) - v_2 \sin \theta & v_2 v_3 (1 - \cos \theta) + v_1 \sin \theta & v_3^2 + (1 - v_3^2) \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{C.10})$$

La seconde matrice est la matrice (C.11) de rotation d'angle φ autour du vecteur unitaire \vec{u} :

$$\mathcal{R}_{\vec{u}}(\varphi) = \begin{pmatrix} u_1^2 + (1 - u_1^2) \cos \varphi & u_1 u_2 (1 - \cos \varphi) - u_3 \sin \varphi & u_1 u_3 (1 - \cos \varphi) + u_2 \sin \varphi \\ u_1 u_2 (1 - \cos \varphi) + u_3 \sin \varphi & u_2^2 + (1 - u_2^2) \cos \varphi & u_2 u_3 (1 - \cos \varphi) - u_1 \sin \varphi \\ u_1 u_3 (1 - \cos \varphi) - u_2 \sin \varphi & u_2 u_3 (1 - \cos \varphi) + u_1 \sin \varphi & u_3^2 + (1 - u_3^2) \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (\text{C.11})$$

Nous sommes donc en mesure de définir une matrice de rotation globale appelée matrice de collision et notée $\mathcal{M}_{\text{coll}}$ résultant du produit des matrices définies ci-dessus. Cette matrice de collision est exprimée en (C.12) :

$$\mathcal{M}_{\text{coll}}(\theta, \varphi) = \mathcal{R}_{\vec{u}}(\varphi) \otimes \mathcal{R}_{\vec{v}}(\theta) \quad (\text{C.12})$$

Comme indiqué dans la partie 2.2.2 du chapitre 2, l'angle φ est choisi aléatoirement dans l'intervalle $[0, 2\pi]$, tandis que l'angle θ est choisi en utilisant la relation (2.3) issue des études de LI & MACHLEIDT [40, 41].

La matrice de collision agit alors sur la partie vectorielle des quadrivecteurs, et nous avons les impulsions diffusées pour les nucléons i et j telles que :

$$\begin{aligned} \vec{p}_i^{**'} &= \mathcal{M}_{\text{coll}}(\theta, \varphi) \otimes \vec{p}_i^{**} \\ \vec{p}_j^{**'} &= \mathcal{M}_{\text{coll}}(\theta, \varphi) \otimes \vec{p}_j^{**} \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

Nous avons donc après avoir vérifié la conservation de l'énergie, le quadrivecteur diffusé pour le nucléon i $\tilde{P}_i^{**'} = \left(\frac{E_i^{**'}}{c}, \vec{p}_i^{**'} \right)$ et pour le nucléon j $\tilde{P}_j^{**'} = \left(\frac{E_j^{**'}}{c}, \vec{p}_j^{**'} \right)$.

La figure C.1 représente schématiquement la collision nucléon-nucléon dans leur centre de masse.

C.2.3 Retour dans le référentiel du centre de masse des noyaux et vérification du principe d'exclusion de Pauli

Une fois que la collision nucléon-nucléon est réalisée et avant de vérifier le principe de blocage de Pauli, il est nécessaire de ramener les nucléons diffusés dans le centre de masse des noyaux, c'est-à-dire dans le référentiel de la réaction nucléaire. Pour cela nous avons besoin de l'inverse de

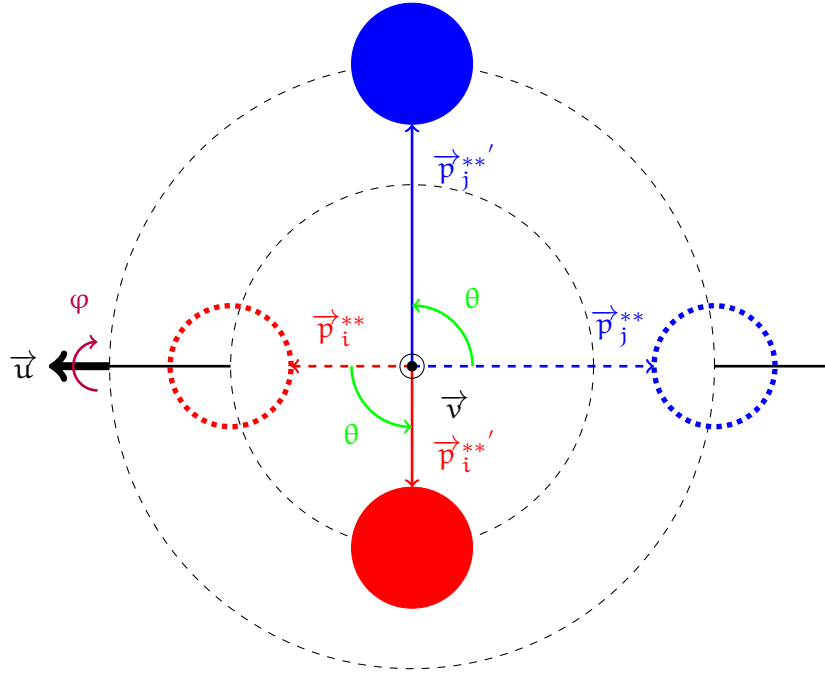


FIGURE C.1 – Schéma de la collision élastique entre deux nucléons dans leur centre de masse avec indiqué les angles de rotations θ et φ , ainsi que les vecteurs \vec{u} et \vec{v} .

la matrice de Lorentz définie dans la relation (C.6)

$$\mathcal{L}_{(i,j)}^{-1} = \begin{pmatrix} \gamma' & \gamma' \beta'_x & \gamma' \beta'_y & \gamma' \beta'_z \\ \gamma' \beta'_x & 1 + (\gamma' - 1) \frac{\beta_x'^2}{\beta'^2} & (\gamma' - 1) \frac{\beta'_x \beta'_y}{\beta'^2} & (\gamma' - 1) \frac{\beta'_x \beta'_z}{\beta'^2} \\ \gamma' \beta'_y & (\gamma' - 1) \frac{\beta'_y \beta'_x}{\beta'^2} & 1 + (\gamma' - 1) \frac{\beta_y'^2}{\beta'^2} & (\gamma' - 1) \frac{\beta'_y \beta'_z}{\beta'^2} \\ \gamma' \beta'_z & (\gamma' - 1) \frac{\beta'_z \beta'_x}{\beta'^2} & (\gamma' - 1) \frac{\beta'_z \beta'_y}{\beta'^2} & 1 + (\gamma' - 1) \frac{\beta_z'^2}{\beta'^2} \end{pmatrix} \quad (\text{C.14})$$

Nous obtenons alors à l'aide de cette dernière les quadrivecteurs $\tilde{\mathbf{P}}_i^{*'}$ et $\tilde{\mathbf{P}}_j^{*'}$ des nucléons i et j diffusés.

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{P}}_i^{*'} &= \mathcal{L}_{(i,j)}^{-1} \otimes \tilde{\mathbf{P}}_i^{**'} \\ \tilde{\mathbf{P}}_j^{*'} &= \mathcal{L}_{(i,j)}^{-1} \otimes \tilde{\mathbf{P}}_j^{**'} \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

La dernière étape de la simulation de la collision consiste à vérifier que le principe d'exclusion de Pauli est respecté. Pour cela nous réalisons une vérification géométrique dans l'espace des impulsions de ce dernier tel que présenté sur la figure 2.6. La figure C.2 présente le calcul réalisé afin de procéder à cette vérification. Le principe de Pauli est respecté si et seulement si les quatre conditions présentées en (C.16) sont respectées en même temps :

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_1 &> \mathbf{p}_p, \quad \mathbf{d}_2 > \mathbf{p}_p \\ \mathbf{d}_3 &> \mathbf{p}_c, \quad \mathbf{d}_4 > \mathbf{p}_c \end{aligned} \quad (\text{C.16})$$

où \mathbf{p}_p (resp. \mathbf{p}_c) représente le rayon de la sphère de Fermi dans l'espace des impulsions du projectile (resp. de la cible) ; et \mathbf{d}_i avec $i \in \{1, 2, 3, 4\}$ les distances respectives des nucléons i' et j' par rapport aux centres des sphères de Fermi O_C et O_P .

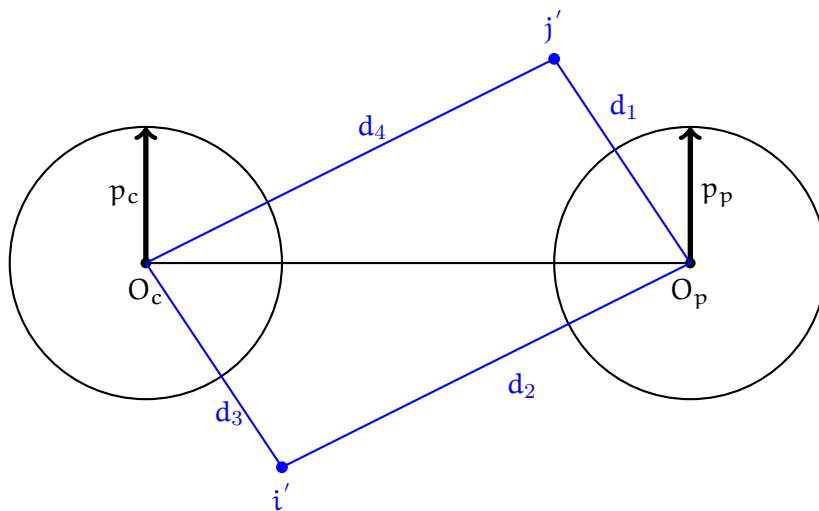


FIGURE C.2 – Illustration des calculs réalisés dans le cadre de la vérification du principe d'exclusion de Pauli.

Annexe D

Simulation de la coalescence de nucléons

Nous présentons dans cette annexe les équations utilisées dans la simulation de la coalescence de nucléons (cf. chapitre 3).

Comme expliqué dans la section 3.2.2, la source est ici représentée comme une sphère de rayon R_S uniformément chargée en volume; le *cluster* est aléatoirement placé dans cette dernière et sa position est notée r_c . De part la symétrie sphérique du problème, les angles θ et φ ne sont pas pertinent pour sa description : ainsi toutes les quantités physiques (champ électrique, potentiel et force électrostatique) seront purement radiales.

Trois cas sont donc possible :

- i) le *cluster* est à l'intérieur de la source : $r_c(t) < R_S(t)$
- ii) le *cluster* est à la surface de la source : $r_c(t) = R_S(t)$
- iii) le *cluster* est à l'extérieur de la source : $r_c(t) > R_S(t)$

Nous présentons dans un premier temps les expressions du champ électrique \vec{E} calculées à partir du théorème de Gauss, puis intégrerons ces dernières afin d'en déduire les expressions du potentiel V . Les expressions de la force électrostatique seront ensuite introduites, et nous terminerons pas les relations de propagation.

D.1 Champ électrique créé par la source

Afin de calculer le champ électrique créé par la source, nous utilisons le théorème de Gauss dont la forme intégrale est rappelée ci-après.

$$\oiint_{\mathcal{S}} \vec{E} \cdot d\vec{\mathcal{S}} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \iiint_V \rho \cdot dV \quad (D.1)$$

où \vec{E} est le champ électrique, \mathcal{S} est une surface fermée contenant le volume V , ρ est la densité de charge électrique contenue dans ce volume V et ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide. De part la symétrie sphérique du problème, la surface fermée \mathcal{S} choisie est une sphère de rayon r_c .

L'application du théorème de Gauss nous permet alors d'obtenir pour le champ $\vec{E}(r_c) = E(r_c) \times \vec{u}_r$ les relations suivantes à l'instant t pour les trois cas possibles selon la position du

cluster :

$$E(r_c) = \begin{cases} \frac{\rho_S \cdot r_c}{3\epsilon_0} & , \text{ si } r_c < R_S \\ \frac{\rho_S \cdot R_S}{3\epsilon_0} & , \text{ si } r_c = R_S \\ \frac{\rho_S \cdot R_S^3}{3\epsilon_0 \cdot r_c^2} & , \text{ si } r_c > R_S \end{cases} \quad (\text{D.2})$$

Une fois les expressions du champ électrique déterminées, il est possible de d'obtenir celles du potentiel et de la force électrostatique.

D.2 Potentiel électrostatique créé par la source

Par définition des équations de Maxwell (notamment l'équation de Maxwell-Faraday), le champ électrique dérive d'un potentiel scalaire noté V et appelé potentiel électrostatique tel que :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V)$$

Cependant dans notre cas, il est plus simple d'utiliser la réciproque de cette relation, telle que présentée à l'aide de la relation (D.3) suivante :

$$V = - \int \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (\text{D.3})$$

où \vec{E} et V sont respectivement le champ électrique et le potentiel électrostatique, et $d\vec{l}$ est l'élément de longueur.

L'intégration des équations (D.2) issues de l'application du théorème de Gauss nous conduit alors aux relations suivantes concernant le potentiel électrostatique à l'instant t pour les trois cas possibles selon la position du *cluster* :

$$V(r_c) = \begin{cases} \frac{\rho_S \cdot (3 \cdot R_S^2 - r_c^2)}{6\epsilon_0} & , \text{ si } r_c < R_S \\ \frac{\rho_S \cdot R_S^2}{3\epsilon_0} & , \text{ si } r_c = R_S \\ \frac{\rho_S \cdot R_S^3}{3\epsilon_0 \cdot r_c} & , \text{ si } r_c > R_S \end{cases} \quad (\text{D.4})$$

D.3 Force électrostatique créée par la source sur le *cluster*

Par définition, la force électrostatique exercée par une source générant un champ \vec{E} sur une charge q est :

$$\vec{F} = q \times \vec{E} \quad (\text{D.5})$$

Dans notre cas, le *cluster* de numéro atomique Z_c à une charge $q_c = Z_c \cdot e$ où e est la charge élémentaire. En utilisant les relations du champ électrostatique présentées avec l'équation (D.2)

ainsi que la définition(cf. (D.5)) nous obtenons pour la force électrostatique $\vec{F}(\mathbf{r}_c) = F(\mathbf{r}_c) \times \vec{\mathbf{u}}_r$:

$$F(\mathbf{r}_c) = \begin{cases} \frac{Z_c \cdot e \cdot \rho_S \cdot r_c}{3\epsilon_0} & , \text{ si } r_c < R_S \\ \frac{Z_c \cdot e \cdot \rho_S \cdot R_S}{3\epsilon_0} & , \text{ si } r_c = R_S \\ \frac{Z_c \cdot e \cdot \rho_S \cdot R_S^3}{3\epsilon_0 \cdot r_c^2} & , \text{ si } r_c > R_S \end{cases} \quad (\text{D.6})$$

D.4 Équations de la propagation du *cluster*

A l'aide des relations obtenues ci-avant, nous sommes en mesure d'obtenir les équations finales concernant la propagation du *cluster*, l'évolution de la taille de la source et de la densité de charge.

Nous utilisons ici le principe fondamental de la dynamique appliqué au *cluster* en ne considérant que la force électrostatique. Nous avons alors :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (\text{D.7})$$

En utilisant la définition de l'impulsion et la relation (D.7) nous obtenons :

$$d\vec{v} = \frac{d\vec{F} \cdot dt}{m} \quad (\text{D.8})$$

Le *cluster* est repéré à l'instant t par sa position $\vec{r}_c(t)$ et sa vitesse $\vec{v}_c(t)$. La source possède quant à elle à l'instant t un rayon noté $R_S(t)$ et une densité de charge $\rho_S(t)$. Nous avons alors les equations couplées suivantes pour la propagation du *cluster* et l'évolution du rayon de la source :

$$\begin{cases} \vec{r}_c(t + dt) = \vec{r}_c(t) + \vec{v}_c(t) \cdot dt \\ \vec{v}_c(t + dt) = \vec{v}_c(t) + d\vec{v}_c(t) = \vec{v}_c(t) + \frac{\vec{F}(\mathbf{r}_c) \cdot dt}{m_c} \\ R_S(t + dt) = R_S(t) + v \cdot dt \end{cases} \quad (\text{D.9})$$

Concernant l'évolution de la densité de charge de la source nous avons :

$$\rho_S(\mathbf{r}_c, t) = \begin{cases} \frac{3 \cdot Z_S \cdot e}{4\pi \cdot R_S^3(t)} & , \text{ si } r_c(t) < R_S(t) \\ \frac{3 \cdot Z_S \cdot e}{4\pi \cdot R_S^3(0)} & , \text{ si } r_c(t) \geq R_S(t) \end{cases} \quad (\text{D.10})$$

Ce sont ces équations qui sont utilisées afin de procéder à la propagation du *cluster* jusqu'à ce que l'énergie potentielle d'interaction (cf. (D.11)) entre le *cluster* et la source soit inférieure à 1 MeV.

$$E_P(\mathbf{r}_c) = q_c \times V(\mathbf{r}_c) \quad (\text{D.11})$$

Bibliographie

- [1] Jérôme Margueron, Rudiney Hoffmann Casali, and Francesca Gulminelli. Equation of state for dense nucleonic matter from metamodeling. II. Predictions for neutron star properties. *Physical Review C*, 97(2), February 2018. 3, 62, 63
- [2] G. Lehaut, et al. Study of nuclear stopping in central collisions at intermediate energies. *Physical Review Letters*, 104(23), 2010. 4, 15, 16, 30
- [3] O. Lopez, et al. In-medium effects for nuclear matter in the fermi-energy domain. *Physical Review C*, 90(6), 2014. 4, 30, 40, 50, 113
- [4] INDRA Collaboration. INDRA collaboration website. <http://indra.in2p3.fr/spip/>. 9
- [5] J. Pouthas, et al. INDRA, a 4π 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. 9, 116
- [6] J. Pouthas, et al. The electronics of the INDRA 4π detection array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 369(1) :222–247, 1996. 9
- [7] Grégory Lehaut. *Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits lors des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi*. PhD thesis, Caen Basse-Normandie, LPC Caen, September 2009. 9, 107
- [8] Elodie Legouée. *Etude systématique de la dynamique et de la thermodynamique des systèmes nucléaires symétriques ou quasi-symétriques étudiés avec le multidétecteur INDRA par des méthodes probabilistes nouvelles*. PhD thesis, Caen Basse-Normandie, LPC Caen, October 2013. 9
- [9] Diego Gruyer. *Aspects dynamiques de la désexcitation nucléaire : de la fission à la multifragmentation*. PhD thesis, Caen Basse-Normandie, GANIL, September 2014. 9
- [10] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach*. Springer, 2. ed edition, 1994. 11
- [11] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. Wiley, New York, NY, 3. ed edition, 2000. OCLC : 247083754. 11
- [12] G. Tabacaru, et al. Pulse-height defect in the passivated ion-implanted Si detectors of the INDRA array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 428 :379–390, 1999. 12, 133, 134, 136

- [13] M. Pârlog, et al. 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. 14, 133, 134, 140
- [14] M Pârlog, et al. Response of CsI (Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part I : recombination and delta electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3) :674–692, 2002. 14, 133, 140
- [15] INDRA Collaboration. KaliVeda : Heavy-Ion Analysis Toolkit. <http://indra.in2p3.fr/kaliveda/>. 14
- [16] R. Bimbot, et al. Stopping powers of gases for very heavy ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 107(1-4) :9–14, 1996. 14
- [17] J. Herault, et al. Stopping powers of gases for heavy ions (O, AR, Kr, Xe) at intermediate energy (20-100 MeV/u). vanishing of the gas-solid effect. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 61 :156–166, 1991. 14
- [18] 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 :1–213, 1990. 14
- [19] Lee C. Northcliffe and R. Fo Schilling. Range and stopping-power tables for heavy ions. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 7(3) :233–463, 1970. 14
- [20] L. Phair, et al. Impact-parameter filters for 36ar+ 197au collisions at EA= 50, 80 and 110 MeV. *Nuclear Physics A*, 548(3) :489–509, 1992. 15
- [21] Nathalie Bellaize. *Fragmentation dans les collisions centrales du système Ni+ Au de 32 à 90 A MeV*. PhD Thesis, Université de Caen Basse-Normandie, 2000. 16
- [22] Nicolas Le Neindre. *Aspects thermodynamiques de la multifragmentation Xe+Sn à 50 A.MeV*. PhD thesis, Caen Basse-Normandie, LPC - Caen, October 1999. 17, 18, 105
- [23] M. Gyulassy, K. A. Frankel, and Horst Stoecker. Do nuclei flow at high energies? *Physics Letters B*, 110(3-4) :185–188, 1982. 17
- [24] Nathalie Marie. *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 MeV par nucléons*. PhD thesis, Caen Basse-Normandie, GANIL, December 1995. 18
- [25] Mostafa Mjahed. *Application de la méthode d'analyse discriminante à la reconnaissance des jets et de la nature des partons dans les réaction e+e- -> hadrons*. PhD thesis, Clermont II, 1987. 18
- [26] Wen-qing Shen, et al. Total reaction cross section for heavy-ion collisions and its relation to the neutron excess degree of freedom. *Nuclear Physics A*, 491(1) :130–146, 1989. 20
- [27] J. D. Frankland, et al. Multifragmentation of a very heavy nuclear system (I) : selection of single-source events. *Nuclear Physics A*, 689 :905–939, 2001. 21, 105

- [28] Francis Hanappe, Marc Lefort, Ch Ngô, Jean Péter, and Bernard Tamain. Cross section and angular distribution of products in "quasifission" reactions induced by 525-mev kr 84 ions on a bi 209 target. *Physical Review Letters*, 32(13) :738, 1974. [24](#)
- [29] W. Bauer. Nuclear stopping at intermediate beam energies. *Physical review letters*, 61(22) :2534, 1988. [24](#)
- [30] Jian-Ye Liu, et al. Nuclear stopping as a probe for in-medium nucleon-nucleon cross sections in intermediate energy heavy ion collisions. *Physical Review Letters*, 86(6) :975–978, 2001. [24](#)
- [31] W. Reisdorf, et al. Nuclear stopping from 0.09 a to 1.93 a GeV and its correlation to flow. *Physical Review Letters*, 92(23), 2004. [24](#)
- [32] H. Yukawa. On the Interaction of Elementary Particles. In *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan*, volume 17, pages 48–57, 1935. [35](#)
- [33] Murray Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *50 Years of Quarks. Edited by FRITZSCH HARALD ET AL. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2015. ISBN# 9789814618113, pp. 1-4, pages 1–4, 2015.* [35](#)
- [34] G. Zweig. An SU3 Model for Strong Interaction symmetry and its breaking. Technical Report 8182/TH.401, CERN, Geneva, January 1964. [35](#)
- [35] D. J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories. *Physical Review Letters*, 30(26) :1343–1346, June 1973. [35](#)
- [36] H. David Politzer. Reliable perturbative results for strong interactions? *Physical Review Letters*, 30(26) :1346, 1973. [35](#)
- [37] M. Naghdi. Nucleon-Nucleon Interaction : A Typical/Concise Review. *arXiv preprint nucl-th/070207v4*, March 2014. [37](#)
- [38] Arnau Rios and Vittorio Somà. Self-Consistent Green's Function Calculation of the Nucleon Mean Free Path. *Physical Review Letters*, 108(1), January 2012. [37](#), [50](#), [57](#)
- [39] C. Patrignani. Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*, 40(10) :100001, October 2016. [40](#)
- [40] G. Q. Li and R. Machleidt. Microscopic calculation of in-medium nucleon-nucleon cross sections. *Physical Review C*, 48(4) :1702–1712, October 1993. [41](#), [42](#), [50](#), [55](#), [164](#)
- [41] G. Q. Li and R. Machleidt. Microscopic calculation of in-medium proton-proton cross sections. *Physical Review C*, 49(1) :566–569, January 1994. [41](#), [50](#), [55](#), [164](#)
- [42] Jérémie Dudouet. *Etude de la fragmentation du 12C sur cible mince à 95 MeV/A pour la hadronthérapie*. PhD thesis, Université de Caen, 2014. [42](#)
- [43] P. Eudes, Z. Basrak, F. Sébille, V. de la Mota, and G. Royer. Towards a unified description of evaporation-residue fusion cross-sections above the barrier. *EPL (Europhysics Letters)*, 104(2) :22001, October 2013. [46](#)
- [44] P. Eudes, Z. Basrak, F. Sébille, V. de la Mota, and G. Royer. Comprehensive analysis of fusion data well above the barrier. *Physical Review C*, 90(3), September 2014. [46](#)

- [45] L. Manduci, et al. Reaction and fusion cross sections for the near-symmetric system Xe 129 + Sn nat from 8 A to 35 A MeV. *Physical Review C*, 94(4), October 2016. [46](#)
- [46] J. Hüfner and J. Knoll. Rows on rows - A theory for collisions between heavy ions at high energy. *Nuclear Physics A*, 290 :460–492, 1977. [47](#)
- [47] R. J. Glauber and G. Matthiae. High-energy scattering of protons by nuclei. *Nuclear Physics B*, 21(2) :135–157, 1970. [47](#)
- [48] I. Brissaud, L. Bimbot, Y. Le Bornec, B. Tatischeff, and N. Willis. Use of Glauber approximation at low energies. *Physical Review C*, 11(5) :1537, 1975. [47](#)
- [49] D. Durand, E. Suraud, and B. Tamain. *Nuclear Dynamics in the Nucleonic Regime*. Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics. Taylor & Francis, 2000. [49](#)
- [50] Z. Basrak, P. Eudes, and V. de la Mota. Aspects of the momentum dependence of the equation of state and of the residual NN cross section, and their effects on nuclear stopping. *Physical Review C*, 93(5) :054609, 2016. [50](#)
- [51] N. Metropolis, et al. Monte Carlo calculations on intranuclear cascades. I. Low-energy studies. *Physical Review*, 110(1) :185, 1958. [50](#), [56](#)
- [52] A. Nadasen, et al. Elastic scattering of 80-180 MeV protons and the proton-nucleus optical potential. *Physical Review C*, 23(3) :1023, 1981. [50](#)
- [53] P. U. Renberg, et al. Reaction cross sections for protons in the energy range 220-570 MeV. *Nuclear Physics A*, 183 :81–104, 1972. [50](#)
- [54] K. Kikuchi and M. Kawai. *Nuclear Matter and Nuclear Reactions*. North-Holland research monograph. North-Holland Pub. Co., 1968. [52](#)
- [55] P Danielewicz. Hadronic transport models. *Acta Physica Polonica B*, 33(1) :45–64, 2002. [56](#)
- [56] D. D. S. Coupland, W. G. Lynch, M. B. Tsang, P. Danielewicz, and Yingxun Zhang. Influence of transport variables on isospin transport ratios. *Physical Review C*, 84(5), November 2011. [56](#), [57](#)
- [57] Bao-An Li and Lie-Wen Chen. Nucleon-nucleon cross sections in neutron-rich matter and isospin transport in heavy-ion reactions at intermediate energies. *Physical Review C*, 72(6), December 2005. [57](#)
- [58] Li Ou. In-medium nucleon-nucleon elastic cross sections determined from nucleon-induced reaction cross sections data. *arXiv preprint arXiv :1509.03175*, 2015. [57](#)
- [59] B Li, L Chen, and C Ko. Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions. *Physics Reports*, 464(4-6) :113–281, August 2008. [61](#), [62](#), [65](#)
- [60] Tobias Fischer, Matthias Hempel, Irina Sagert, Yudai Suwa, and Jürgen Schaffner-Bielich. Symmetry energy impact in simulations of core-collapse supernovae. *The European Physical Journal A*, 50(2), February 2014. [61](#)
- [61] S. Gandolfi, J. Carlson, S. Reddy, A. W. Steiner, and R. B. Wiringa. The equation of state of neutron matter, symmetry energy and neutron star structure. *The European Physical Journal A*, 50(2), February 2014. [61](#)

- [62] K. Hebeler and A. Schwenk. Symmetry energy, neutron skin, and neutron star radius from chiral effective field theory interactions. *The European Physical Journal A*, 50(2), February 2014. [61](#)
- [63] G Martínez-Pinedo, T Fischer, and L Huther. Supernova neutrinos and nucleosynthesis. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 41(4) :044008, April 2014. [61](#)
- [64] M. Oertel, M. Hempel, T. Klähn, and S. Typel. Equations of state for supernovae and compact stars. *Reviews of Modern Physics*, 89(1), March 2017. [63](#), [65](#)
- [65] 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(1-3) :276–281, November 2013. [63](#)
- [66] James M. Lattimer and Yeunhwan Lim. Constraining the symmetry parameters of the nuclear interaction. *The Astrophysical Journal*, 771(1) :51, June 2013. [63](#)
- [67] M. B. Tsang, et al. Constraints on the Density Dependence of the Symmetry Energy. *Physical Review Letters*, 102(12), March 2009. [63](#)
- [68] Maria Colonna, Virgil Baran, and Massimo Di Toro. Theoretical predictions of experimental observables sensitive to the symmetry energy : Results of the SMF transport model. *The European Physical Journal A*, 50(2), February 2014. [64](#)
- [69] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, M. Zielinska-Pfabé, and H. H. Wolter. Isospin transport at Fermi energies. *Physical Review C*, 72(6), December 2005. [63](#)
- [70] Yingxun Zhang, et al. Influence of in-medium N N cross sections, symmetry potential, and impact parameter on isospin observables. *Physical Review C*, 85(2), February 2012. [64](#), [65](#)
- [71] James M. Lattimer and Andrew W. Steiner. Constraints on the symmetry energy using the mass-radius relation of neutron stars. *The European Physical Journal A*, 50(2), February 2014. [65](#)
- [72] F. J. Fattoyev, W. G. Newton, and Bao-An Li. Probing the high-density behavior of symmetry energy with gravitational waves. *The European Physical Journal A*, 50(2), February 2014. [65](#)
- [73] Quentin Fable. *Etude de l'effet de l'isospin dans les collisions $40,48\text{Ca} + 40,48\text{Ca}$ à 35 A MeV*. PhD Thesis, Université de Caen, February 2018. [65](#), [91](#), [95](#)
- [74] Ye S. Golubeva, A. S. Iljinov, E. Ya Paryev, and I. A. Pshenichnov. Subthreshold η production on nuclei by protons. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 345(2) :223–226, 1993. [70](#), [72](#)
- [75] Terry C. Awes, et al. Precompound emission of light particles in the reaction $\text{O } 16 + \text{U } 238$ at 20 MeV/nucleon. *Physical Review C*, 24(1) :89, 1981. [79](#)
- [76] Rémi Bougault. *Private communication*, May 2018. [79](#)
- [77] R. Bougault, et al. Light charged clusters emitted in 32 MeV/nucleon $\text{Xe } 136, 124 + \text{Sn } 124, 112$ reactions : Chemical equilibrium and production of $\text{He } 3$ and $\text{He } 6$. *Physical Review C*, 97(2), February 2018. [84](#)

- [78] Aymeric Van Lauwe. *Modélisation des collisions nucléaires aux énergies de Fermi : validation à l'aide des données INDRA*. PhD thesis, Université de Caen, 2003. 88
- [79] Denis Lacroix, Aymeric Van Lauwe, and Dominique Durand. Event generator for nuclear collisions at intermediate energies. *Physical Review C*, 69(5), May 2004. 88, 96
- [80] W. U. Schroder and Huizenga J. R. *Treatise on Heavy Ion Science*. Plenum, New York, 1984. 88
- [81] 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. 91, 95
- [82] S. Hudan. Characteristics of the fragments produced in central collisions of $^{129}\text{Xe}+\text{natSn}$ from 32 to 50 MeV/A. *Physical Review C*, 67, 2003. 93
- [83] R. J. Charity. Emission of complex fragments from highly excited systems produced in $^{93}\text{Nb}+^9\text{Be}$ and ^{27}Al reactions at $E/A=25.4$ and 30.3 MeV. *Nuclear Physics A*, 476, 1988. 95
- [84] V. Weisskopf. Statistics and Nuclear Reaction. *Physical Review*, 52 :295–303, 1937. 95
- [85] L. G. Moretto. Intermediate mass fragments emitted in the reaction $\text{Ag}+^{14}\text{N}$ at 100, 160 and 250 MeV bombarding energy. *Nuclear Physics A*, 255(2) :491–508, 1975. 95
- [86] Olivier Lopez. Production de fragments dans les collisions nucléaires autour de l'énergie de Fermi. Habilitation à Diriger les Recherches, 2014. 113
- [87] Maxime Henri. Description des phénomènes observés dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi : le protocole de Backtracing et les collisions nucléon-nucléon. Rapport de Stage de M2 Recherche, Université de Caen Basse-Normandie, LPC - Caen, June 2015. 113
- [88] FAZIA Collaboration. FAZIA collaboration website. <http://fazia.in2p3.fr/?lang=en>. 115
- [89] S. Aiello, et al. Chimera : a project of a 4π detector for heavy ion reactions studies at intermediate energy. *Nuclear Physics A*, 583 :461–464, 1995. 116
- [90] E De Filippo, et al. Integration of the GET electronics for the CHIMERA and FARCOS devices. *Journal of Physics : Conference Series*, 1014 :012003, May 2018. 116
- [91] E.C. Pollacco, et al. GET : A generic electronics system for TPCs and nuclear physics instrumentation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 887 :81–93, April 2018. 116
- [92] J. Giovinazzo, et al. GET electronics samples data analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 840 :15–27, December 2016. 116
- [93] INDRA collaboration. *Internal report on GET electronics for INDRA*, 2016. 116
- [94] G. Poggi. FAZIA : Prototyping a next-generation 4π array for nuclear reaction-dynamics studies. *The European Physical Journal Special Topics*, 150(1) :369–372, November 2007. 116

- [95] N. Le Neindre, et al. Comparison of charged particle identification using pulse shape discrimination and DE-E methods between front and rear side injection in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 701 :145–152, February 2013. 117, 122
- [96] R. Bougault, et al. The FAZIA project in Europe : R&D phase. *The European Physical Journal A*, 50(2), February 2014. 118
- [97] L. Bardelli, et al. 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, July 2009. 119
- [98] Koichi Momma and Fujio Izumi. VESTA 3 for three-dimensional visualization of crystal, volumetric and morphology data. *Journal of Applied Crystallography*, 44(6) :1272–1276, December 2011. 121
- [99] L. Bardelli, G. Poggi, G. Pasquali, and M. Bini. A method for non-destructive resistivity mapping in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 602(2) :501–505, April 2009. 122
- [100] A. J. Kordyasz, et al. Low-temperature technique of thin silicon ion implanted epitaxial detectors. *The European Physical Journal A*, 51(2), February 2015. 121
- [101] D. Gruyer. New trends in isotopic identification with telescope detectors. In *Proceedings of the IWM2018*, Catania (Italy), in preparation. 122, 130
- [102] F. Salomon, et al. Front-end electronics for the FAZIA experiment. *Journal of Instrumentation*, 11(01) :C01064–C01064, January 2016. 124
- [103] <https://github.com/gtortone/FzDAQ>. 128
- [104] <https://launchpad.net/fazia-gui>. 128
- [105] <https://developers.google.com/protocol-buffers/>. 128
- [106] S. Valdre. Time of flight identification with fazia. In *Proceedings of the IWM2018*, Catania (Italy), in preparation. 129
- [107] Diego Gruyer. *Private communication*, May 2018. 131
- [108] Giuseppe Pastore. *Study of the reaction $80\text{Kr}+40,48\text{Ca}$ at $35\text{MeV}/u$ with the FAZIA detector array*. PhD thesis, Università degli studi Firenze, 2017. 132
- [109] O. Lopez, et al. Improving isotopic identification with INDRA Silicon–CsI(Tl) telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 884 :140–149, March 2018. 133
- [110] O. Lopez and M. Pârlog. Mass identification using Si–CsI(Tl) telescopes. In *Proceedings of the IWM2009*, pages 148–157, Catania (Italy), 2010. Italian Physical Society. 133
- [111] R. Dayras and E. De Filippo. Reference for the INDRA CHIO–Si identification and the Energy Loss routines. SPhN 95-60, CEA, 1995. 135

-
- [112] M. Pârlog and O. Lopez. *Private communication*. [136](#)
- [113] K. Schmidt and O. Wyszynski. An evolutionary strategy for de-e identification. *Journal of Instrumentation*, 12(09) :P09007–P09007, September 2017. [140](#)
- [114] J.L. Flores, I. Martel, R. Jiménez, J. Galán, and P. Salmerón. Application of neural networks to digital pulse shape analysis for an array of silicon strip detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 830 :287–293, September 2016. [140](#)
- [115] INDRA-FAZIA collaboration. Proposal for the GANIL PAC : Isospin transport and the density dependence of the Symmetry Energy. *GANIL PAC*, 2018. [143](#)

Étude des propriétés de transport et d'équilibration de la matière nucléaire dans le domaine de l'énergie de Fermi

Résumé

L'équation d'état de la matière nucléaire est un outil primordial dans la description des collisions entre ions lourds, mais également dans la description de la formation d'objets ou de phénomènes astrophysiques (structure des étoiles à neutrons, fusion d'étoiles à neutron). Établir l'équation d'état de la matière nucléaire requiert de définir de manière précise les conditions thermodynamiques (densité, température, asymétrie proton/neutron) dans lesquelles le système évolue. Dans ce travail, nous abordons la problématique de l'état d'équilibration maximal qui est atteint dans les collisions entre ions lourds, en terme d'énergie et d'isospin. Pour cela, nous utilisons la base de données expérimentale du multi-détecteur *INDRA* construite par la collaboration au cours de ces 25 dernières années, en nous intéressant plus particulièrement aux collisions centrales dans le domaine de l'énergie de Fermi, entre 10 et 100 MeV/nucléon. Nous présentons ainsi dans ce document, comment à l'aide de simulation dédiées, il nous a été possible de relier le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire à la section efficace de collision nucléon-nucléon dans la matière nucléaire. Nous apportons également des éléments de réponse au regard du transport de l'isospin dans les collisions centrales à l'aide des rapports isobariques $A = 3$ construits à partir des tritons et des hélium-3. Ces différents résultats nous permettent de mettre en avant le nouveau dispositif expérimental mis en place par les collaborations *INDRA* et *FAZIA* : le multi-détecteur *FAZIA*. Ce dernier est le résultat d'une période de recherche et développement de dix ans, ayant abouti à un multi-détecteur embarquant son électronique numérique sous vide, avec des performances d'identification accrues (mesure de la charge Z et de la masse A jusqu'à $Z = 25$) par rapport aux multi-détecteurs des générations précédentes.

Mots clés— matière nucléaire, collisions d'ions lourds, collisions centrales, énergie de Fermi, pouvoir d'arrêt, transport de l'isospin, multi-détecteur

Mots clés (*indexation Rameau*)— matière nucléaire, Interactions d'ions lourds, Fermi– Niveau de, Pouvoir d'arrêt (physique nucléaire), Modèles nucléaires

Study of the transport and equilibration properties of the nuclear matter in the Fermi energy domain

Abstract

The nuclear matter equation of the state is an essential tool in the description of heavy ion collisions, but also in the description of the formation of astrophysical objects or phenomena (neutron star structure, neutron stars fusion). Establishing the nuclear matter equation of state requires a proper definition of the thermodynamic conditions (density, temperature, proton/neutron asymmetry) in which the system evolves. In this work, we address the issue of equilibration reached in heavy ion collisions, in terms of energy and isospin. To do this, we use the experimental database of the *INDRA* array built by the collaboration over the past 25 years, focusing on central collisions in the Fermi energy domain, between 10 and 100 MeV/nucleon. In this document, we present how, with the help of dedicated simulations, it has been possible to link the stopping power of nuclear matter to the in-medium nucleon-nucleon cross-section. We also provide some answers regarding isospin transport in central collisions using the isobaric ratios $A = 3$ based on the tritons and helium-3 particles. These different results allow us to highlight the new experimental apparatus developed by the *INDRA* and *FAZIA* collaborations : the *FAZIA* array. The latter is the result of a ten-year period of research and development, resulting in an array embedded its digital electronic under vacuum, with increased identification performance (measurement of the Z charge and A mass up to $Z = 25$) compared to the previous generations arrays.

Keywords— nuclear matter, heavy ion collisions, central collisions, Fermi energy, stopping power, isospin transport, multi-detector