



HAL
open science

Etendre nos connaissances sur la matière nucléaire chaude dans la région de faible densité

Alex Rebillard-Soulie

► **To cite this version:**

Alex Rebillard-Soulie. Etendre nos connaissances sur la matière nucléaire chaude dans la région de faible densité. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Normandie Université, 2024. Français. NNT : 2024NORMC244 . tel-04901901

HAL Id: tel-04901901

<https://theses.hal.science/tel-04901901v1>

Submitted on 20 Jan 2025

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.

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **PHYSIQUE**

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

**Etendre nos connaissances sur la matière nucléaire chaude
dans la région de faible densité**

Présentée et soutenue par
REBILLARD-SOULIE ALEX

Thèse soutenue le 26/11/2024

devant le jury composé de :

M. BOUGAULT REMI	Directeur de recherche au CNRS - Université de Caen Normandie (UCN)	Directeur de thèse
MME JURADO BEATRIZ	Directeur de recherche au CNRS - Université de Bordeaux	Président du jury
M. GRUYER DIÉGO	Chargé de recherche au CNRS - ENSICAEN	Membre du jury
MME PAIS HELENA	Chargé de recherche - Universidade de Coimbra	Membre du jury
MME PIANTELLI SILVIA	Chargé de recherche - Università degli Studi di Firenze	Membre du jury
M. BENLLIURE JOSE	Directeur de recherche - VALENCE - UNIVERSIDAD DE VALENCIA	Rapporteur du jury
MME RAMSTEIN BÉATRICE	Directeur de recherche au CNRS - INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE D'ORSAY	Rapporteur du jury

Thèse dirigée par **BOUGAULT REMI** (Laboratoire de physique corpusculaire (Caen))

Remerciements

Il est maintenant temps de passer à la partie la plus difficile à écrire de ce manuscrit... Je vais essayer d'être le plus exhaustif possible, même si je vais forcément oublier des gens (désolé par avance). Une thèse de physique c'est un peu particulier quand-même, on passe 3 ans à se donner à fond sur un sujet, il y a des périodes compliquées, on se remet en question ne nombreuses fois, parfois on perd pieds... et oui, ça fait parti du jeu il semblerait. Mais une thèse de physique c'est surtout (parce qu'il ne faut pas parler que du négatif¹) une aventure unique avec des expériences, des découvertes, des satisfactions, des voyages et des rencontres. Tout naturellement, c'est sur cette dernière notion que vont s'articuler ces quelques pages de remerciement. Quelques pages noyées dans plus d'une centaine détaillant 3 années de recherche scientifique. Mais ces quelques pages, elles sont tout autant importantes, car sans tous ces gens, ce travail n'aurait tout simplement pas existé.

Je vais commencer ces remerciements par la partie la plus académique, à savoir mon jury de thèse (hors encadrants) : M^{me} Béatrice Ramstein, M. Jose Benlliure, M^{me} Beatriz Jurado, M^{me} Helena Pais, M^{me} Silvia Piantelli. Pour être honnête, j'ai toujours eu une grosse appréhension sur la manière dont j'allais être "cuisiné" le jour de la soutenance. Mais finalement, je pense que j'ai eu un des jury les plus bienveillants. Ce que j'ai vécu le jour de la soutenance est très loin de l'appréhension que je m'en faisais. Les échanges avec les différents membres du jury ont été tous très intéressants et j'ai été très ému de recevoir autant de compliments sur la qualité du manuscrit et de la soutenance. Ces mots simples ont suffi à me mettre dans une très bonne disposition pour les échanges, merci pour ça. Je souhaite remercier particulièrement la rapportrice et le rapporteur de cette thèse : M^{me} Béatrice Ramstein et M. Jose Benlliure, qui ont pris le soin de lire attentivement mon travail et d'en produire deux rapports qui ont été très réconfortants.

J'en viens maintenant à mes deux encadrants, aux caractères différents mais complémentaires. Diego Gruyer, tu m'as suivi depuis mon stage de master 2, tu as su me motiver, m'aider et me rassurer quand il y en avait besoin (on gardera en mémoire mon malaise lors de ma première réunion ZOOM pour présenter mes premiers travaux de stage). M'avoir envoyé présenter en conf' internationale le deuxième mois de thèse c'était un peu osé mais ça m'a beaucoup aidé pour la suite. Tu as su mettre la pression quand il fallait et blaguer de temps en temps (y compris en réu de groupe). Entre les "on va fumer?"², les "viens voir, j'ai un graph cool à te montrer" et "j'ai fait un plan numérique complet de la salle d'acquisition D5...", beaucoup de choses resteront pour moi cultes. En espérant qu'on ait l'occasion de travailler de nouveau ensemble un jour, tchô! Rémi, tu étais le contrepoids calme et patient de Diego. Cette sérénité m'a fait beaucoup de bien. Tu as

1. Honnêtement, une thèse c'est finalement beaucoup de choses positives. Le poids de mes propos ne reflète pas la réalité, mais il faut tout de même rester averti sur les difficultés.

2. Je n'ai pas cédé, je resterai non-fumeur.

toujours été là pour répondre à mes très nombreuses interrogations et remises en questions, en prenant systématiquement tout le temps nécessaire pour que je puisse ressortir de ton bureau satisfait. Merci d’avoir dirigé ma thèse, tu pourras maintenant partir du laboratoire tranquille, je te souhaite une excellente retraite.

Je souhaite remercier mon comité de suivi individuel : Jean-Yves Chesnel et Jean-Éric Ducret. C’est non seulement votre rôle dans ce comité qui a été remarquable, mais surtout, le rôle que vous avez eu les années précédentes. Jean-Yves, tu as été mon enseignant pendant une partie importante de mon cursus universitaire. J’ai toujours admiré ton investissement pédagogique important, ton calme et ton écoute. Jean-Éric, tu as été mon encadrant de stage en master 1, un stage qui s’est passé lors du premier confinement pendant la pandémie du SARS-CoV-2. Ce ne fut pas le moment idéal pour encadrer un stage de recharge, mais tu as brillé avec des entretiens Skype³ très réguliers. Je te remercie pour ton rôle non négligeable sur ma décision de poursuivre dans la recherche.

Ma thèse a été réalisée au sein d’une équipe, le groupe dynamique et thermodynamique nucléaire. Ça a été l’occasion pour moi de m’immerger au sein d’une équipe de recherche, avec les enjeux techniques, scientifique et financiers qui vont avec. Cet environnement est essentiel pour développer pleinement son expérience de chercheur, donc je tiens à remercier tout le groupe. Manu, merci pour les longues et nombreuses discussions. Olivier, merci pour ton rôle dans les événements de médiation scientifique auxquels j’ai pu participer. Nicolas, merci pour les discussions sur les montres et ton expertise incontestable sur le détecteur. Dominique, merci pour les discussions qui se finissaient toujours par une idée intéressante à tester. Quentin (tu es parti à peine quand je suis arrivé), merci pour les refs Kaamelott et les nombreuses discussions intéressantes. Maxime, merci pour les précieux conseils pré-soutenance.

L’équipe ne s’arrête pas au LPC, une partie se trouve également au GANIL. Merci à Abdou, John, Caterina. Et plus largement, c’est la collaboration internationale INDRA-FAZIA que je souhaite remercier pour les journées régulièrement organisées (où les échanges entre les nombreuses expertises ont été très précieux), la participation à mon expérience de thèse et les publications très intéressantes qui ont circulé tout au long de ma thèse. Je ne pourrai malheureusement pas être exhaustif, merci Quentin, Maxime, Giovanni,

Cette thèse m’a permis de voyager à plusieurs reprises, et notamment au Portugal, à Coimbra, dans le cadre d’une collaboration avec le groupe de physique théorique. Je tiens donc grandement à remercier Francesca Gulminelli, Helena Pais, Constança Providência et Tiago Custódio pour ce travail collaboratif qui a été un point central dans ma thèse. Tiago, tu es aussi devenu un ami et ce sera avec plaisir de repasser à Coimbra un de ses quattres !

Bien évidemment, cette thèse n’aurait pas été possible sans laboratoire. Je tiens donc à remercier tout naturellement les deux directeurs successifs du LPC Caen : Gilles Ban et Etienne Liénard. Je remercie également les services administratifs et techniques dont le travail est essentiel au fonctionnement du laboratoire.

Je vais maintenant passer à ce qui crée une partie importante de la vie du laboratoire et qui a rendu l’expérience de la thèse VRAIMENT beaucoup plus agréable : les doctorants. Au LPC, on a vraiment créé un réel groupe d’amis, beaucoup de soirées, de sorties et (avec certains) un groupe de musique : les Extrême Matter. Il y a beaucoup de doctorants que j’ai pu cotoyer durant ces années, je vais tenter d’être exhaustif mais ce sera pas facile. Je vais commencer par les “anciens” du LPC, ceux que j’ai pu voir soutenir pendant ma thèse. Joël, c’est finalement un peu grâce à toi que j’ai eu cette thèse dont tu m’avait

3. à l’ancienne

parlé lors du très regretté événement “master doc”. On ne s’est cotoyé finalement que sur la fin de ta thèse, mais ce fut un réel plaisir. De la même génération, Cyril, on ne s’est pas vu beaucoup non plus mais on a quand même eu des discussions très intéressantes. Dans la génération suivante, Alexandre (emacster), diseur de piètres calembours, mon voisin de bureau, mon maître-à-penser des éditeurs de texte (merci pour les dépannages DOOM Emacs). William, le cool-kid par excellence, toujours de bonne humeur et des plans sympa de sorties. Savitri, les memes risitas sur le groupe whats app me manquent. Léo (mystery machine), le duo inséparable de Savitri, toujours partant pour des sorties, joueur de jazz manouche hors pair, merci pour ces moments et pour ton sourire permanent. Merci aussi aux anciens à qui j’ai un peu moins parlé, qui ont été tout autant importants dans le labo : Sacha, Hoa, Mohammad, Chloe, Taras, Chiru.

Je vais passer maintenant aux doctorants avec qui j’ai partagé les 3 années de ma thèse (désolé, toute cette partie sur les doctorants va vraiment être longue...). Aur (loabu), on se connaît également depuis la licence, on a partagé beaucoup de moments et ça ne risque pas de s’arrêter après cette thèse (tu vois finalement ça l’a fait). Louis (Q-terror), encore une rencontre incroyable, tu es quelqu’un de très bienveillant, en plus d’avoir beaucoup d’humour, bon courage pour ta nouvelle vie à Grenoble, ouiinnn :c! Nathan (papy vélo), j’ai été ravi de passer 3 ans en présence de ta bonne humeur légendaire et ta gentillesse sans défauts! J’ai adoré parler de vélos et de Toulouse avec toi. Merci pour tous ces moments, les soirées, le soutiens mutuel et toute ta bienveillance. Raïssa (animal indépendant), tu es une personne incroyable, co-créatrice des Extrême Matter, fournisseuse de cartons Hello Fresh. Je te souhaite beaucoup de courage pour la dernière année. Audrey (lil’ pouet), à défaut d’avoir été un bon co-encadrant de stage, j’espère avoir été un bon collègue de bureau, pendant... 1 semaine. Tu as quand-même terminé pas très loin (juste en face). Tu étais l’un des premiers visages que je voyais en arrivant (pas forcément très tôt) au labo, celle qui m’a initié à la fanfare médecine (promis je vais essayer de me remettre au saxo). Kaciel (ou kCiel), ta personnalité dandyesque, véritable usine à memes et MJ de qualité, ce fut une très belle rencontre, so long! Romain, bon courage pour tes deux ans de thèse restants. Je t’ai récemment converti à l’incroyable Path of Exile, je sais qu’on se reverra sur l’atlas x). Guille, merci pour les clémentines, mais également pour ta bonne humeur constante, c’était un vrai plaisir de te rencontrer, brutal! Ivan, mon “office mate”, j’espère ne pas trop t’avoir embêté avec le son de mon clavier mécanique. En tout cas, ça a été un réel plaisir de partager ces 2 années à tes côtés! Victor (P³), tu n’es pas seulement un amateur de Ricard à mes yeux, mais également une personne géniale (en venant du Havre c’est pas facile), merci et bon courage pour cette thèse, pah pah pah. Gabriele, je n’ai jamais vu quelqu’un manger de pizza aussi rapidement, merci pour les soirées chez toi et ton rôle de photographe officiel des Extrême Matter. Pietro, tes altercations avec Kaciel et ta personnalité m’ont fait beaucoup rire, bon retour à Milan. Émeline, merci de m’avoir fait découvrir de nouveaux Gins et bon courage pour cette dernière année. Antony, j’ai bien aimé les discussions physique et sport qu’on a pu avoir, bon courage pour la dernière année. Ilham, tu prend la relève sous l’encadrement de Diego, il est déjà très fier du travail que tu fournis donc je sais que ça va super bien se passer. Antonin, merci pour les discussions physique et bon courage pour la suite. Ösgür, on s’est pas beaucoup parlé mais bon courage pour la thèse.

Puisque mon expérience de thèse y a été réalisée, j’ai beaucoup mis les pieds de l’autre côté de la route, au GANIL. Pendant ma première année, tout le temps passé là bas m’a valu le surnom de “traître” parmi les doctorants du LPC (la petite rivalité entre les deux laboratoires se fait toujours manifester de temps en temps). Mais finalement,

ça m'a permis de rencontrer un autre groupe de doctorants et de revoir certains anciens camarades/amis. Antoine, on s'est rencontré le premier jour de la L1, quand tu m'as demandé si on pouvait manger au RU ensemble. Depuis, on n'a pas arrêté de se côtoyer et j'espère que ça durera encore. J'ai beaucoup aimé parler physique (on parlait finalement beaucoup de ça) avec toi, je pense que ta compagnie m'a beaucoup tiré vers le haut en licence (tu comprenais les choses quand même souvent beaucoup plus vite⁴). Bonne chance pour la fin du manuscrit et la soutenance, je n'ai pas le moindre doute sur le fait que tu réussisses. Massimo, bah où teuh va faire quoi? Plus sérieusement, j'ai eu beaucoup de chance de te rencontrer (depuis la licence également), on a très vite vu⁵ que notre humour était à peu près fucked-up de la même manière! Les midis à la résidence CROUS de Martin resteront gravés dans ma mémoire. O. Thermidor⁶ a défini une bonne partie de nos délires, qui sont allés beaucoup trop loin par moments en investissant carrément nos rêves (sérieusement? des abeilles??). À part ça, tu es une personne incroyable et ton départ pour le sud a été un petit déchirement :c. Je te souhaite tout le meilleur, pour ton "attaque" de thèse⁷, pour la suite si tu as l'opportunité d'y rester, en espérant qu'on se retrouve un de ses quatre pour continuer nos projets. Tom, en plus d'être un collègue de collaboration hors pair, tu es une personne formidable. Ton absence aux réunions d'analyse INDRA⁸ a créé un vide pour cette dernière année. Je te souhaite le meilleur pour tes projets (j'attends la sortie du GANIL tycoon) et ton nouveau job à Orano⁹. Julien, tu étais le "meneur" parmi les doctorants du GANIL, j'espère que tu trouves ton bonheur au Japon. Marius, j'aimais beaucoup venir me moquer de ton éditeur de code quand je passais dans votre bureau. L'aventure de l'association des doctorants du GANIL avec toi était aussi courte qu'enrichissante x). Vincent, merci d'avoir participé à mon initiation au saxophone. Gauthier, merci pour ta super boule de feu dans le jdr de Kaciél, on se refait une session quand tu veux. Lucas, Laurie, Alexis, on a pas eu l'occasion d'échanger énormément mais ce fut également un plaisir de vous rencontrer.

Je vais terminer par tout le soutiens hors du labo, mais tout autant nécessaire, que j'ai pu avoir. Je tiens à remercier ma famille qui m'a toujours soutenu dans mes choix. En particulier, ma mère, mon frère et ma grand-mère, qui ont prêté main forte pour la préparation de mon pot de soutenance. Maman, je te remercie pour ton soutien inconditionnel, tes tentatives de comprendre ce que je faisais, et les très nombreux dépannages en voiture. Les amis (hors labo) et rencontres incroyables que j'ai pu faire tout au long de ma thèse ont également grandement participé à mon bien être, même si j'ai finalement trop peu été disponible pendant ces 3 ans.

Enfin, une personne qui a une place très spéciale dans mon coeur. Je t'ai rencontré à la fin de ma deuxième année (finalement la meilleure rencontre de cette thèse), tu ne savais sûrement pas trop dans quoi tu t'embarquais avec un thésard (scientifique qui plus est) mais finalement tu as su prendre une place essentielle et ton soutiens a été sans faille. Je te dois beaucoup et je vais être totalement disponible pour toi désormais. Les prochaines années risquent de changer un peu les choses¹⁰, mais c'est un bonheur de continuer cette aventure avec toi. Merci chat.

4. Même si les explications que tu me faisais n'étaient pas souvent les plus simples x).

5. C'est vite vu!

6. Tu sais de quoi je parle

7. Pour d'autres, on parle de "defence".

8. suivies des nombreux gosips avec les doctorants du GANIL.

9. Garde moi une place au cas où.

10. Je vais essayer de ne pas partir trop loin.

Table des matières

Introduction	9
1 Des noyaux à la matière nucléaire infinie	11
1.1 La matière nucléaire infinie	11
1.1.1 Dans les supernovæ à effondrement de cœur	13
1.1.2 Les modélisations de la matière nucléaire	16
1.1.3 Le modèle de champ moyen relativiste avec <i>clusters</i> légers	17
1.1.4 Impact des effets de milieu sur les simulations de supernova	22
1.2 Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires	24
1.2.1 Mécanismes de réaction et décroissance	24
1.2.2 Recherche d'événements à faible densité	25
1.2.3 Modélisation des événements produits par les collisions d'ions lourds	26
1.2.3.1 Les modèles de transport	26
1.2.3.2 Les modèles statistiques	27
1.2.3.3 Les générateurs d'événements	29
1.2.3.4 Bilan	29
1.3 Conclusion	30
2 Dispositif expérimental	31
2.1 Le multi-détecteur INDRA : 5 ^{ème} campagne	31
2.1.1 Détecteurs et géométrie	31
2.1.1.1 Vue générale et inventaire des détecteurs	31
2.1.1.2 Les chambres d'ionisation (ChIo)	34
2.1.1.3 Les détecteurs siliciums (Si)	34
2.1.1.4 Les scintillateurs à iodure de césium (CsI)	35
2.1.2 Électronique et acquisition	36
2.1.3 Méthodes d'identification	37
2.1.3.1 La méthode $\Delta E - E$	37
2.1.3.2 La méthode d'analyse en forme du signal	39
2.1.4 Bilan	40
2.2 Le couplage INDRA-FAZIA : expérience E818	40
2.2.1 Les changements sur INDRA	41
2.2.1.1 Les détecteurs	41
2.2.1.2 La nouvelle électronique	43
2.2.2 Le multi-détecteur FAZIA	46
2.2.2.1 Détecteurs et géométrie	47
2.2.2.2 Électronique et acquisition	49
2.2.2.3 Méthodes d'identification	51

2.2.3	Le couplage	53
2.2.4	Bilan et performances	54
3	Expérience et réduction des données	57
3.1	L'expérience E818	57
3.2	Réduction des données FAZIA	62
3.2.1	Identification CsI PSA	64
3.2.2	Calibration Si1	66
3.2.3	Épaisseurs Si1	69
3.2.4	Calibration Si2	70
3.2.5	Identifications Si1-Si2	72
3.2.6	Identifications Si-CsI	74
3.2.7	Épaisseurs Si2	76
3.2.8	Calibration CsI	80
3.2.9	Identification Si1 PSA	83
3.2.10	Conclusion	84
3.3	Réduction des données INDRA	84
3.4	Bilan	86
4	Clusters et nucléons produits à mi-rapacité dans les collisions centrales	87
4.1	Détails expérimentaux et sélections	89
4.1.1	Centralité	89
4.1.2	Région à mi-rapacité	91
4.2	Construction des ensembles statistiques	92
4.3	Caractéristiques des ensembles statistiques	95
4.3.1	Température apparente	95
4.3.2	Neutrons libres	97
4.3.3	Masse de source	98
4.3.4	Volumes de source	99
4.3.5	Densités baryoniques	102
4.3.6	Fraction de protons	103
4.3.7	Fractions massiques et constantes d'équilibre	104
4.4	Vérification de l'hypothèse d'équilibre	106
4.5	Comparaison avec RMF	108
4.5.1	Méthode d'optimisation	109
4.5.2	Approche du gaz parfait modifié	111
4.5.3	Approche sans <i>a priori</i> simple	112
4.5.4	Approche sans <i>a priori</i> totale	115
4.6	Conclusions	118
5	Clusters et nucléons produits au sein du quasi-projectile	119
5.1	Sélections	119
5.1.1	Problème d'identification dans les CsI d'INDRA pour les $Z=1$. . .	120
5.1.2	Empilements	120
5.1.3	Complétude du quasi-projectile	121
5.1.4	Vaporisation du quasi-projectile	122
5.1.5	Centralité	123
5.1.6	Bilan et effets des sélections	126
5.2	Contribution des états excités	126

5.2.1	Méthode de la masse invariante	127
5.2.2	Reconstructions expérimentales	127
5.2.3	Fond décorrélé	128
5.2.4	Résonances et multiplicités	131
5.3	Construction des ensembles statistiques	133
5.4	Séparation des sources	134
5.4.1	Déconvolution des spectres en vitesse avec HIPSE	135
5.4.2	Estimation de la pollution pour les données E818	137
5.5	Caractéristiques des ensembles statistiques	139
5.6	Comparaison avec RMF	141
5.7	Conclusion	143
Conclusion		147
A Le générateur d'événement HIPSE		149
B Implémentation du code RMF		151
B.1	<i>Wrapper</i>	151
B.2	Solutions initiales des équations	152
C Données additionnelles sur E818		153
C.1	Configuration INDRA	153
C.2	Configuration FAZIA	153
C.3	Les codes d'identification et de calibration	154
D Comparaison E818 et INDRA première campagne		157
D.1	Préambule	157
D.1.1	Campagne 1 : Ar+Ni 74 A.MeV	157
D.1.2	Campagne INDRA/FAZIA (E818) : Ar+Ni 74 A.MeV	157
D.1.3	Comparaison	157
D.2	Comparaison des domaines angulaires avec un générateur d'événements . .	158
D.3	Comparaison des multiplicités des particules légères	159
D.4	Comparaison des distributions en numéro atomique	160
D.5	Comparaison des spectres en énergie des protons et des ^4He	161
D.5.1	Comparaison avec tous les événements détectés	161
D.5.2	Comparaison avec les événements des collisions périphériques	164
Bibliographie		168

Introduction

Contexte. La physique nucléaire permet de décrire des objets de natures et de dimensions très différentes. D'un côté le monde microscopique des noyaux atomiques qui composent la matière qui nous entoure, et de l'autre les objets astrophysiques extrêmes aux confins de l'univers. Le défi de cette science est de caractériser l'interaction nucléaire agissant entre les nucléons au sein de systèmes qui peuvent être très variés. Dans le cas des objets astrophysiques les plus denses comme les étoiles à neutrons, les systèmes binaires compactes ou les supernovæ, les conditions de température et de pression sont telles que la matière ne se trouve plus à l'état de noyaux isolés, mais d'une soupe plus ou moins uniforme de nucléons en interaction : c'est la matière nucléaire. Autour de la densité de saturation (densité correspondant au cœur des noyaux atomiques), cette matière est homogène et se comporte un peu à la manière d'un fluide, comme décrit par le modèle de la goutte liquide précurseur de la description des noyaux atomiques. À plus basse densité, la matière nucléaire n'est plus homogène, des noyaux (ou *clusters*) coexistent avec les nucléons libres. Les *clusters* présents au sein de la matière nucléaire sont affectés par le milieu environnant, on parle d'effets *in-medium*. Ces effets modifient les abondances des *clusters* et ainsi les propriétés chimiques de la matière. Au sein de supernovæ à effondrement de cœur, ces effets peuvent notamment modifier la propagation des neutrinos ou de l'onde de choc à travers la matière. Il est donc important de connaître ces effets, et de quelle manière ils modifient les propriétés des *clusters* dans la matière nucléaire.

Objectifs. L'objectif principal de cette thèse est de contraindre ces effets *in-medium* au sein de la matière à basse densité et à température finie. L'un des seuls moyens accessibles pour créer des systèmes de matière nucléaire excités sont les collisions d'ions lourds réalisées dans des accélérateurs de particules. Lorsqu'ils sont suffisamment accélérés, les noyaux entrant en collision se fragmentent en particules et en noyaux plus légers. Cet état est atteint dès lors qu'une importante quantité d'énergie est dissipée lors de la collision et le système se trouve comprimé et chauffé avant de décroître. Les produits de la collision sont détectés à l'aide de multidétecteurs 4π , couvrant une partie importante de l'angle solide. En sélectionnant minutieusement les événements et les particules, il est possible de construire des ensembles statistiques dont les propriétés thermodynamiques sont différentes et peuvent être caractérisées. Les résultats expérimentaux sont comparés à un calcul de matière nucléaire infinie, où les effets *in-medium* sont modélisés. Pour décrire la matière nucléaire en présence de *clusters*, on choisit dans ce travail une approche de champ moyen relativiste (RMF) où l'interaction est modélisée par des échanges de mésons virtuels. Dans ce modèle, le couplage entre les *clusters* et le milieu doit être calibré par comparaison avec des observations expérimentales.

Plan du manuscrit. On présentera dans un premier temps l'état de l'art concernant la description de la matière nucléaire en présence de *clusters* ainsi que le contexte astrophysique associé. On décrira en particulier le modèle de champ moyen relativiste qui sera utilisé au cours de cette thèse. On abordera ensuite les aspects théoriques des collisions d'ions lourds et la formation de systèmes de matière nucléaire excitée. L'étude expérimentale des collisions d'ions lourds nécessite tout d'abord un travail de préparation du détecteur, l'expérience en elle-même et la réduction des données. Un chapitre sera consacré à la description du dispositif expérimental utilisé en incluant les changements qui ont été apportés. Le chapitre suivant sera dédié au travail de réduction des données de l'expérience réalisée au cours de cette thèse, portant essentiellement sur la calibration en énergie des détecteurs et l'identification des particules. Le chapitre d'après portera sur le premier travail d'analyse réalisé sur des événements détectés lors d'une précédente expérience. Ce travail permettra d'établir la méthodologie de l'analyse, tout en présentant des résultats nouveaux. Le dernier chapitre sera consacré à l'analyse des données de l'expérience de cette thèse et les résultats associés.

Chapitre 1

Des noyaux à la matière nucléaire infinie

Le lien entre les propriétés des noyaux atomiques et les explosions d'étoiles massives n'est *a priori* pas très évident. Pourtant, l'unification de ces deux mondes extrêmes fait l'objet d'une science bien connue : l'astrophysique nucléaire. À l'aide des collisions nucléaires, il est possible de reproduire sur terre les conditions parmi les plus extrêmes de l'univers. Dans ces conditions, les noyaux atomiques forment un système excité : ils sont chauffés, fragmentés, vaporisés. À la limite thermodynamique¹, ce système correspond à ce qu'on appelle la matière nucléaire. On peut retrouver une telle matière au sein des objets astrophysiques parmi les plus denses : étoiles à neutrons, supernovæ à effondrement de cœur, où le nombre de constituants peut être considéré comme infini à l'échelle microscopique. Tout le défi est de réussir à tisser le lien unissant ces deux mondes de nature et d'échelle très différentes.

Dans ce chapitre, nous explorerons dans un premier temps les mécanismes menant à la formation de supernovæ à effondrement de cœur. Ces objets nous permettront d'introduire, par leurs conditions de densité et de température extrêmes, le système physique sur lequel est centré ce travail de thèse : la matière nucléaire inhomogène. Nous présenterons ensuite un état de l'art concernant la description théorique de la matière nucléaire en présence de *clusters*. En particulier, on décrira le modèle de champ moyen relativiste (RMF) utilisé dans ce travail de thèse. Enfin, nous aborderons la phénoménologie des collisions d'ions lourds aux énergies permettant la formation de tels systèmes. Nous décrirons d'une part les mécanismes menant à la formation d'événements d'intérêt et d'autre part une brève revue des approches de modélisation des collisions.

1.1 La matière nucléaire infinie

Matière et équation d'état. La matière nucléaire est un système idéal infini de nucléons en interaction nucléaire. L'état d'équilibre thermodynamique est supposé atteint, et plus particulièrement : les équilibres mécanique, thermique et chimique impliquant que la pression, la température et les potentiels chimiques soient homogènes et constants. On peut alors caractériser le système de matière nucléaire par ses grandeurs macroscopiques intensives. La relation mathématique reliant les différentes variables d'état thermodynamique de ce système est appelée l'équation d'état de la matière nucléaire. La

1. Limite où le nombre de constituants d'un système statistique tend vers l'infini.

caractérisation de cette équation d'état est centrale car elle permet de relier les propriétés macroscopiques de la matière nucléaire à l'interaction nucléaire sous-jacente. Ce lien permet d'unifier la description des objets compacts célestes et des objets microscopiques que sont les noyaux atomiques et il n'y a aujourd'hui aucune approche unifiée permettant de décrire convenablement ces objets qui appartiennent à des échelles très différentes.

Diversité des modèles. Il n'existe pas encore de consensus quant à l'approche à adopter pour décrire la matière nucléaire. Pour un même type d'approche, il existe également plusieurs paramétrisations. On présente ici des exemples de calculs de matière homogène (sans *clusters*) dans l'approche du champ moyen relativiste [1] avec plusieurs paramétrisations : FSU2 [2], FSU2H [3], NL3 [4] et TM1 [5]. La figure 1.1 présente la densité d'énergie par nucléon du système en fonction de la densité baryonique calculée pour chaque paramétrisation. Un minimum d'énergie est observé autour de ce qu'on appelle la densité de saturation nucléaire ($\rho_0 \approx 0.15$ nucléon/fm³) et correspond à la densité observée au cœur des noyaux atomiques. Cette saturation est directement liée aux caractéristiques de l'interaction nucléaire². Jusqu'à la densité de saturation, il n'y a que peu de différences entre les modèles, en revanche, lorsque la densité augmente, des écarts importants apparaissent. C'est essentiellement dû au fait que les contraintes expérimentales (en particulier issues des observations des noyaux atomiques) se situent surtout proches de la densité de saturation nucléaire. Pour les régions où peu de contraintes existent, les modèles peuvent donc diverger énormément.

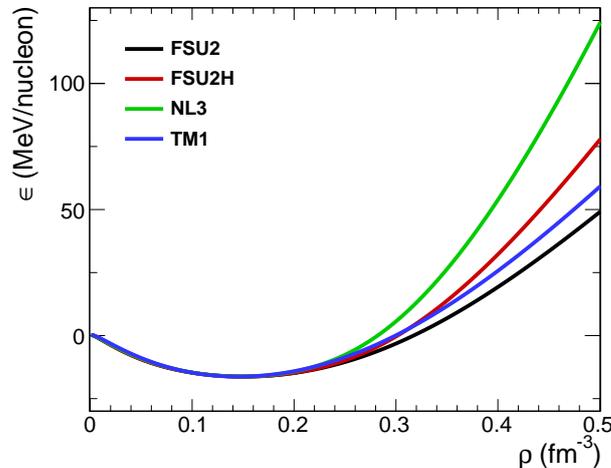


FIGURE 1.1 – Énergie par nucléon en fonction de la densité calculée avec un modèle de champ moyen relativiste pour de la matière nucléaire symétrique homogène à température nulle selon différentes paramétrisations.

Dans les objets astrophysiques extrêmes. Dans l'univers, plusieurs objets astrophysiques réunissent les conditions extrêmes nécessaires à la formation d'une telle matière.

2. L'interaction nucléaire est attractive à moyenne portée et répulsive à courte portée. Lorsqu'on ajoute progressivement des nucléons à un système, ils s'attirent mutuellement jusqu'à un moment où les nucléons les plus éloignés ne ressentent plus leurs interactions mutuelles. On dit que l'interaction nucléaire sature.

Dans les étoiles à neutrons par exemple, la matière nucléaire est dite “froide”³ et peut atteindre des densités supérieures à la densité de saturation nucléaire [6]. Les caractéristiques macroscopiques de la matière nucléaire (en particulier la relation entre la pression et la densité) servent d’ingrédient à l’équation de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) [7]. Cette équation décrit la structure d’objets astrophysiques à symétrie sphérique dans le cadre de la relativité générale et permet, entre autre, d’établir la relation masse-rayon pour les étoiles à neutrons. Seul le noyau externe de l’étoile se compose de matière nucléaire homogène [6]. Dans la croûte de l’étoile, la matière, à plus basse densité, forme des *clusters* ainsi que des “pâtes nucléaire” [8-15]. Au centre du noyau de l’étoile, la densité est telle que de nouveaux degrés de liberté (hypérons, quarks, *etc*) pourraient apparaître. Dans les supernovæ à effondrement de cœur, la matière nucléaire est chaude et peut explorer une large gamme en densité, de la saturation jusqu’à des densités très faibles. Dans la section 1.1.1, on discute de la formation des supernovæ à effondrement de cœur et de l’influence de la composition de la matière nucléaire sur la dynamique de ces objets.

Clusters et effets de milieu. À basse densité ($\rho < \rho_0$), on sait que la matière nucléaire n’est plus homogène : des *clusters* peuvent apparaître [16-21]. Ces *clusters* voient leurs propriétés modifiées par le milieu environnant, ce qui peut changer leurs conditions d’apparition et leurs abondances. Les modèles disponibles pour décrire cette matière sont soit restreints à des conditions thermodynamiques particulières, soit ne tiennent pas compte des effets de milieu ou sont trop coûteux sur le plan numérique. Une revue de quelques approches de modélisation de la matière nucléaire est présentée dans la section 1.1.2. Enfin, dans la section 1.1.3, on présentera le modèle théorique utilisé dans ce travail contraindre les paramètres de modification de milieu des *clusters* par le biais de comparaisons expérimentales.

1.1.1 Dans les supernovæ à effondrement de cœur

Cette section présente les mécanismes de fin de vie des étoiles massives, la formation de supernova et les propriétés de la matière lors de ces phénomènes. Le lecteur pourra se référer au premier chapitre du livre “Nuclear Physics of Stars” [22] et aux articles de revue [23, 24] pour plus de détails sur la formation et la dynamique des supernovæ à effondrement de cœur.

3. La matière est froide à l’échelle nucléaire, mais est de l’ordre de 10^9K .

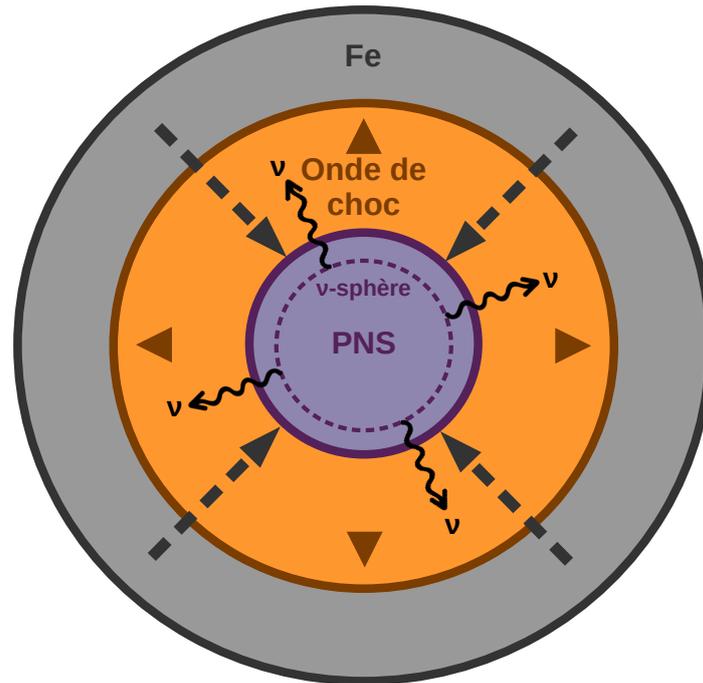


FIGURE 1.2 – Schéma représentant la phase d'effondrement du cœur de fer (Fe) et la formation de la proto-étoile à neutrons. La région en gris représente la limite du cœur de fer et les flèches grises l'effondrement de la matière de ce dernier. La zone orange délimite l'onde de choc se propageant vers les couches externes de l'étoile. La région mauve représente la proto-étoile à neutrons en formation avec en ligne pointillés la neutrinosphère. Les flèches incurvées noires représentent la propagation des neutrinos et des anti-neutrinos.

Séquence principale. L'évolution des étoiles est régie par un ensemble de processus complexes allant de la formation de l'astre jusqu'à sa mort. Après leur formation, les étoiles évoluent dans ce qu'on appelle la séquence principale, où l'hydrogène contenu dans le cœur de l'étoile fusionne pour former de l'hélium. Cette évolution se fait dans les conditions d'équilibre hydrostatique qui se définit comme un équilibre entre la pression radiative due aux réactions nucléaires et la pression gravitationnelle due à la masse de l'astre. Durant cette phase, la température et le rayon de l'étoile sont stables. La durée de vie au sein de la séquence principale dépend fortement de la masse de l'étoile. Une étoile massive engendrera des pressions plus fortes en son cœur, accélérant les réactions de fusion nucléaire réduisant ainsi la durée de vie de l'étoile.

Formation d'une supernova. Dans les étoiles dont la masse initiale est supérieure à environ 10 masses solaires, les réactions thermonucléaires continuent jusqu'à la synthèse du fer, élément le plus stable. La fusion n'est alors plus possible et le fer s'accumule au cœur de l'étoile. Lorsque le noyau de fer atteint une certaine masse (appelée masse de Chandrasekhar), la pression de dégénérescence des électrons n'est plus capable de contrebalancer la pression gravitationnelle au sein du cœur, ce dernier s'effondre sur lui-même en une fraction de seconde. Sous l'effet de l'effondrement, la densité au sein du cœur augmente jusqu'à la densité de saturation nucléaire. À ce stade, le cœur est formé de matière nucléaire qui se comprime et la partie répulsive l'interaction nucléaire agit alors

comme un ressort. L'énergie de l'effondrement gravitationnel est alors restituée en onde de choc qui se propage vers les couches externes de l'étoile. En traversant les couches de l'étoile, l'onde de choc emporte de la matière qui se retrouve éjectée de l'étoile : c'est l'explosion de supernova. Au centre de cette explosion, il reste un objet très compact, issu de la matière du cœur effondré n'ayant pas été expulsée par l'onde de choc : l'étoile à neutrons. Le schéma présenté dans la figure 1.2 illustre l'effondrement du cœur de l'étoile.

Création et propagation des neutrinos. Lors de l'effondrement du cœur, la densité devient telle que les noyaux de fer capturent les électrons pour former des neutrons et des neutrinos. Le cœur de l'étoile s'enrichit en neutrons, formant alors une proto-étoile à neutrons (PNS⁴). Sous l'effet de la capture, la fraction d'électrons diminue, ce qui réduit d'autant plus la pression de dégénérescence, accélérant ainsi le processus d'effondrement. Sous l'effet du rayonnement électromagnétique généré, les noyaux de fer du cœur se désintègrent formant des noyaux moins stables ce qui favorise également l'effondrement du cœur. Au centre de la PNS, la densité est telle que les neutrinos créés sont diffusés au sein de la matière et ne parviennent pas à s'échapper, la matière est opaque à ces derniers. La neutrinosphère définit la limite à partir de laquelle les neutrinos peuvent se propager jusqu'à l'extérieur de la PNS. Les neutrinos s'échappent en emportant de l'énergie, c'est la contribution principale du refroidissement de la PNS. En traversant les couches externes de la PNS, le flux de neutrinos a suffisamment d'énergie pour emporter une partie de la matière baryonique, ce phénomène est appelé *neutrino-driven wind* (NDW) [25]. La composition chimique de la matière nucléaire (présence ou non de *clusters*, abondances relatives) de la PNS peut modifier la propagation des neutrinos. Ainsi, la taille de la neutrinosphère peut changer et donc le spectre des neutrinos émis également. Ces modifications pourraient avoir un effet sur la dynamique de refroidissement de la PNS et sur les réactions de nucléosynthèse qui ont lieu dans le NDW [26, 27].

Propriétés de la matière. Dans de tels phénomènes, la matière nucléaire traverse des conditions thermodynamiques très variées. Dans l'atmosphère de la PNS, la matière est dans sa limite de très basse densité et est composée essentiellement d'un gaz de nucléons libres. À mesure que l'on s'approche du centre, la densité augmente, jusqu'à un moment où des *clusters* légers peuvent commencer à se former au niveau de la croûte de la PNS. En raison de la température importante ($\gtrsim 4$ MeV), les *clusters* plus lourds peuvent difficilement survivre dans la matière. En s'approchant du cœur, la densité est telle que les *clusters* se dissolvent et la matière devient homogène. La figure 1.3 présente les conditions thermodynamiques atteintes par la matière nucléaire au sein de la supernova. Toutes les simulations dynamiques de supernovæ à effondrement de cœur ont donc besoin d'un ingrédient essentiel : l'équation d'état de la matière nucléaire. La suite de la section est dédiée à la présentation de différentes approches pour la description de la matière nucléaire.

4. *Proto-neutron star.*

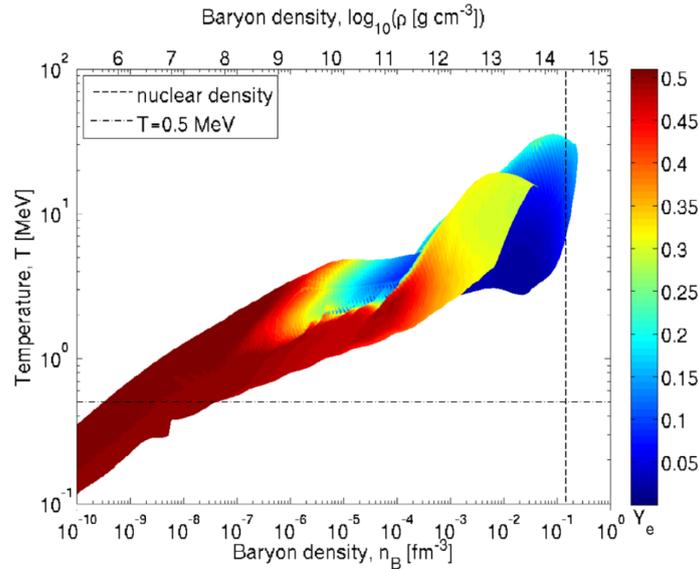


FIGURE 1.3 – Température en fonction de la densité baryonique de la matière dans une simulation de supernova 100 ms après la phase de rebond. La couleur indique la fraction d'électrons. Issu de [28].

1.1.2 Les modélisations de la matière nucléaire

La matière nucléaire peut être décrite théoriquement suivant plusieurs approches. Idéalement, on souhaiterait partir de la théorie bien établie décrivant l'interaction forte : la QCD⁵. Or, il n'est actuellement pas possible d'appliquer de tels calculs à l'échelle d'un système comme la matière nucléaire, il faut donc utiliser des approches basées sur les nucléons et l'interaction nucléaire. Traditionnellement, on divise les différentes approches en deux catégories :

- Les approches *ab-initio* partent d'une interaction à deux ou trois corps réaliste dont les paramètres sont ajustés avec les observations de diffusion nucléon-nucléon et les propriétés de systèmes légers. Parmi les plus utilisées, il y a les approches de type χ EFT⁶ [29] ou de QCD sur réseau (ou *lattice QCD*) [30]. Ces deux types d'approches reposent sur la théorie décrivant l'interaction forte et permettent uniquement de décrire la matière nucléaire homogène, et donc pas l'apparition de *clusters*.
- Les approches phénoménologiques utilisent une interaction nucléaire effective plus simple. Les paramètres sont ajustés aux observations des noyaux stables ainsi qu'aux masses des étoiles à neutrons. Parmi les plus utilisées, on peut citer les interactions de Skyrme [31] et de Gogny [32] ou les approches de champ moyen relativiste [33]. Ce dernier type d'approche sera présenté plus en détail dans la section 1.1.3. Ces approches permettent une description de la matière nucléaire dans des conditions plus variées, notamment à basse densité avec l'apparition de *clusters*. Le principal problème de ces approches est l'extrapolation à des densités beaucoup plus grandes (notamment celles atteintes au cœur des étoiles à neutrons où de la matière de quark pourrait exister) puisque les observations sont essentiellement limitées à des densités proches de la densité de saturation nucléaire.

5. *Quantum chromodynamics.*

6. *chiral effective field theory*

Une revue exhaustive des approches de modélisation de l'interaction et de la matière nucléaire peut être trouvée dans [34]. Dans la suite de cette section, on présentera quelques approches majoritairement utilisées pour la description de la matière non-homogène ainsi que leurs principales limites.

Approximation de noyau unique. Dans l'approximation de noyau unique (SNA⁷), la matière est décrite comme un réseau périodique de cellules de Wigner-Seitz dans lesquelles un noyau unique est en équilibre avec un gaz de nucléons et éventuellement de particules α . Dans le cadre de cette approximation, on trouve le modèle de la goutte liquide compressée [9] ainsi que le modèle de champ moyen relativiste de Shen et Toki [35]. Ces approches sont correctes à température nulle, lorsque la matière est composée de noyaux lourds. En revanche, lorsque la température augmente, les noyaux lourds se dissolvent en noyaux légers. Il est alors difficile de trouver un "noyau représentatif" en raison des variations importantes des énergies de liaison d'un noyau à l'autre, l'approximation de noyau unique ne tient plus. Dans des travaux plus récents [36], cette approche est notamment utilisée pour décrire la structure de la croûte interne des étoiles à neutrons.

Équilibre statistique nucléaire. Lorsque la densité nucléaire est faible, le système peut être décrit par des approches d'équilibre statistique nucléaire (ou NSE⁸) [37]. Dans ces approches, le système est constitué d'un ensemble statistique de nucléons et de *clusters* en équilibre chimique et l'interaction nucléaire entre les constituants est négligeable. L'avantage de ces approches est la diversité des espèces nucléaires qui constituent le système. En revanche, quand la densité augmente, ce modèle échoue à décrire correctement la matière, car les interactions entre les constituants deviennent importantes. Notamment, la dissolution des *clusters* à plus haute densité n'est pas décrite, mais peut être mimée par l'ajout d'un mécanisme de volumes exclus [38, 39].

Statistique quantique. Les approches de statistique quantique [16, 40] utilisent, entre autres, les fonctions de Green pour décrire la matière. Dans ces approches, les effets de la température et la description des *clusters* légers ainsi que de leurs états excités sont plus réalistes. La transition entre la matière homogène et la matière inhomogène est également bien décrite. En revanche, le temps de calcul est supérieur à celui des autres approches.

1.1.3 Le modèle de champ moyen relativiste avec *clusters* légers

Le principe de l'approximation du champ moyen est de remplacer toutes les interactions d'un système à N-corps par une interaction effective unique, appelée champ moyen, subie par tous les constituants. Cette approximation permet de simplifier drastiquement la résolution numérique du problème. La théorie du champ moyen relativiste pour la matière nucléaire a été introduite en 1974 par J. D. Walecka [33]. Dans ce modèle, l'interaction nucléaire est décrite par des échanges de mésons virtuels entre les nucléons qui constituent les degrés de liberté du système. Les mésons isoscalaire-scalaires σ décrivent la partie attractive longue portée de l'interaction et les mésons isoscalaire-vecteurs ω décrivent la partie répulsive courte portée (les deux étant des états singulets d'isospin : $I=0$). L'étude de la matière nucléaire asymétrique nécessite l'ajout d'un terme supplémentaire tenant compte de la dépendance en isospin de l'interaction : les mésons vecteur-isovecteurs ρ

7. *Single nucleus approximation*

8. *Nuclear statistical equilibrium*

(état triplet d'isospin : $I=1$). Pour décrire la matière non-homogène, S. Typel *et al.* [18] proposent une généralisation de l'approche en ajoutant les *clusters* légers comme degrés de liberté additionnels et traités comme des particules ponctuelles. Le fait de traiter les *clusters* comme des particules ponctuelles est une approximation qui est raisonnable lorsque le volume du système est grand par rapport au volume individuel des *clusters*, ce qui est supposé être le cas à basse densité. Pour tenir compte de la dépendance en densité de l'énergie de symétrie, un terme non-linéaire de couplage entre les mésons ω et ρ est ajouté [41].

Lagrangien d'interaction. Dans le modèle RMF présenté ici [42-44], la matière est composée de *clusters* légers (${}^2\text{H} \equiv \text{d}$, ${}^3\text{H} \equiv \text{t}$, ${}^3\text{He} \equiv \text{h}$, ${}^4\text{He} \equiv \alpha$) ainsi que de protons et neutrons libres (p, n). Les mésons virtuels d'interaction σ , ω et ρ sont décrits par le champs scalaire σ et les champs vecteurs ω_μ et $\vec{\rho}_\mu$, respectivement. La densité Lagrangienne du système s'écrit comme :

$$\mathcal{L} = \sum_{j=\text{n,p,d,t,h},\alpha} \mathcal{L}_j + \mathcal{L}_\sigma + \mathcal{L}_\omega + \mathcal{L}_\rho + \mathcal{L}_{\omega\rho} \quad (1.1)$$

où \mathcal{L}_j décrit les constituants de la matière; \mathcal{L}_σ , \mathcal{L}_ω et \mathcal{L}_ρ décrivent la propagation des mésons respectifs; $\mathcal{L}_{\omega\rho}$ est le terme non-linéaire de couplage ω - ρ . Les espèces fermioniques (n, p, t et h), de spin demi-entier, sont décrit par le Lagrangien de Dirac. Le deuton (d), de spin 1, est décrit par le Lagrangien de Proca et l' α , de spin 0, par le Lagrangien de Klein-Gordon. On a alors :

$$\mathcal{L}_{j=\text{t,h}} = \bar{\psi}_j [\gamma_\mu iD_j^\mu - M_j^*] \psi_j \quad (1.2)$$

$$\mathcal{L}_{j=\text{n,p}} = \bar{\psi}_j [\gamma_\mu iD_j^\mu - m^*] \psi_j \quad (1.3)$$

$$\mathcal{L}_\alpha = \frac{1}{2} (iD_\alpha^\mu \varphi_\alpha) * (iD_{\mu\alpha} \varphi_\alpha) - \frac{1}{2} \varphi_\alpha^* (M_\alpha^*)^2 \varphi_\alpha \quad (1.4)$$

$$\mathcal{L}_\text{d} = \frac{1}{4} (iD_\text{d}^\mu \varphi_\text{d}^\nu - iD_\text{d}^\nu \varphi_\text{d}^\mu) * (iD_{\mu\text{d}} \varphi_{\nu\text{d}} - iD_{\nu\text{d}} \varphi_{\mu\text{d}}) - \frac{1}{2} \varphi_\text{d}^{\mu*} (M_\text{d}^*)^2 \varphi_{\mu\text{d}} \quad (1.5)$$

où ψ et φ décrivent les champs quantiques des espèces fermioniques et bosoniques respectivement; M_j^* et m^* sont les masses effectives des *clusters* et nucléons libres; γ_μ représente les matrices gamma assurant la compatibilité avec la structure de l'espace-temps; $\mu = (0, 1, 2, 3)$ représente les 4 dimensions d'espace-temps. Soit la masse effective des nucléons libres :

$$m^* = m - g_\sigma \sigma \quad (1.6)$$

La cinématique de la particule est décrite par le terme de propagation suivant, prenant en compte les termes d'interaction avec les mésons ω et ρ :

$$iD_j^\mu = i\partial^\mu - g_\omega j \omega^\mu - \frac{g_\rho}{2} \vec{I}_j \cdot \vec{\rho}^\mu \quad (1.7)$$

où g_ω et g_ρ sont les constantes de couplage des mésons respectifs; \vec{I}_j est l'isospin du *cluster* j. Les bosons (d, α) ont un isospin $I = 0$, le terme de couplage avec le méson isovecteur ρ

est donc nul. Pour les mésons d'interaction, les densité lagrangiennes s'écrivent :

$$\mathcal{L}_\sigma = \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2 - \underbrace{\frac{1}{3} \chi g_\sigma^3 \sigma^3 - \frac{1}{12} \lambda g_\sigma^4 \sigma^4}_{\text{termes non-linéaires}}) \quad (1.8)$$

$$\mathcal{L}_\omega = \frac{1}{2}(-\frac{1}{2} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} + m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \underbrace{\frac{1}{12} \xi g_\omega^4 (\omega_\mu \omega^\mu)^2}_{\text{terme non-linéaire}}) \quad (1.9)$$

$$\mathcal{L}_\rho = \frac{1}{2}(-\frac{1}{2} \vec{R}_{\mu\nu} \cdot \vec{R}^{\mu\nu} + m_\rho^2 \vec{\rho}_\mu \cdot \vec{\rho}^\mu) \quad (1.10)$$

$$\mathcal{L}_{\omega\rho} = \Lambda_\omega g_\omega^2 g_\rho^2 \omega_\mu \omega^\mu \vec{\rho}_\mu \cdot \vec{\rho}^\mu \quad (1.11)$$

où $\Omega_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu$ et $\vec{R}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{\rho}_\nu - \partial_\nu \vec{\rho}_\mu$.

Les termes non-linéaires présents pour les mésons σ ont été introduit par J. Boguta et A.R. Bodmer [45] et ceux pour les mésons ω ont été introduit par Y. Sugahara et H. Toki [46].

Couplage avec le milieu. L'interaction des *clusters* avec le milieu par le champ moyen induit une modification de leurs propriétés. La masse effective M_j^* du *cluster* j traduit cette modification par le couplage avec le champ de méson σ ainsi qu'une modification effective de l'énergie de liaison :

$$M_j^* = A_j m - g_{\sigma j} \sigma - (B_j^0 + \delta B_j) \quad (1.12)$$

où $A_j m$ est la masse des nucléons composants le *cluster* ; $g_{\sigma j}$ est la constante de couplage entre le *cluster* et les mésons σ ; B_j^0 est l'énergie de liaison du *cluster* dans le vide et δB_j la modification effective de l'énergie de liaison. Le couplage entre les *clusters* et les mésons σ se définit comme :

$$g_{\sigma j} = x_s A_j g_\sigma \quad (1.13)$$

où g_s est la constante de couplage entre les nucléons libre et les mésons σ ; et x_s est un paramètre libre de modification du couplage pour les *clusters*. Ce paramètre de modification du couplage permet de tenir compte d'éventuels effets supplémentaires n'étant pas décrits par les autres termes. Le terme δB_j est une modification effective de l'énergie de liaison des *clusters* en fonction de la densité. En effet, à partir d'une certaine densité, la fonction d'onde des nucléons dans les *clusters* se recouvre avec celle des nucléons libres du milieu. Les nucléons étant des fermions, le principe d'exclusion de Pauli leur interdit d'être dans un même état quantique. Cet effet est responsable de la dissolution des *clusters* à partir d'une certaine densité :

$$\delta B_j = \frac{Z_j}{\rho_0} (\epsilon_p^* - m \rho_p^*) + \frac{N_j}{\rho_0} (\epsilon_n^* - m \rho_n^*) \quad (1.14)$$

où ρ_0 est la densité de saturation nucléaire ; Z_j et N_j sont les nombres de protons et de neutrons du *cluster* j ; $\epsilon_{p,n}^*$ et $\rho_{p,n}^*$ correspondent aux densité d'énergie et de nucléons associées aux niveaux d'énergie les plus bas du gaz de nucléons.

Équations du mouvement. Les équations du mouvement des champs pour les différents constituants du systèmes dérivent de la résolution de l'équation d'Euler-Lagrange pour le système. On a alors :

$$m_\sigma^2 \sigma + \frac{\kappa}{2} g_\sigma^3 \sigma^2 + \frac{\lambda}{6} g_\sigma^4 \sigma^3 = \sum_{i=p,n,t,h} g_\sigma^i \rho_i + \sum_{i=d,\alpha} g_\sigma^i \rho_i \quad (1.15)$$

$$m_\omega^2 \omega^0 + \frac{\zeta}{6} g_\omega^4 (\omega^0)^3 + 2\Lambda_\omega g_\omega^2 g_\rho^2 \omega^0 (b_3^0)^2 = \sum_{i=p,n,t,h,d,\alpha} g_\omega^i \rho_i - \sum_{i=t,h,d,\alpha} \rho_\sigma^i \left[\frac{\partial(\delta B_i)}{\partial \rho_n} \frac{\partial \rho_n}{\omega^0} + \frac{\partial(\delta B_i)}{\partial \rho_p} \frac{\partial \rho_p}{\omega^0} \right] \quad (1.16)$$

$$m_\rho^2 b_3^0 + 2\Lambda_\omega g_\omega^2 g_\rho^2 (\omega^0)^2 b_3^0 = \sum_{i=p,n,t,h} g_\rho^i I_3^i \rho_i - \sum_{i=t,h,d,\alpha} \rho_\sigma^i \left[\frac{\partial(\delta B_i)}{\partial \rho_n} \frac{\partial \rho_n}{b_3^0} + \frac{\partial(\delta B_i)}{\partial \rho_p} \frac{\partial \rho_p}{b_3^0} \right], \quad (1.17)$$

où la densité vecteur ρ_i et la densité scalaire ρ_σ^i sont données, à température finie, par :

$$\rho_i = \frac{2S_i + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 dk [f_{k+} - f_{k-}] \quad (1.18)$$

$$\rho_\sigma^i = \frac{2S_i + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{M_i^*}{\sqrt{k^2 + (M_i^*)^2}} k^2 dk [f_{k+} + f_{k-}], \quad (1.19)$$

où k est l'impulsion, S_i le spin de la particule i et $f_{k\pm}$ les distributions de Fermi des nucléons à température finie. Toutes les constantes de couplage et les masses des mésons du modèle doivent être fixées. Il existe plusieurs paramétrisations dans la littérature, contraintes par les observations expérimentales. Dans ce travail de thèse, nous choisissons la paramétrisation "FSU" [47]. Cette paramétrisation est obtenue de manière à reproduire aussi bien les énergies de liaison et rayons de charge de plusieurs noyaux magiques, que les résonances géantes du ^{208}Pb (GMR⁹) et du ^{90}Zr (GMR et IVGDR¹⁰).

Résultats L'implémentation du modèle RMF est décrite dans l'annexe B, et a permis une gestion plus simple des conditions initiales de résolution numérique et des paramètres du modèle. La méthodologie étant mise en place, on peut commencer à se faire une idée de ce que peut décrire le modèle. On propose de calculer les propriétés de la matière nucléaire avec *clusters* pour une certaine gamme de conditions thermodynamiques (T, ρ, Y_p) supposée compatible avec les observations expérimentales. La figure 1.4 présente des calculs RMF pour la gamme de conditions thermodynamiques explorée. La fraction de protons est fixée à 0.5 et le paramètre de couplage x_s à 0.94. La température varie de 2 à 10 MeV et la densité de 0.005 à 0.07 fm⁻³. La partie centrale de la figure présente la fraction de *clusters*, allant de 0 (matière homogène de protons et neutrons) à 1 (gaz de *clusters*). On observe que la région à basse densité et basse température correspond à l'état de la matière comportant le plus de *clusters*. La partie supérieure présente les fractions de *clusters* à une température constante de 5 MeV et la partie de droite pour une densité constante

9. Giant monopole resonance

10. Isovector giant dipole resonance

de 0.014 fm^{-3} . L'augmentation de la densité amène progressivement le système jusqu'à la dissolution des *clusters*, limite représentée par la zone grise et la ligne pointillés noire sur la figure centrale. Dans la plupart des cas, la résolution numérique échoue au-delà du point de dissolution. Les limites de dissolution sont également représentées pour $x_s = 0.9$ et $x_s = 0.95$. Un paramètre de couplage x_s plus faible tend à diminuer la masse effective des *clusters*, ces derniers se dissolvent à plus basse densité.

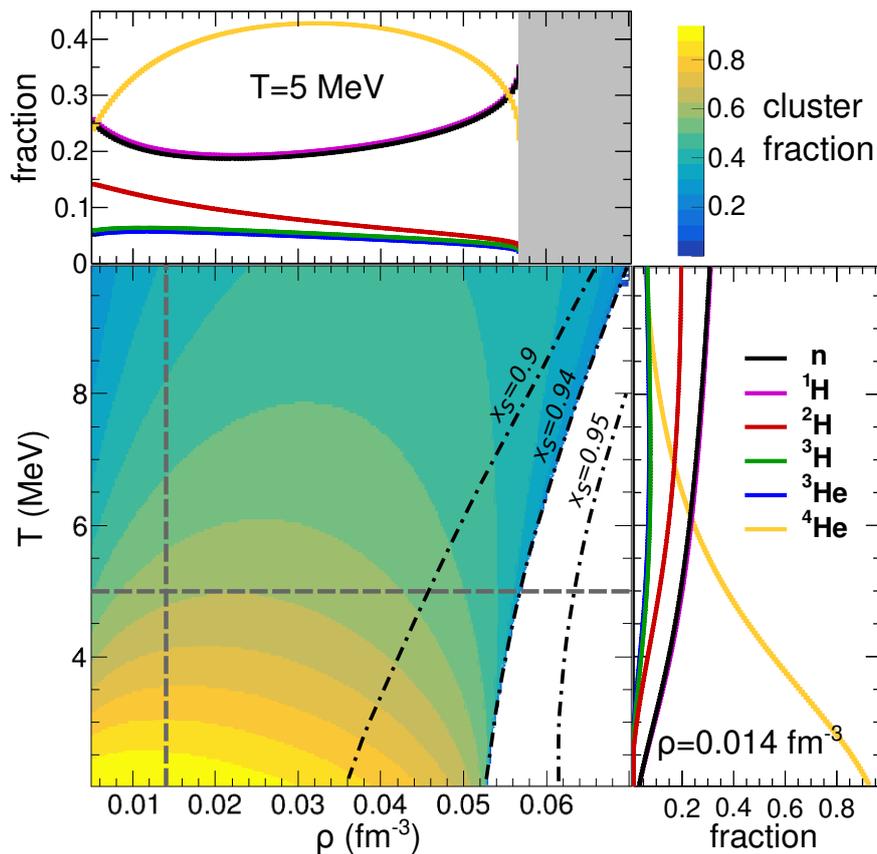


FIGURE 1.4 – Représentation du domaine thermodynamique exploré entre des températures de 2 et 10 MeV et entre des densités de 0.005 et 0.07 fm^{-3} avec $Y_p = 0.5$ et $x_s = 0.94$ où l'échelle de couleur représente la fraction de *clusters*. Les lignes pointillés noirs représentent les limites $Y_{\text{clusters}} = 0$ pour $x_s = 0.9$, $x_s = 0.94$ et $x_s = 0.95$. La figure du dessus représente l'évolution des fractions des différents *clusters* en fonction de la densité pour une température fixée à 5 MeV. La figure de droite représente l'évolution des fractions des différents *clusters* en fonction de la température pour une densité fixée à 0.014 fm^{-3} .

Ces calculs nous permettent d'avoir une bonne appréciation des conditions thermodynamiques explorées par le modèle et les propriétés chimiques de la matière qui en découlent. L'effet du paramètre de réduction du couplage des *clusters* est également bien visible et modifie en conséquence la limite de dissolution des *clusters* légers. Tout cela justifie la nécessité de calibrer au mieux le couplage des *clusters* avec le milieu.

1.1.4 Impact des effets de milieu sur les simulations de supernova

La présentation du modèle de champ moyen relativiste nous a permis de comprendre un peu mieux comment les effets de couplage entre les *clusters* et le milieu sont introduits. On souhaite maintenant savoir quel est l'impact effectif de tels effets dans des simulations de supernovæ. Dans [48], deux approches sont comparées. La première, notée “HS(DD2)” [49], est une approche d'équilibre statistique nucléaire (NSE), décrivant correctement la matière à très basse densité avec une distribution d'espèces différentes, sans interactions. En revanche, lorsque la densité augmente, les effets de milieu deviennent importants et la transition vers la matière homogène n'est pas décrite. La deuxième approche, notée “gRDF(DD2)”¹¹ [18], est une approche de champ moyen relativiste qui inclue des effets de milieu. Dans chacun des cas, la paramétrisation de l'interaction DD2 (issue de [18]) est utilisée.

Pour modéliser la supernova, une simulation hydrodynamique en symétrie sphérique avec transport de neutrinos a été utilisée [50]. On s'intéresse ici à la différence entre les approches HS(DD2) et gRDF(DD2) sur les caractéristiques de l'évolution avant et après le rebond de l'effondrement.

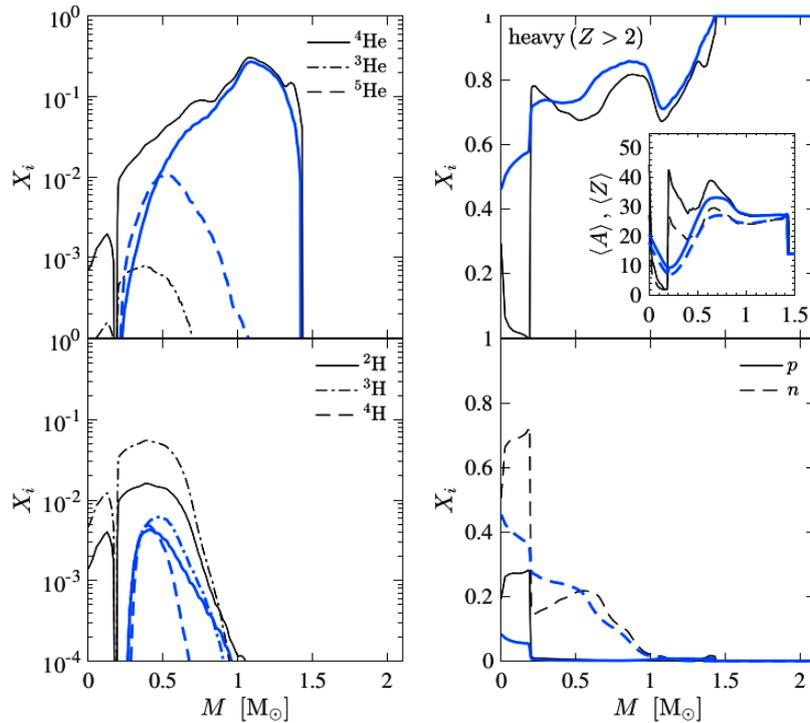


FIGURE 1.5 – Fractions massiques des noyaux légers et des nucléons libres en fonction de la masse baryonique incluse de l'étoile, 0.5 ms avant le rebond. Le calcul est réalisé avec deux modèles : HS(DD2) (en noir) et gRDF(DD2) (en bleu). Figure issue de [48].

La figure 1.5 présente la composition chimique de la matière en fonction de la masse baryonique incluse de l'étoile, 0.5 ms avant le rebond. Les lignes noires représentent le calcul avec le modèle HS(DD2), sans effets de milieu, et les lignes bleues représentent le

11. Generalized relativistic density-functionnal

calcul avec le modèle gRDF(DD2) dans lequel des effets de milieu sont présents. Pour chaque espèce constituant la matière, les deux modèles présentent des différences. On observe notamment pour HS(DD2), une surestimation des *clusters* légers dans la région la plus centrale (entre 0 et $0.25 M_{\odot}$), tandis que pour gRDF(DD2), l'augmentation de la densité tend à supprimer ces *clusters*. La figure 1.6 présente l'évolution du rayon de l'onde de choc et de la neutrinosphère en fonction du temps après le rebond. La ligne noire représente le calcul HS(DD2) et la ligne bleue (rouge) représente le calcul gRDF(DD2) sans (avec) processus d'interaction faible avec les *clusters*. Les processus d'interaction faible semblent avoir un impact négligeable sur la dynamique de l'onde de choc et la neutrinosphère. En revanche, il y a un effet visible entre les deux types d'approches : les effets de milieu semblent réduire les rayons de la neutrinosphère et de l'onde de choc.

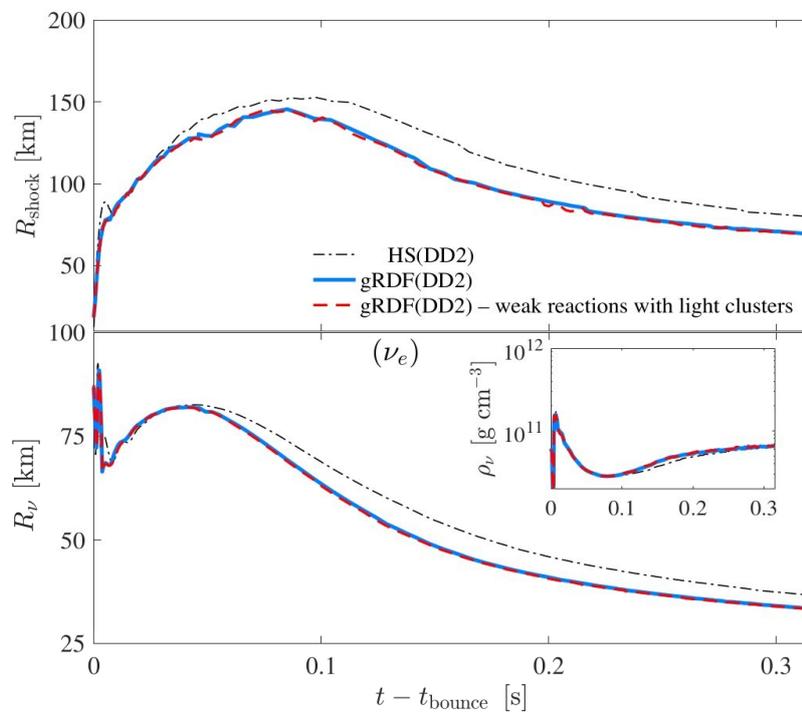


FIGURE 1.6 – Rayon de l'onde de choc (figure du haut) et de la neutrinosphère (figure du bas) en fonction du temps post-rebond pour trois calculs : HS(DD2) (noir), gDRF avec (rouge) et sans (bleu) processus d'interaction faible avec les *clusters*. Figure issue de [48].

En conclusion, la comparaison entre les deux approches HS(DD2) et gRDF(DD2) semble indiquer que les effets de milieu sur les *clusters* ont un effet sur la dynamique de formation de la supernova. Il est donc naturel de calibrer au mieux ces effets par de nouvelles contraintes expérimentales. Pour obtenir ces contraintes, il est nécessaire de comprendre comment les collisions d'ions lourds peuvent nous permettre de former des systèmes compatibles avec la matière nucléaire des supernovæ. C'est ce qui sera présenté dans la suite du manuscrit.

1.2 Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires

Les collisions nucléaires représentent le meilleur outil expérimental pour amener le noyau atomique à des conditions extrêmes et en sonder ses propriétés. À partir d'une dizaine jusqu'à environ 200 MeV/nucléon d'énergie de bombardement, le régime de collision est dit "nucléonique", c'est-à-dire que les principaux degrés de liberté du système en collision sont les nucléons qui le constituent. Au-delà, des degrés de liberté supplémentaires peuvent apparaître (pions, quarks, gluons). Les collisions dans le régime nucléonique permettent de produire des systèmes de matière nucléaire excitée en laboratoire tout en faisant varier les conditions initiales (énergie de bombardement, noyaux initiaux). L'avènement des multi-détecteurs de particules chargées a également participé à l'essor des études de la matière nucléaire par les collisions d'ions lourds. La tâche n'en reste pas moins difficile, les collisions d'ions lourds représentent l'un des problèmes les plus complexes de la physique moderne : problème quantique à N corps en interaction dont le potentiel n'est pas bien connu. L'enjeu à ces énergies est de pouvoir contraindre la description de la matière nucléaire infinie. Il est alors nécessaire d'avoir une bonne description théorique de la collision afin d'en connaître les mécanismes principaux, les effets dynamiques et en particulier, les modes de production de *clusters* légers.

Cette section vise à décrire les principaux aspects théoriques et phénoménologiques des collisions d'ions lourds aux énergies dites intermédiaires, allant de quelques dizaines à la centaine de MeV/nucléon.

1.2.1 Mécanismes de réaction et décroissance

Mécanismes de réaction Aux énergies intermédiaires, les collisions d'ions lourds permettent d'explorer une variété importante de mécanismes de réaction : fusion, fission, fragmentation, *etc.* Ces mécanismes se distinguent notamment par la topologie de la collision, le nombre de fragments et particules formées, l'énergie dissipée, l'isotropie d'émission, *etc.* Les mécanismes entrants en jeu dépendent des conditions initiales de la collision mais plusieurs mécanismes peuvent coexister pour des conditions similaires. Les conditions initiales de la collision pour un système donné peuvent être caractérisées par deux paramètres : l'énergie disponible dans le centre de masse et le paramètre d'impact b . Le paramètre d'impact caractérise la centralité de la collision et est défini comme la distance perpendiculaire (par rapport à la trajectoire du projectile incident) entre les centres des deux noyaux initiaux. Ce dernier n'est pas directement accessible expérimentalement, mais peut être estimé via des variables globales d'événement. L'énergie disponible dans le centre de masse est définie comme l'énergie cinétique par nucléons du projectile (les collisions étant sur cible fixes). Une importante littérature existe sur ces différents mécanismes dont quelques livres en font la revue : [51, 52].

Décroissance et émission Au moment de la collision, les deux noyaux s'échauffent, échangent des nucléons, se déforment. Une partie de l'énergie dissipée peut les amener à décroître. Les modes de décroissance sont nombreux : évaporation, fission, multifragmentation. La décroissance des systèmes nucléaires excités a fait l'objet d'une importante littérature scientifique, une revue exhaustive peut être trouvée dans [53].

1.2.2 Recherche d'événements à faible densité

Dans la section 1.1, nous avons vu que dans des conditions de faible densité, la matière nucléaire infinie devient inhomogène : des *clusters* apparaissent. L'apparition de ces *clusters* et leurs propriétés *in-medium* constitue l'objet de cette thèse. Du côté des collisions d'ions lourds, les systèmes formés sont beaucoup moins faciles à caractériser : la mémoire de la voie d'entrée, les effets dynamiques, les sources multiples sont autant de choses à prendre en compte lorsque l'on sélectionne les événements. Pour sélectionner des événements qui peuvent mener à la formation d'un système à basse densité, compte tenu de la grande diversité des mécanismes de réaction possibles, on doit se baser sur les observations déjà réalisées.

En 1985, J.P. Bondorf décrit un nouveau mécanisme : la multifragmentation nucléaire [54]. Dans son modèle, un système composite est formé après la collision. Selon l'énergie d'excitation dont il dispose, le système peut soit rester à un état composite, transformant son énergie d'excitation en mouvements collectifs, soit décroître statistiquement par la formation de fragments primaires. Ces fragments formés peuvent être eux aussi excités et décroître, c'est ce qu'on appelle les décroissances secondaires. Le lien est fait entre ce mécanisme de multi-fragmentation et la transition liquide-gaz de la matière nucléaire. Les ressources bibliographiques sur la transition liquide-gaz dans les systèmes nucléaires sont prolifiques, une revue en a été fait dans [55-57].

Événements de vaporisation Au début des années 1990, la première campagne de mesure du multidétecteur INDRA est menée. Elle consiste en une série de systèmes de réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à des énergies incidentes allant de 52 à 94 MeV/nucléon et a fait l'objet d'un certain nombre de publications [58-63]. Dans [58], des événements sont attribués à la "vaporisation" d'une source en neutrons et isotopes d'hydrogène et d'hélium et donc à un système à faible densité. Le système formé correspond à ce pourrait être de la matière nucléaire en phase gazeuse et donc à faible densité. En revanche, dans ce travail, toutes les particules détectées à l'avant du centre de masse ont été utilisées. Or, on sait qu'il peut exister une contribution non-négligeable des produits de la région à mi-rapacité. Il est important de prendre cela en compte lorsque l'on souhaite étudier une source unique de vaporisation. De plus, les particules observées provenant majoritairement de la désintégration du quasi-projectile, des décroissances secondaires peuvent être à l'origine d'une pollution. Dans [61], la contribution des décroissances secondaires est estimée, à l'aide du modèle QSM, à 20%. En revanche, il ne s'agit pas d'une mesure expérimentale, mais simplement d'un calcul du modèle tenant compte d'une densité fixée et des températures issues de la calorimétrie de la source. L'étude des événements de vaporisation fait l'objet d'une nouvelle expérience dont le travail d'analyse sera présenté dans le chapitre 5.

Événements centraux Lors de la cinquième campagne d'INDRA, des collisions Xe+Sn à 32 et 45 MeV/nucléon ont été réalisées. Le domaine en énergie est ici beaucoup plus faible et les collisions centrales sont étudiées [64, 65]. La sélection de la source est différente : on s'intéresse cette fois aux produits de la mi-rapacité, avec la présence d'une source qui multi-fragmente. Ce travail est présenté plus en détail dans le chapitre 4.

1.2.3 Modélisation des événements produits par les collisions d'ions lourds

En dépit de leur évidente complexité, la modélisation des collisions d'ions lourds existe sous plusieurs approches avec différentes forces et limitations. Toutes ces approches reposent sur des approximations nécessaires pour résoudre numériquement le problème. On distingue généralement deux types d'approches. D'une part, les modèles de transport microscopiques qui décrivent l'évolution dans le temps de la collision en se basant sur une description des interactions entre les constituants. D'autre part, les modèles statistiques qui se basent sur une description d'un système formé à l'équilibre avec des considérations généralement classiques, géométriques et stochastiques. Ces approches statistiques ne s'intéressent pas à l'évolution temporelle de la collision, mais uniquement à la partition finale des fragments et particules. Cette section présente brièvement les principaux aspects de ces approches ainsi que leurs limitations.

1.2.3.1 Les modèles de transport

Les modèles de transport dynamique décrivent les interactions entre les particules et l'évolution dans le temps du système en collision. Ils traitent la collision de manière microscopique avec différentes approximations et sont généralement plus coûteux numériquement. Ils permettent en revanche une description de certains mécanismes dynamiques comme la formation de *clusters*, la diffusion d'isospin, *etc.* Dans cette section, on présente brièvement deux types d'approches de modèles de transport : les approches de dynamique moléculaire quantique et Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck.

Dynamique moléculaire quantique. Basés sur l'extension des approches de dynamique moléculaire au problème quantique à N-corps, ces modèles traitent le système de manière dynamique en dérivant la matrice de densité à N-corps. Plusieurs modèles sont couramment utilisés, parmi lesquels : QMD [66], AMD [67] et FMD [68]. Dans le cas de QMD, contrairement à ce que son nom peut laisser penser, le système est traité de manière classique et n'inclue pas la formation de *clusters*. Dans le modèle AMD, la fonction d'onde est anti-symétrisée, représentée alors par un déterminant de Slater de paquets d'ondes gaussiens. Une description quantique du système est faite. Un processus supplémentaire de formation des *clusters* a été ajoutée au modèle AMD plus récemment [69]. Les *clusters* sont formés en considérant les états finaux possibles de collisions nucléon-nucléon. En effet, lorsqu'une collision à deux corps a lieu, il peut exister des corrélations entre les deux nucléons diffusés et les nucléons du milieu. Toutes les possibilités de formation de *clusters* (jusqu'à quatre nucléons) sont calculées, où la probabilité de formation d'un état *cluster* dérive de la section efficace nucléon-nucléon.

Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck. Dans ces approches, l'évolution du système est semi-classique, non-relativiste et est décrite par une distribution de densité à un corps selon l'équation de transport de Boltzmann-Langevin. L'équation incorpore à la fois les effets de champ moyen et les collisions dures à deux corps [70]. La complexité de l'équation rend sa résolution numérique direct impossible. La technique utilisée est de simuler la distribution de densité par un grand nombre de particules "test" de sorte à discrétiser l'espace des phases [71]. Plusieurs modèles existent, parmi eux, on peut citer SMF¹² [72],

12. Stochastic mean-field

Boltzmann–Langevin–One-Body (BLOB) [73] ou encore pBUU [74]. Dans ce dernier, les *clusters* légers avec $A \leq 3$ sont intégrés.

Bilan. La figure 1.7 présente la projection sur le plan de réaction des profils de densité d’une collisions $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon et avec un paramètre d’impact de 0.5 fm. Chaque cellule (de gauche à droite) représente un temps de collision différent (de 0 à 240 fm/c). Deux modèles sont comparés : le modèle SMF (au-dessus) et le modèle AMD (en bas).

Dans les deux cas, le système entre d’abord dans une phase de compression, autour de 40 fm/c, puis une phase d’expansion avec multi-fragmentation du système. Dans le cas d’AMD, l’expansion est plus rapide et les fragments formés plus gros. Pour SMF, une portion importante de nucléons libres est émise. Des revues comparatives plus exhaustives des modèles de transport peuvent être trouvées dans [75-77].

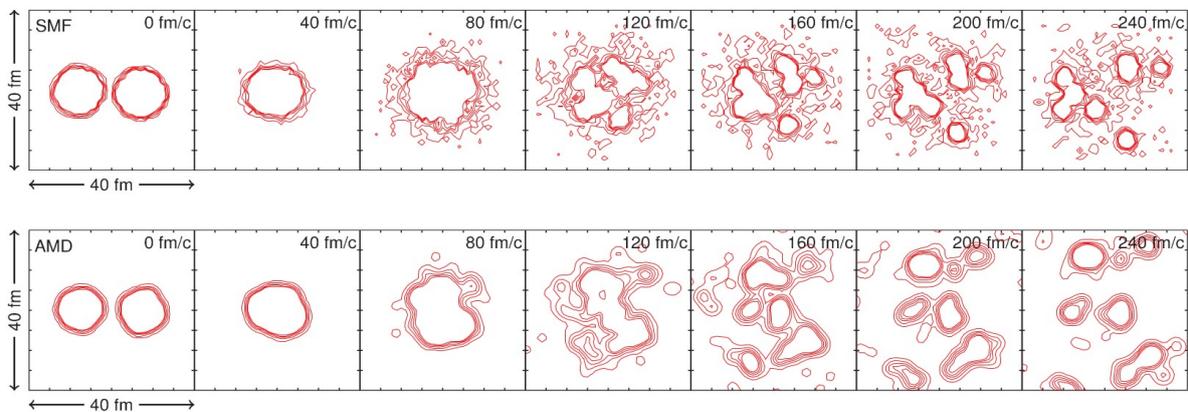


FIGURE 1.7 – Contours de densité projeté sur le plan de réaction pour différents temps d’une collision $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon, calculé avec AMD (en bas) et SMF (en haut). Figure issue de [78]

1.2.3.2 Les modèles statistiques

La composition chimique de la matière nucléaire peut être décrite dans le cadre d’un équilibre local ou total au sein de la collision. Cette description permet de relier la présence des *clusters* aux propriétés thermodynamiques du système ou du sous-système qui en est l’origine. Nous décrivons dans cette partie plusieurs modèles statistiques qui décrivent la population de *clusters* légers dans un système de matière nucléaire excité.

Modèle de coalescence. En 1961, la formation de deutons¹³ a été décrite par la coalescence de nucléons émis lors de collisions entre des protons de 25 GeV et une cible d’aluminium [79]. La collision produit une “cascade” de nucléons focalisée à l’avant du centre de masse. Si les nucléons sont suffisamment proches dans l’espace des phases, ils peuvent coalescer et éventuellement former un deuton. Ainsi, le modèle décrit un équilibre entre la formation et la décroissance des deuton au sein d’un volume de coalescence. En 1963, le modèle a été étendu à la formation de tritons¹⁴ [80].

13. Noyau d²H.

14. Noyau d³H

Modèle “*fire ball*”. En 1976, Westfall *et al.* décrivent l’émission des nucléon dans la région de mi-rapidité¹⁵ lors de collisions $^{20}\text{Ne} + \text{natU}$ et $^4\text{He} + \text{natU}$ par la formation d’une “boule de feu” issue du recouvrement entre les deux noyaux [81]. Ce modèle se place dans le cadre d’une description “participant-spectateur” de la collision, où interagissent seuls les nucléons issus du recouvrement géométrique entre les deux noyaux. La boule de feu formée est en équilibre grâce au nombre important de collisions nucléon-nucléon qui ont lieu en son sein. Sa décroissance est finalement décrite par le modèle du gaz parfait et constitue la principale source d’émission des fragments et particules dans la région de mi-rapidité. Ce modèle simple permet une bonne appréhension des propriétés de la zone d’interaction en raison des considérations purement géométriques de sa formation et des conditions d’équilibre.

Le modèle thermodynamique grand-canonique Le modèle thermodynamique grand-canonique pour les collisions d’ions lourds est développé à la fin des années 1970 et au début des années 1980 [82, 83]. L’idée derrière cette modélisation est que la collision forme un système de matière nucléaire excitée au niveau de la région d’interaction. La région est supposée à l’équilibre, dès lors que l’énergie disponible est partagée entre tous les nucléons par le biais d’un grand nombre de collisions nucléon-nucléon. Le système est formé initialement à haute densité et haute température. Deux scénarios sont possibles en fonction de la température T atteinte au sein de la région [84] :

- $T \lesssim 40$ MeV. Dans ce cas, les *clusters* peuvent se former au sein de la région d’interaction.
- $T \gg 40$ MeV. Dans ce cas, le système dispose d’une température trop grande pour permettre la formation de *clusters*. Le système peut se désintégrer soit totalement soit partiellement, en émettant des nucléons libres. Si la désintégration est partielle, le reste du système plus froid permet la formation de *clusters*.

Le système chaud subit ensuite une expansion au cours du temps tout en refroidissant. Cette expansion peut être décrite comme une succession d’états d’équilibre entre les particules composites et les nucléons libres constituant le système. Cette expansion en équilibre est maintenue jusqu’à une certaine densité à partir de laquelle les interactions cessent. À partir de ce moment, la partition¹⁶ du système reste inchangée et seule l’interaction coulombienne participe à la propagation des constituants vers leurs états asymptotiques, on parle de “*freeze-out* chimique”. En principe, cette transition fait intervenir une phase dite de “*break-up*” au cours de laquelle la densité est si faible que les temps caractéristiques de réaction deviennent faibles par rapport au temps caractéristique d’expansion du système. L’équilibre chimique n’est alors plus validé au cours de cette phase et un traitement de mécanique statistique hors équilibre devrait être appliqué. Par simplification, on considère que les interactions s’arrêtent brutalement juste avant la phase d’expansion libre. Ainsi, la population des particules émises reflète directement la population d’équilibre au moment du *freeze-out*. Cette description fait l’analogie avec le modèle d’équilibre du big-bang [85].

En 1985, les travaux de S. Albergo *et al.* permettent de relier les propriétés thermodynamiques (température, densités de nucléons libres) de la région en équilibre (au moment du *freeze-out*) aux particules légères émises [84]. Au sein de la région en équilibre, la

15. Région de l’espace des vitesses proche de la zone de recouvrement.

16. Ensemble des constituants du système et leurs états.

densité de *cluster* (A, Z) s'exprime comme :

$$\rho(A, Z) = \frac{N(A, Z)}{V} = \frac{A^{3/2} \times \omega(A, Z)}{\lambda_T^3} \exp \left[\frac{\mu(A, Z) + B(A, Z)}{T} \right], \quad (1.20)$$

où $N(A, Z)$ est le nombre de *cluster* (A, Z) dans le volume V ; $B(A, Z)$ est l'énergie de liaison du *cluster* (A, Z) ; λ_T^3 est la longueur d'onde des nucléons thermiques; T est la température. L'utilisation de la statistique de Maxwell-Boltzmann se justifie dans la limite où la température est supérieure à quelques MeV, les effets quantiques deviennent négligeables. La fonction de partition interne du *cluster* (A, Z) s'écrit :

$$\omega(A, Z) = \sum_j [2s_j(A, Z) + 1] \times \exp[-E_j(A, Z)/T], \quad (1.21)$$

où $s_j(A, Z)$ et $E_j(A, Z)$ sont les spin et énergie du *cluster* (A, Z) dans l'état j . S'il existe un équilibre chimique entre les *clusters* légers et les nucléons libre, on a la relation :

$$\mu(A, Z) = Z\mu_p + (A - Z)\mu_n, \quad (1.22)$$

où $\mu(A, Z)$ est le potentiel chimique du *cluster* (A, Z) et μ_p et μ_n les potentiels chimiques des protons et neutrons libres.

1.2.3.3 Les générateurs d'événements

Les générateurs d'événements sont des outils visant à modéliser des collisions d'ions lourds avec des ingrédients simples et des considérations souvent classiques et géométriques. Ces générateurs introduisent souvent un potentiel d'interaction nucléaire relativement simple, ne permettant pas de décrire précisément l'intégralité des phénomènes qui peuvent avoir lieu comme : les effets dynamiques comme les transferts de nucléons entre les participants, les effets collectifs ou encore les effets de milieu. En revanche, ces générateurs peuvent nous aider à comprendre les effets de certaines sélections, connaissant le paramètre d'impact de la réaction et la partition avant décroissance finale (et donc l'origine d'émission de chaque particule) dans les événements générés. Voici brièvement deux exemples de générateurs utilisés dans la littérature :

- Le générateur ELIE [86]. Ce générateur repose sur une description participant-spectateur de la collision. La formation de la zone participante est donc purement géométrique et déterminée par le paramètre d'impact de la collision. La partition en masse et en énergie des fragments dans la zone participante est déterminée par minimisation de l'énergie. Les fragments et particules formées sont enfin propagés et désexcités en vol jusqu'à leurs états asymptotiques.
- Le générateur HIPSE [87]. Ce générateur a une base similaire à ELIE, mais incorpore des ingrédients supplémentaires comme un algorithme d'agrégation et des transferts de nucléons entre la zone participante et les spectateurs. Le générateur HIPSE est présenté plus en détails dans l'annexe A.

1.2.3.4 Bilan

Plusieurs approches ont été présentées pour la description des collisions d'ions lourds. Ces approches ont des philosophies très différentes, mais l'objectif reste ici le même : dé-

crire la production de *clusters* au sein d'une collision nucléaire. Dans ce travail de thèse, l'approche thermodynamique grand-canonique est utilisée pour accéder aux caractéristiques thermodynamiques des sources d'émission de particules et *clusters* détectés dans les collisions. Le générateur d'événements HIPSE est quant à lui utilisé pour vérifier certaines sélections qui seront présentées par la suite.

1.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit les aspects théoriques de la formation de supernovæ à effondrement de cœur et les propriétés de la matière en leur sein. Nous avons présenté un bref état de l'art concernant la modélisation de la matière nucléaire en présence de *clusters* légers. Une attention toute particulière a été portée à la description du modèle de champ moyen relativiste utilisé dans ce travail de thèse. Notamment, les mécanismes de couplage entre les *clusters* et le milieu ont été explicités.

Dans une seconde partie, nous avons abordé la phénoménologie des collisions d'ions lourds. Nous avons introduit les mécanismes pouvant mener à la formation d'un système de matière nucléaire excitée à basse densité. Une revue rapide des types de modèles décrivant les événements formés a été faite. Nous avons présenté notamment le modèle thermodynamique grand-canonique, servant de cadre à une partie de l'analyse qui sera présentée.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Les collisions nucléaires aux énergies intermédiaires (de la dizaine à la centaine de MeV/nucléon) portent les noyaux à des conditions de température et de pression telles qu'ils se désintègrent en de nombreux fragments et particules. Les événements sont dits de multiplicité élevée, et il est important de collecter un maximum de ces fragments et particules pour pouvoir correctement reconstruire les propriétés du système. Tout naturellement, les multi-détecteurs 4π ¹ représentent un outil de premier choix pour cette tâche.

Dans ce chapitre, nous présentons deux dispositifs expérimentaux ayant servi à la collecte des données analysées et présentées dans ce manuscrit. L'objectif commun de ces deux dispositifs est la détection et l'identification des produits de collisions avec une grande résolution, une grande couverture angulaire et une dynamique en énergie importante. Les deux dispositifs ont été utilisés dans des campagnes d'expériences à 20 ans d'intervalle. Une partie du chapitre sera consacrée à la présentation des principales modifications qui ont été portées et améliorations qui en ressortent.

Les dispositifs se trouvent, lors de ce travail de thèse, au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen dans la salle d'expérience D5. Le GANIL est un lieu de choix, car les faisceaux couvrent toute la gamme des énergies intermédiaires et la grande variété de noyaux disponibles permet d'étudier la matière nucléaire dans les conditions souhaitées.

2.1 Le multi-détecteur INDRA : 5^{ème} campagne

INDRA² fait partie de la 2^{ème} génération de multi-détecteurs 4π en physique nucléaire. Le multi-détecteur INDRA a fait l'objet d'un nombre important de publications, auprès desquelles le lecteur pourra se référer pour plus de détails techniques [88]. Cette section présente les aspects techniques généraux d'INDRA dans sa configuration de la 5^{ème} campagne (2001 au GANIL).

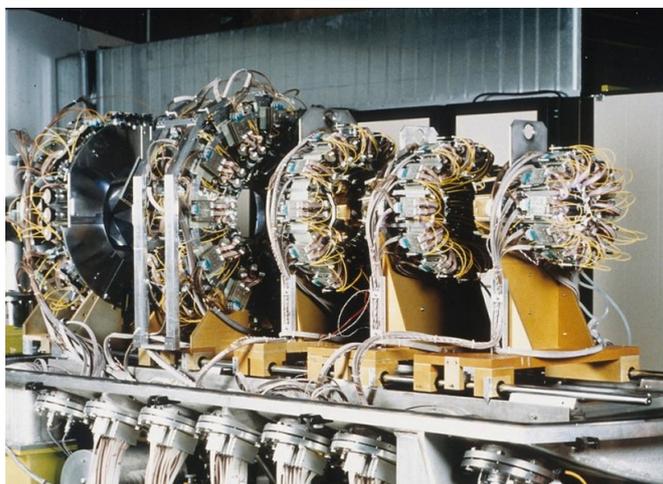
2.1.1 Détecteurs et géométrie

2.1.1.1 Vue générale et inventaire des détecteurs

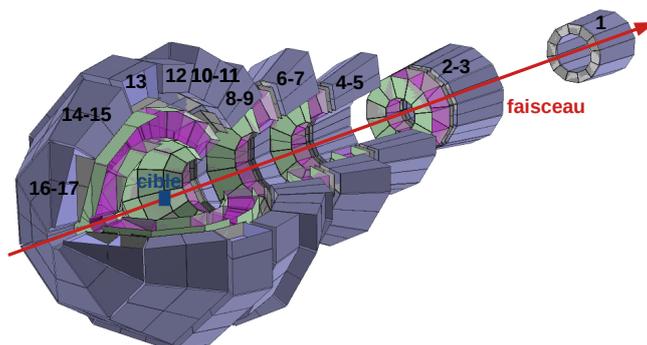
La configuration géométrique d'INDRA comporte 17 couronnes, lesquelles sont constituées de plusieurs modules de détection. Usuellement, on appelle "couronnes avants" les

1. Ensemble de modules de détection couvrant une portion importante de l'angle solide total.
2. pour Identification des Noyaux et Détection à Résolution Accrue

couronnes de 1 à 9 et “couronnes arrières” les couronnes de 10 à 17. La figure 2.1 présente une vue générale d’INDRA avec une coupe partielle, laissant entrevoir l’intérieur du multi-détecteur. Le faisceau entre dans la chambre de réaction par la couronne 17 et ressort par la couronne 1. La cible est placée entre les couronnes 12 et 13. Le tableau 2.1 présente quelques informations clé sur les différentes couronnes et les détecteurs qui les composent.



(a)



(b)

FIGURE 2.1 – Photographie du multi-détecteur INDRA (a) et schéma dans la configuration de la 5^{ème} campagne (b). Sont visibles les éléments suivant : les CsI (mauve), les siliciums (gris) et les ChIo (vert et magenta). L’emplacement de la cible et numéros de couronnes sont également annotés.

Dans sa configuration 5^{ème} campagne, INDRA est constitué de 3 types de détecteurs : chambres d’ionisation (ChIo), siliciums (Si) et scintillateurs à iodure de césium (CsI). Dans la suite de la section, on présentera les principes de base de détection de ces différents détecteurs, des informations plus exhaustives peuvent être trouvées dans [89]. Ces détecteurs constituent des télescopes (succession de plusieurs étages de détection) qui sont numérotés de 1 à N (N étant le nombre de télescopes sur la couronne) de la même manière que les heures sur une horloge dans la direction du faisceau. La configuration comporte un total de 336 télescopes dont la nature et le nombre diffèrent selon les couronnes, ils sont répartis comme suit :

- La couronne 1, entre 2° et 3°, est constituée de 12 télescopes Si-CsI

- Les couronnes 2 à 9, entre 3° et 45° , sont constituées de télescopes ChIo-Si-CsI.
- Les couronnes 10 à 17, entre 45° et 176° , sont constituées de télescopes ChIo-CsI.

La figure 2.2 présente un module des couronnes 2 à 9 composé de 4 télescopes ChIo-Si-CsI. La configuration comprend au total : 336 CsI, 192 siliciums et 96 ChIo. Le dispositif dispose également de 3 zones mortes principales : un trou à l'arrière (176° - 180°) et à l'avant (0° - 2°) pour le passage du faisceau et un trou pour le passage du porte cible (88° - 92°).

Si et CsI						
couronne n ^o	détecteurs nombre	ϑ_{\min} (deg)	ϑ_{\max} (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	e(Si) (mm)	e(CsI) (mm)
1	12	2,00	3,00	0,37	0,3	138
2	12	3,06	4,46	0,77	0,3 & 0,15 ³	138
3	24	4,48	6,96	1,06	0,3 & 0,15 ³	138
4	24	7,16	9,95	1,77	0,3 & 0,15 ³	138
5	24	9,99	13,72	3,33	0,3 & 0,15 ³	138
6	24	14,23	19,93	7,28	0,3 & 0,15 ³	97
7	24	19,98	26,61	11,55	0,3 & 0,15 ³	97
8	24	27,62	34,87	16,2	0,3 & 0,15 ³	90
9	24	34,96	44,61	26,9	0,3 & 0,15 ³	90
10	24	45,25	56,90	39,78		76
11	24	56,99	69,69	50,08		76
12	24	70,28	88,59	79,49		48
13	24	91,72	109,65	78,23		60
14	16	110,44	126,03	92,1		50
15	16	126,12	141,69	74,88		50
16	8	142,50	157,08	97,28		50
17	8	157,17	175,70	52,71		50

Chambres d'ionisation

couronne n ^o	détecteurs nombre	ϑ_{\min} (deg)	ϑ_{\max} (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (mm)	CsI nombre
2-3	12	3,13	6,98	2,98	655	3
4-5	12	7,21	13,83	10,71	385	4
6-7	12	14,21	26,74	39,01	250	4
8-9	12	27,84	44,67	87,70	120	4
10-11	12	45,23	69,29	182,83	120	4
12	12	70,25	87,60	152,11	120	2
13	8	92,40	109,76	229,74	120	3
14-15	8	110,31	141,80	338,93	120	4
16-17	8	142,38	174,77	147,73	120	2

TABLE 2.1 – Configuration géométrique d'INDRA pour les différents détecteurs. Les colonnes représentent : le numéro de couronne, le nombre de détecteurs par couronne, les angles polaires minimum et maximum de la couronne, l'ouverture d'angle solide, l'épaisseur des siliciums, l'épaisseur des CsI, la profondeur des ChIo et le nombre de CsI associés.

3. Pour ces couronnes, les détecteurs Si ont 2 épaisseurs différentes [90].

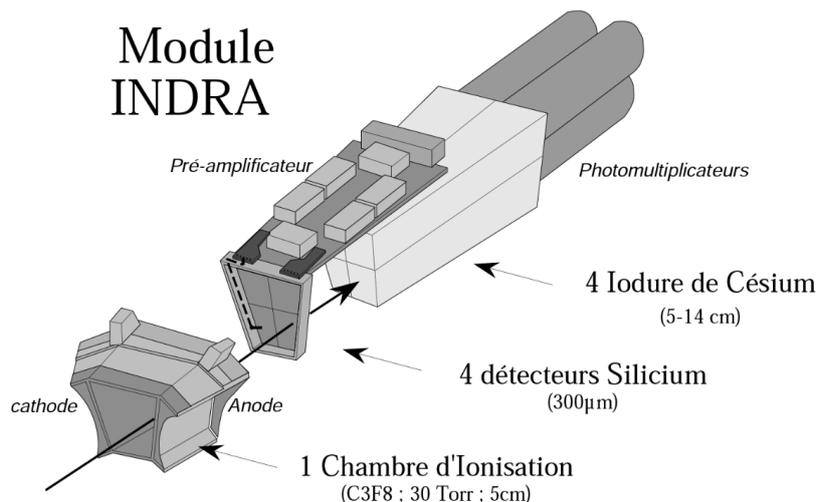


FIGURE 2.2 – Schéma d'un groupe de 4 télescopes de la couronne 2 à 9, issu de [91].

2.1.1.2 Les chambres d'ionisation (ChIo)

Les chambres d'ionisation sont des détecteurs gazeux qui composent le premier étage de détection pour l'ensemble des couronnes (hormis la première). Elles se composent d'une cathode et d'une anode entre lesquelles un champ électrique met en mouvement les charges créées par l'ionisation du gaz lors du passage des particules incidentes. Proche de l'anode (électrode vers laquelle les électrons migrent), une grille de Frisch est placée. La région entre l'anode et la grille est la seule qui contribue au signal récolté. De cette manière, les charges étant majoritairement créées entre la cathode et la grille, les électrons atteignent leur vitesse de dérive avant d'atteindre la grille, le signal collecté ne dépend donc pas du lieu d'interaction. Ce système permet d'augmenter la résolution en énergie de la chambre. Le courant induit par le passage des électrons entre la grille et l'anode est proportionnel à l'énergie déposée par la particule incidente.

Les chambres d'ionisation appartiennent à une structure mécanique commune, appelée cellule, qui est divisée en plusieurs compartiments selon les modules de détection. La chambre mesure 5 cm d'épaisseur et les fenêtres d'entrée (cathode) et de sortie (anode) sont constituées d'une feuille de mylar aluminisé de 2.5 μ m d'épaisseur. Des anneaux en cuivres sont disposés le long de la chambre pour uniformiser le champ électrique. La grille de Frisch est placée à 5 mm de l'anode et est constituée de fils de Cu-Be espacés de 5 mm. La structure est remplie d'un gaz de C₃F₈, à 30 (50) mbar pour les couronnes 6 à 17 (2 à 5), dont la circulation est commune pour chaque cellule.

Les chambres d'ionisation permettent de baisser les seuils de détection et pouvoir ainsi détecter les fragments les plus lents. En revanche, la chambre est très sensible au bruit, notamment celui provenant des électrons arrachés à la cible. Une solution est d'appliquer une haute tension sur le porte-cible pour capturer les électrons arrachés et limiter le bruit associé. Les chambres ont également une faible résolution en énergie et temporelle.

2.1.1.3 Les détecteurs siliciums (Si)

Le second étage de détecteur (premier pour la couronne 1) se compose de détecteurs semi-conducteurs siliciums. Un détecteur silicium fonctionne sur le principe d'une jonction

P-N, autrement dit, une interface entre un silicium dopé P (riche en porteur de charge positive) et un silicium dopé N (riche en porteur de charge négative). Au voisinage de la jonction, la recombinaison des charges donne lieu à une zone de déplétion où il n'y a plus de porteurs libres. Lors de son passage, une particule crée un certain nombre de paires électron-trous dans la zone déplétée. Sous l'effet d'un champ électrique externe, ces porteurs de charges migrent vers les bords du silicium ce qui conduit au signal mesuré. La largeur de la zone de déplétion (et donc l'efficacité de détection) dépend directement de l'intensité du champ électrique appliqué.

Les siliciums ont une épaisseur de $300\ \mu\text{m}$ pour la plupart des détecteurs, $150\ \mu\text{m}$ pour certains⁴. Les faces d'entrée et de sortie sont couvertes d'un dépôt d'aluminium et sont placées contre l'anode des chambres d'ionisation. Pour éviter un couplage capacitif, la face du silicium doit être reliée à la masse. Les détecteurs sont sur-polarisés ce qui a pour effet de maximiser la vitesse de dérive des porteurs de charges et donc minimiser la durée du signal. Les jonctions p-n sont ainsi complètement déplétées ce qui maximise la zone de création de paires. En réalité, les détecteurs siliciums ne sont pas tous indépendants, ils sont construits sur des matrices (aussi appelé *wafer*) alors divisées en 4 *pads*, cela permet de minimiser les zones mortes. Les siliciums sont montés "à l'envers" de manière à ce que les particules entrent par le champ faible, cela permet de ne pas avoir le champ fort à proximité des chambres d'ionisation et éviter des perturbations des signaux.

L'atout principal des détecteurs siliciums est leur grande résolution du fait du peu d'énergie nécessaire à la création d'une paire. L'autre avantage est lié à la linéarité de la réponse des siliciums, l'amplitude du signal résultant est quasi-linéaire avec l'énergie. La coupe et le dopage de la matrice du silicium assurent une homogénéité de la mesure de l'énergie.

Pour les couronnes arrières, les télescopes sont seulement composés d'une ChIo et d'un CsI. Pour étalonner les CsI, il a été nécessaire d'intercaler un télescope Si($75\ \mu\text{m}$)+Si(Li) entre la ChIo et le CsI à raison d'un par couronne.

2.1.1.4 Les scintillateurs à iodure de césium (CsI)

Les particules les plus énergétiques s'arrêtent dans le dernier étage, constitué par un cristal de iodure de césium. Dans ce scintillateur inorganique, le passage des particules chargées excitent les électrons dans des états de haute énergie, dans la bande de conduction, avant de se désexciter vers la bande de valence. Dans de tels cristaux, le gap de la bande interdite est si grand que les photons de désexcitation des électrons n'appartiennent pas au spectre de la lumière visible. L'ajout d'impuretés à certains endroits du cristal (appelées activateurs) permet la modification de la structure de bandes en créant des niveaux excités dans la bande interdite. Les électrons peuvent donc se désexciter par ces niveaux, générant des photons moins énergétiques appartenant à la lumière visible et peuvent être détectés. Ces sites, où la scintillation peut avoir lieu, sont appelés centres de recombinaisons ou de luminescence. Il peut aussi arriver que les excitations créées n'aient pas de transitions possibles et ne peuvent pas retourner à l'état fondamental. Une source d'énergie supplémentaire comme l'excitation thermique est nécessaire pour les mener à plus haute énergie. Il en résulte une composante plus lente de lumière, c'est la phosphorescence. Il peut également arriver que les électrons soient capturés par les activateurs, il en résulte une perte de la lumière générée : c'est le *quenching*. Finalement, la lumière

4. Les Si de $150\ \mu\text{m}$ sont disposés sur les télescopes 21 de la couronne 2, 21-22 de la couronne 3, 9-10 des couronnes 4-5, 3-4-13-14 des couronnes 6-7 et 7-8-17-18-23-24 des couronnes 8-9.

engendrée est alors convertie en signal électrique à l'aide d'un tube photomultiplicateur.

Le cristal est composé d'iodure de césium dopé au thallium. Le signal caractéristique produit par le passage d'une particule chargée possède deux composantes :

- Une rapide qui dépend de A et Z
- Une lente qui ne dépend pas de A et Z

Leur épaisseur est variable selon les couronnes : 50 mm pour les couronnes 14-17, 138 mm pour les couronnes 1-5.

Cet étage est principalement conçu pour arrêter les particules les plus énergétiques. Il possède une résolution moindre par rapport au détecteur silicium et la réponse en énergie n'est pas linéaire. En revanche, il est plus facile à produire et convient bien aux grands volumes de détection.

2.1.2 Électronique et acquisition

Aspect généraux et contraintes. Pour un tel dispositif, l'électronique d'acquisition doit répondre à diverses contraintes. Tout d'abord, les produits de réaction sont très divers, avec des énergies allant de quelques MeV à plusieurs centaines de MeV. Il est nécessaire de pouvoir coder des signaux d'énergie sur une plage importante : on parle de large gamme dynamique. Le système d'acquisition doit travailler avec beaucoup de voies, le dispositif comportant plusieurs centaines de détecteurs. Le bruit électronique doit également être contrôlé. Pour des détails plus techniques sur le fonctionnement de l'électronique d'INDRA, le lecteur pourra consulter la littérature existante [92].

La chaîne électronique. La figure 2.3 présente les principales fonctions électroniques de la chaîne d'acquisition. En amont de la chaîne, on trouve tout naturellement les détecteurs (ChIo, Si et CsI) dans la chambre à vide.

Les ChIo et les siliciums sont suivis de pré-amplificateurs de charge disposés au plus près des détecteurs pour réduire le bruit électronique. Des générateurs d'impulsions peuvent envoyer des signaux test sur ces pré-amplificateurs à intervalles réguliers pour vérifier la bonne stabilité de la chaîne électronique. Les signaux passent ensuite par des amplificateurs : l'un "rapide" pour le déclenchement, l'autre "lent" qui sera intégré pour l'acquisition. Le signal "rapide" est envoyé vers un discriminateur à fraction constante (CFD) pour ouvrir la fenêtre d'intégration du signal (largeur d'environ $3.5 \mu\text{s}$) pour le codeur. Le signal "lent" est quant à lui envoyé directement au codeur en charge (ADC). Ce dernier opère si un signal de validation est reçu de la part du *trigger*. Pour obtenir la dynamique nécessaire, le signal est intégré sur 2 gains différents : un "petit" qui correspond à toute la gamme en énergie (1 MeV-4 GeV) mais avec une résolution modeste (1 MeV/canal), et un "grand" pour une gamme plus restreinte (0-250 MeV) mais une résolution accrue (60 keV/canal).

La lumière émise par les détecteurs CsI est convertie en signal électrique par des tubes photomultiplicateur. De la même manière que pour les ChIo et siliciums, le signal est divisé puis envoyé d'une part vers un CFD pour le déclenchement, d'autre part vers un ADC. Le signal est ici codé sur deux fenêtres : une première de 400 ns et une deuxième retardée de $1.6 \mu\text{s}$ et de largeur $1.5 \mu\text{s}$. Ces deux portes d'intégration correspondent aux composantes rapides et lentes de la lumière du cristal, respectivement.

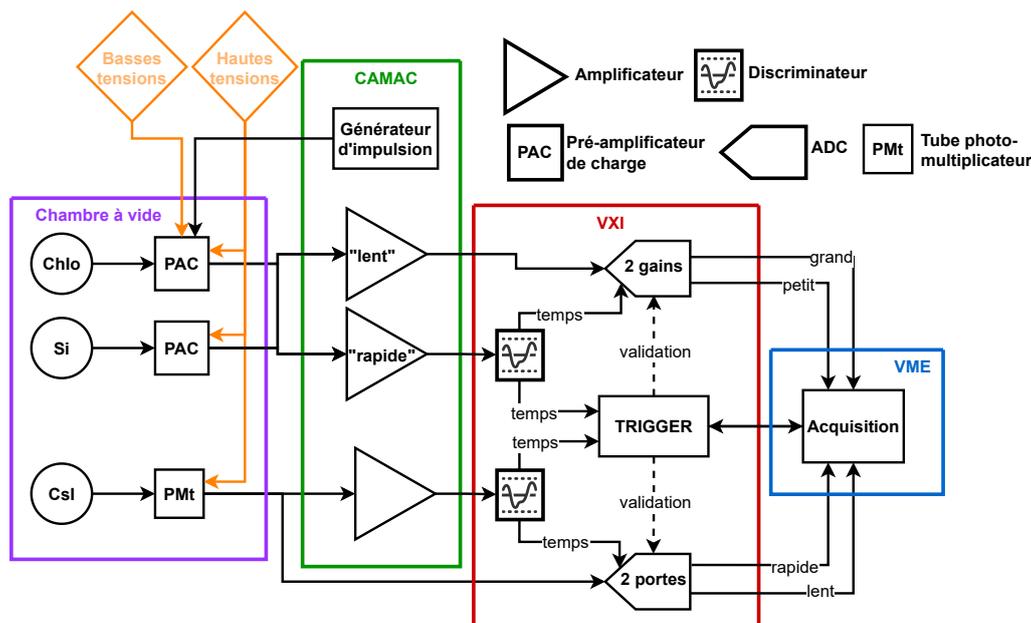


FIGURE 2.3 – Schéma simplifié des principales fonctions électroniques d'INDRA. Les cercles correspondent aux détecteurs, les rectangles aux fonctions électroniques et les boîtes colorées aux châssis. À noter qu'une partie du module de TRIGGER se situe sur des châssis "NIM" qui ne figurent pas sur le schéma par souci de clarté.

Le déclenchement. Au passage d'une particule dans un détecteur, le signal analogique généré est stocké dans l'intégrateur, en attente d'être codé. Si aucun signal de validation n'est reçu au bout d' $1\mu\text{s}$, les intégrateurs se réinitialisent. Un signal de validation est généré si le nombre de voies touchées atteint la multiplicité de déclenchement (cette dernière étant judicieusement définie avant l'expérience). Le signal de validation ainsi généré, les signaux stockés sont alors numérisés. Le mode de déclenchement est dit asynchrone, car les signaux rapides (issus des CFD) vont non seulement vers le TRIGGER (pour la décision de coder ou non l'ensemble des signaux) mais ouvrent aussi les codeurs des ADC pour chaque voie [93, 94].

2.1.3 Méthodes d'identification

L'une des motivations premières à utiliser un tel dispositif est de pouvoir identifier en charge et en masse les particules détectées. Ce travail est rendu possible grâce aux techniques d'identification $\Delta E-E$ et d'analyse en forme du signal (PSA) qui sont utilisées selon la manière dont la particule s'arrête dans le télescope.

2.1.3.1 La méthode $\Delta E - E$

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu, elle perd de l'énergie par interaction avec celui-ci. L'énergie perdue peut être décrite par la formule de Bethe-Bloch [95] et ainsi être exprimée en fonction des caractéristiques de la particule (son nombre de nucléons A ,

de protons Z et énergie cinétique E). En forme simplifiée, on a :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{E} A \quad (2.1)$$

L'utilisation de deux étages de détection successifs permet de relier la perte d'énergie ΔE dans le premier avec l'énergie résiduelle dans le deuxième. La perte d'énergie de chaque isotope (A, Z) pourra être présentée selon une hyperbole $\Delta E - E$ permettant alors son identification. La figure 2.4 présente le principe de la méthode, à gauche sont représentés les pertes d'énergie de 3 noyaux différents et d'énergie incidente similaire en fonction du parcours dans le télescope. À droite, sont représentées les corrélations entre les énergies ΔE et E des deux étages. Du fait des différences de profils de dépôt d'énergie, les différents noyaux peuplent des hyperboles différentes.

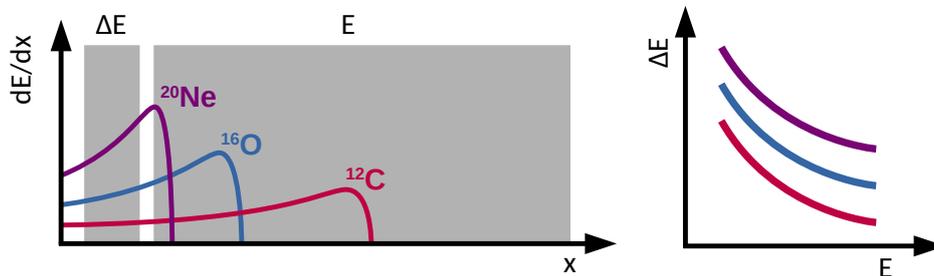


FIGURE 2.4 – Schéma du principe de la méthode $\Delta E - E$.

Dans INDRA, il existe trois méthodes $\Delta E - E$ suivant les différents couples de détecteurs :

- Les matrices **ChIo-Si** concernent surtout les fragments lourds peu énergétiques qui vont alors s'arrêter dans les détecteurs siliciums des couronnes 2 à 9. On peut discriminer en charge les fragments de $Z=2$ à $Z=25$ environ, et la faible résolution des chambres d'ionisation ne permet pas la discrimination en masse.
- Les matrices **Si-CsI** permettent d'identifier les fragments les plus énergétiques ainsi que les particules légères de faible énergie qui s'arrêtent dans les CsI des couronnes 1 à 9. On peut discriminer en charge sur toute la gamme et en masse jusqu'à $Z=4-5$.
- Les matrices **ChIo-CsI** concernent les particules émises à des angles polaires supérieurs à 45° dans le laboratoire. Cette méthode est marginale, car les expériences étant réalisées sur cible fixe, les produits de réaction sont essentiellement focalisés vers l'avant du dispositif. Il est néanmoins possible d'identifier en charge les fragments $Z>2$ avec cette méthode.

Les cartes $\Delta E - E$ obtenues sont présentés sur la figure 2.5. On peut noter que les résolutions des lignes de charge sont différentes, cela est dû à la faible résolution en énergie des chambres d'ionisation, mais également la faible pression du gaz qui génère de faibles pertes d'énergie.

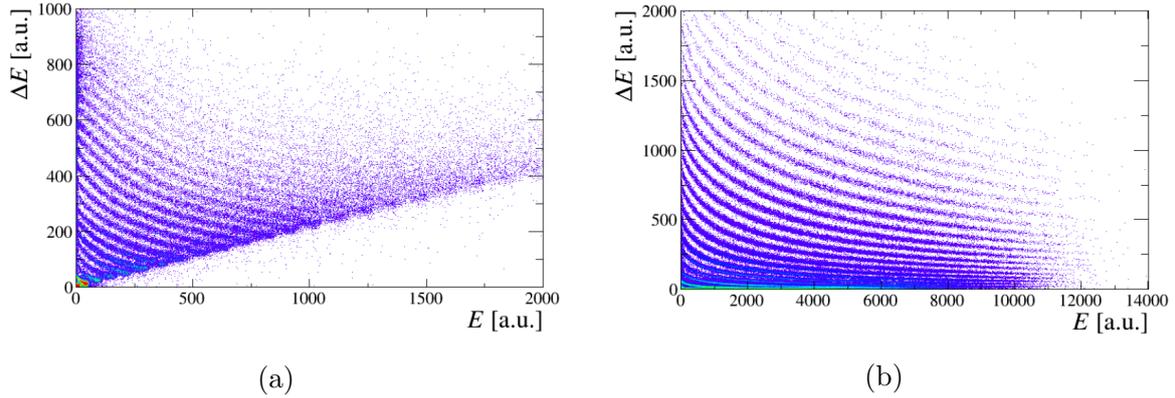


FIGURE 2.5 – Exemple de cartes d’identification ChI-Si (a) et Si-CsI (b) d’INDRA pour des réactions $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/nucléon, issues de [96].

2.1.3.2 La méthode d’analyse en forme du signal

Comme son nom l’indique, l’analyse en forme du signal, ou PSA pour *Pulse-shape analysis*, utilise les caractéristiques du signal généré par le passage de la particule dans un étage de détection pour identifier cette dernière. Cette technique n’utilise donc qu’un seul étage du télescope.

Dans INDRA, la PSA est réalisée dans les étages de CsI. Nous l’avons vu dans la partie 2.1.1.4, la lumière émise par les CsI est caractérisée par deux composantes qui correspondent à deux modes de désexcitation. L’intensité lumineuse en fonction du temps peut alors s’écrire :

$$I(t) = I_r e^{-t/\tau_r} + I_l e^{-t/\tau_l} \quad (2.2)$$

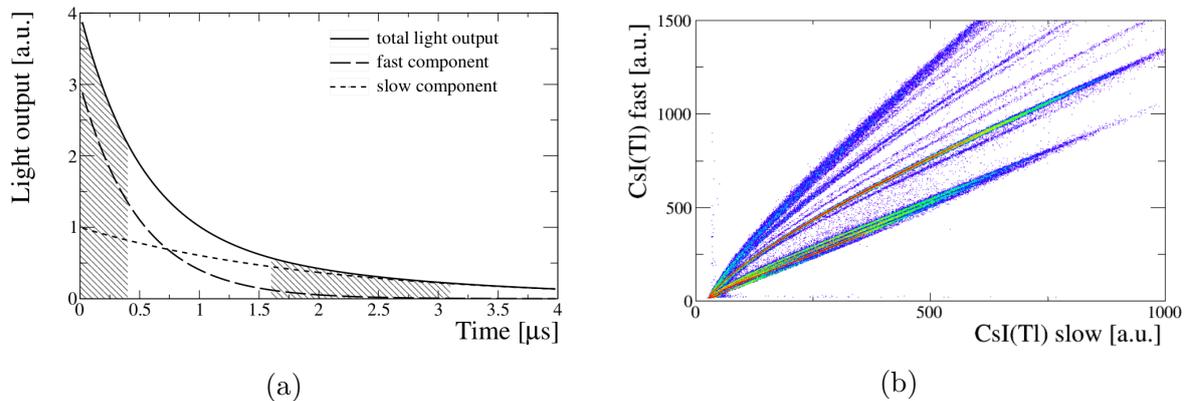


FIGURE 2.6 – Schéma du signal lumineux avec ses composantes rapide et lente (a). Matrice CsI rapide-lente du module 11 de la couronne 5 pour la réaction $^{181}\text{Ta} + ^{66}\text{Zn}$ à 39 MeV/nucléon. Figures issues de [96]

Le premier terme correspond à la composante rapide, et le deuxième à la composante lente où $I_r > I_l$ et $\tau_l > \tau_r$. C’est précisément l’étude du rapport entre ces deux composantes (qui dépend alors de la charge et de la masse de la particule) qui permet de déterminer la nature de la particule. En réalité, il n’est pas possible de séparer parfaitement les deux composantes dans le signal lumineux total. La technique est de définir deux portes d’intégration : l’une sur la partie rapide (0-400 ns) et l’autre sur la partie lente (1.6-3.1 μs).

Les signaux intégrés sur ces deux portes seront appelés respectivement CsI rapide et CsI lent. La figure 2.6-a présente l'intensité lumineuse du signal en fonction du temps, on peut y observer les deux composantes ainsi que les différentes portes d'intégration du signal. La figure 2.6-b présente le signal CsI rapide en fonction du signal CsI lent pour un détecteur. On observe plusieurs lignes qui correspondent aux isotopes qui ont été détectés.

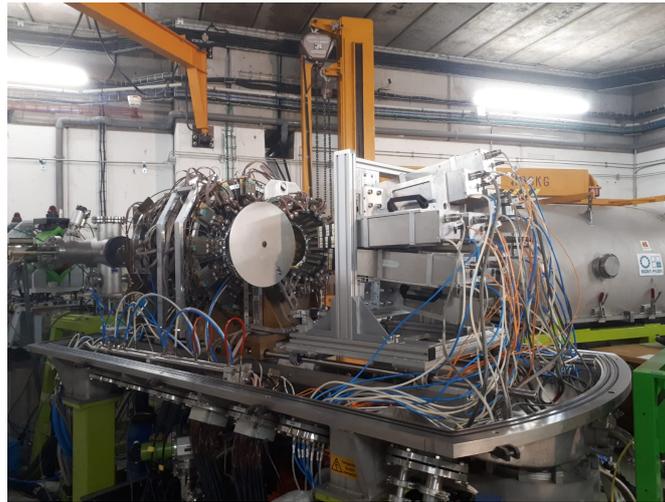
2.1.4 Bilan

Dans sa configuration 5^{ème} campagne, INDRA couvre plus de 90% de l'angle solide, il dispose donc d'une grande efficacité géométrique. Cette efficacité est importante pour permettre une reconstruction quasi-complète des sources, notamment une partie de ce qui a été émis par la cible et donc ce qui est détecté à l'arrière. Une importante caractéristique de ce dispositif est sa capacité à identifier les produits chargés détectés à l'aide des techniques $\Delta E - E$ et PSA. Il est ainsi possible de discriminer les éléments en charge sur toute la gamme et en masse jusqu'à $Z=8$, suivant les télescopes utilisés. La succession de plusieurs étages de détection de nature différente permet d'atteindre une importante dynamique pour l'énergie des particules détectées, en allant de protons de 1 MeV jusqu'à des noyaux d'uranium de 5 GeV. La limite inférieure est donnée par les chambres d'ionisation et la limite supérieure par l'épaisseur des cristaux de CsI. Enfin, le dispositif permet d'atteindre un taux d'acquisition de 500 événements par seconde. Toutes ces caractéristiques font d'INDRA un outil de premier choix pour l'étude des collisions d'ions lourds à des énergies allant de quelques dizaines à une centaine de MeV par nucléons.

2.2 Le couplage INDRA-FAZIA : expérience E818

Le dispositif décrit dans cette section est constitué du couplage entre les deux multi-détecteurs INDRA et FAZIA⁵. L'expérience E818 (2021 au GANIL) est la deuxième expérience utilisant le couplage INDRA-FAZIA, la première étant E789 [97-99]. Cette section décrit le multi-détecteur FAZIA, les principales caractéristiques de ce couplage ainsi que les changements importants qui ont été réalisés sur INDRA depuis E789. La figure 2.7 présente un schéma de la configuration INDRA-FAZIA utilisée dans les expériences E789 et E818.

5. *Forward A and Z Identification Array*



(a)



(b)

FIGURE 2.7 – Photographie (a) et schéma mécanique (b) du couplage entre INDRA (à gauche) et FAZIA (à droite) dans la chambre à vide.

2.2.1 Les changements sur INDRA

2.2.1.1 Les détecteurs

Dans sa configuration lors de l'expérience E818, INDRA n'est plus complet, une partie des couronnes avant (1 à 5) ont été retirés pour monter FAZIA à la place. Il ne reste donc que les couronnes 6 à 17. Également, l'ensemble des chambres d'ionisation ont été retirées, les télescopes sont donc composés de : Si-CsI pour les couronnes 6-9 et CsI pour les couronnes 10-17. La raison de ce changement est essentiellement due aux difficultés liées à la mise en route et au maintien du système de gaz des chambres. En revanche, l'énergie du faisceau est importante pour l'expérience E818, les produits de réactions sont essentiellement focalisés à l'avant avec une énergie importante, l'absence des chambres d'ionisation a un impact moindre. Au total INDRA comporte dans cette configuration : 96 détecteurs siliciums et 240 détecteurs CsI.

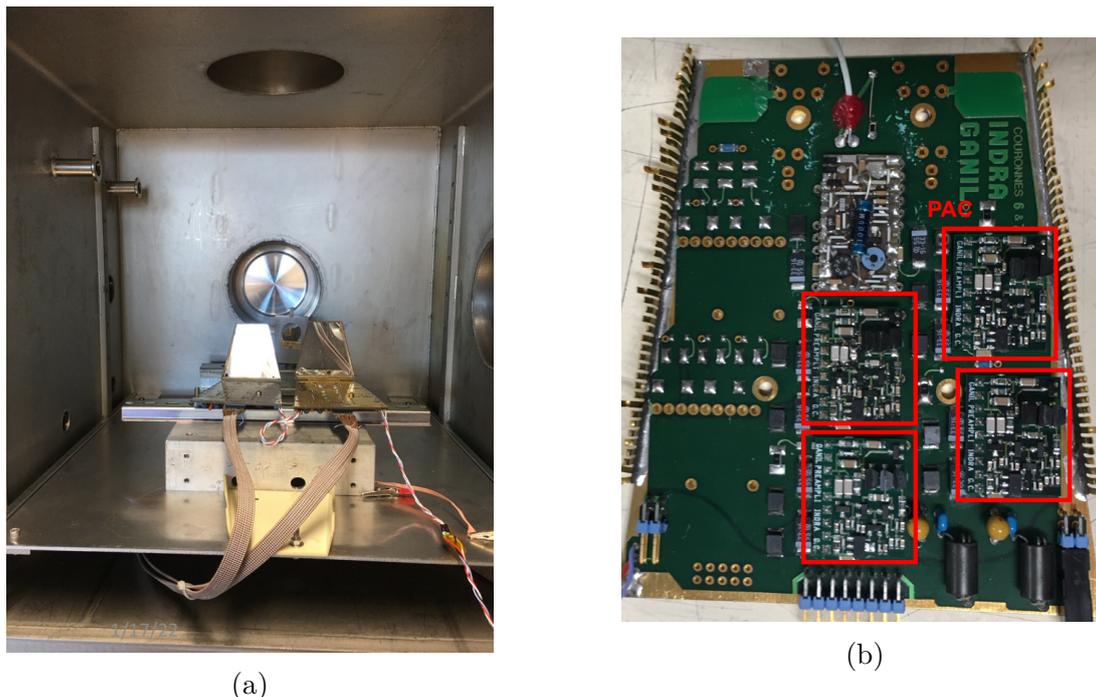


FIGURE 2.8 – Photographie du dispositif de test (a) et d’une carte mère où sont disposés les pré-amplificateurs (b).

En janvier 2022, nous avons monté un banc de test pour des nouveaux détecteurs silicium de $300\ \mu\text{m}$ destinés aux couronnes 6 et 7. Le but de ce test était de vérifier le bon fonctionnement des détecteurs, mesurer leur résolution et choisir les pré-amplificateurs de charge (PAC) les mieux adaptés. La figure 2.8 montre le montage réalisé dans une chambre à vide où sont disposés les deux cartes mère sur lesquelles les siliciums et les PAC sont montés. Une source 3-alpha est placée au fond de la chambre, face aux détecteurs siliciums. Les signaux entrent dans la nouvelle acquisition (voir partie 2.2.1.2), sont numérisés, puis les énergies (en canal) sont visualisées sur un histogramme, voir figure 2.9-a. Les trois pics de gauche correspondent aux trois énergies des α émis par la source et le pic à droite correspond au générateur. On présente ici les résultats issus du test de six PAC dont les capacités varient de $2.2\ \text{pF}$ à $10\ \text{pF}$. La figure 2.9-b présente la dynamique (énergie maximum qu’il est possible de coder) et la résolution en énergie pour chaque PAC testé. À mesure que la dynamique augmente, la résolution se dégrade, l’objectif est de choisir le meilleur compromis entre la gamme en énergie qu’il est possible de mesurer et la précision de celle-ci. Pour l’expérience E818, ce sont les PAC à $4.4\ \text{pF}$ qui ont été choisis. Ce test a permis de confirmer le bon fonctionnement des nouveaux détecteurs siliciums. Finalement, l’intégralité des 48 détecteurs siliciums (12 *wafers*) des couronnes 6 et 7 ont été changés pour des nouveaux de $300\ \mu\text{m}$ d’épaisseur. Pour les couronnes 8 et 9, seuls les siliciums 811, 812, 813, 814, 823, 824, 911, 912, 913, 914, 923 et 924 (trois *wafers*) sont en $150\ \mu\text{m}$ d’épaisseur, les autres sont en $300\ \mu\text{m}$.

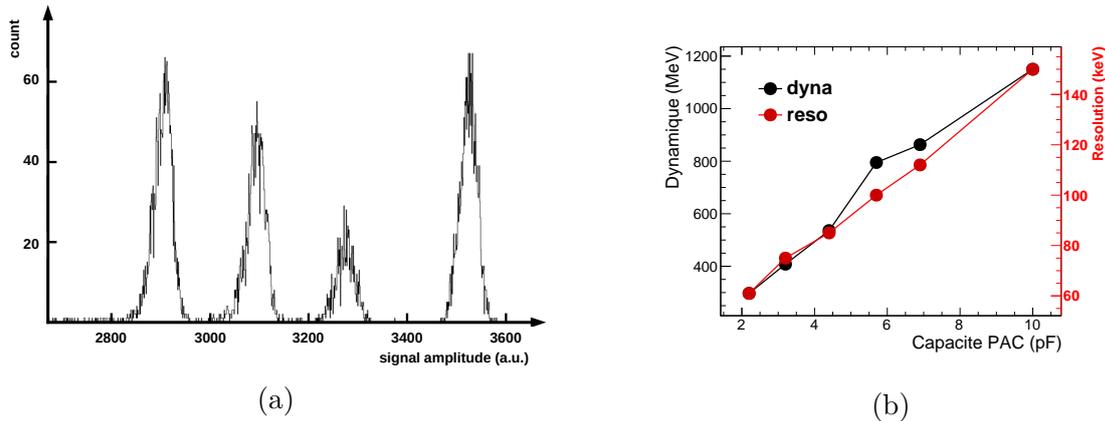


FIGURE 2.9 – Spectres des amplitudes des signaux issus de la détection des α de la source et du générateur (a). Dynamique en énergie (noir) et résolution (rouge) du détecteur silicium en fonction de la capacité du pré-amplificateur de charge (b).

2.2.1.2 La nouvelle électronique

La principale particularité de ce nouveau dispositif (par rapport à E789) est la rénovation de l'électronique d'INDRA. Depuis sa conception dans les années 1990, INDRA disposait d'une électronique analogique dédiée (voir partie 2.1.2). Les performances de cette électronique commençaient à être limitées (temps mort très important) et il devenait compliqué de remplacer ou réparer certains composants d'autant plus que les problèmes devenaient de plus en plus fréquents. Le couplage avec le multidétecteur FAZIA a également soulevé des problèmes pour la mise en commun des acquisitions ce qui s'est vérifié lors de l'expérience E789. Pour ces raisons, il a été décidé de remplacer l'intégralité de l'électronique d'INDRA par une électronique numérique. Les travaux de rénovation ont eu lieu de 2020 à 2021 (l'expérience ayant été réalisée en avril 2022).

Il était nécessaire d'avoir une électronique compacte, facile à mettre en œuvre, suffisamment personnalisable sur le plan logiciel et répondant aux mêmes exigences techniques que l'ancien système. Le choix de la nouvelle électronique a été porté sur la solution commerciale de l'entreprise Mesytec [100]. Les modules utilisés sont les MDPP-32 qui permettent la numérisation et le traitement des signaux et intègrent tous les composants essentiels : amplificateurs, ADC, FPGA. Un module supplémentaire, le MVLC, permet de gérer l'ensemble des modules MDPP-32.

À la sortie de la chambre, les signaux d'INDRA sont mélangés sur les connecteurs : signaux physiques, générateurs, tensions. Pour traiter efficacement les signaux, il est nécessaire de les grouper par type (silicium, ChIo, etc...) : c'est le rôle des boîtes de distribution. La face arrière de ces boîtes sert d'entrée pour les câbles provenant de la chambre, la face avant quant à elle sert de sortie pour les signaux triés vers l'électronique d'acquisition (voir figure 2.10).

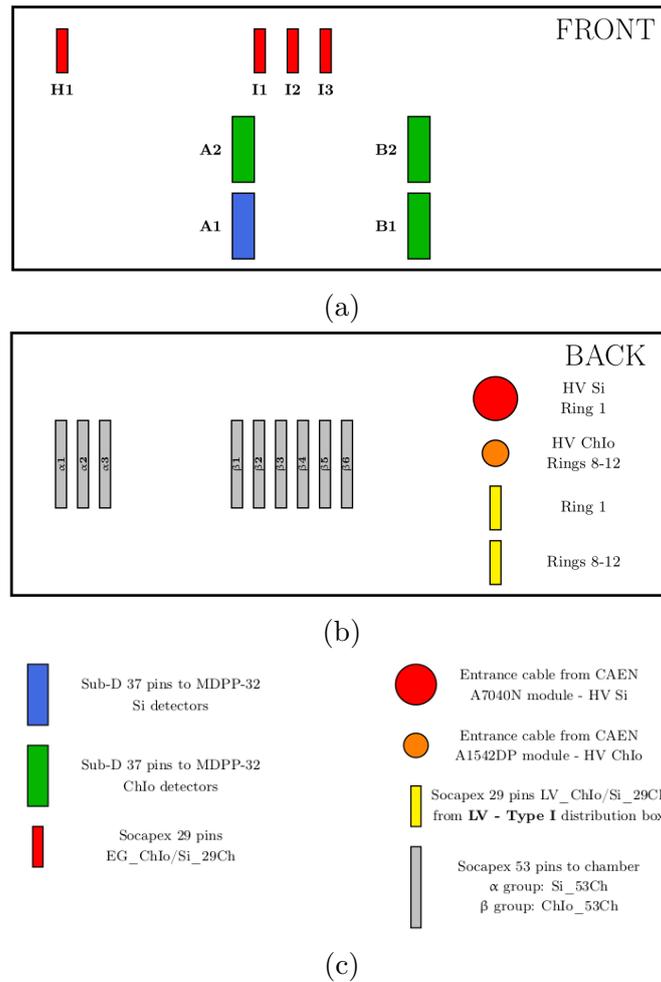


FIGURE 2.10 – Schéma des panneaux avant (a) et arrière (b) d’une boîte de distribution ChIo/Si de type II.

La figure 2.11 présente les photographies d’un module MDPP-32 où sont annotées les différents ports et les commandes de réglage du module. Le module permet donc de gérer 32 voies indépendantes qui sortent directement des boîtes de distribution. Les modules existent avec trois *firmware* différents, chargés sur les FPGA mais seuls les deux suivants ont été utilisés :

- Le mode “SCP” (*signal processing of standard charge integrating preamplifiers*) est utilisé pour les détecteurs silicium. Il permet de coder l’amplitude du signal entrant sur 16 bits. L’utilisateur peut ajuster le gain, le temps de mise en forme ou la correction de pôle-zéro.
- Le mode “QDC” (*Signal processing of fast PMT signals without preamplifiers*) utilisé pour les détecteurs CsI. Il permet l’intégration du signal suivant 2 portes en temps et le codage de ces deux signaux sur 2×16 bits. Les paramètres utilisés pour les portes sont : 400 ns pour la porte rapide et $3.5 \mu\text{s}$ pour la porte lente.

Sur le panneau avant du module (figure 2.11-a), les ports *bank 0* et *bank 1* sont les entrées des différentes voies des détecteurs, le port *ECL bank* sert à connecter tous les modules entre eux ainsi que le MVLC. Les ports *lemo bank* peuvent servir pour le *monitoring*. Dans le module, plusieurs paramètres peuvent être ajustés physiquement :

- Les *gain-polarity jumpers* permettent de régler la polarité du signal.

- Le *dipswitch* permet de choisir le mode de firmware entre SCP, QDC et PADC.
- Les *encoders* pour définir l'adresse du module.

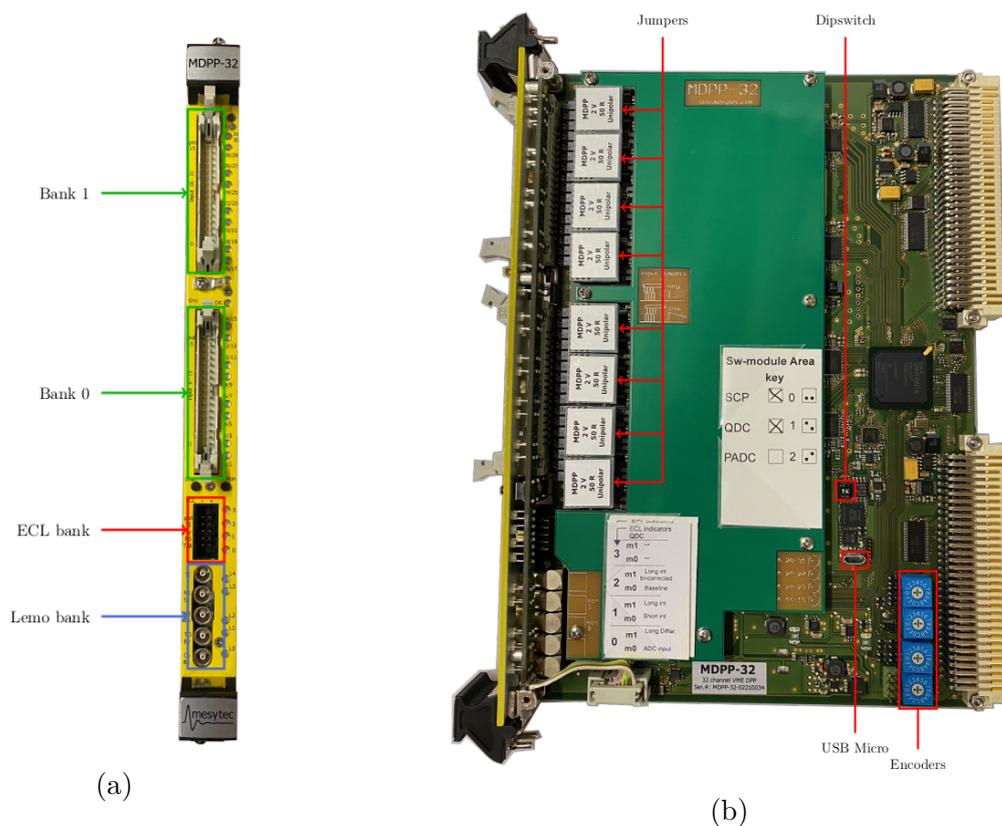


FIGURE 2.11 – Photos annotées d'un module MDPP-32 vue de face (a) et de côté (b).

Les figures 2.12 et 2.13 présentent les principales fonctions du module dans le mode “SCP” ou “QDC”. Le module fonctionne de manière proche dans les deux cas : les signaux entrants sont numérisés et traités au sein du FPGA, passant par un filtre en amplitude pour le mode SCP et 2 intégrateurs pour le mode QDC. Une partie du signal est directement envoyée au déclenchement local du module et ce dernier génère une fenêtre de coïncidence avec un marqueur de temps associé. Les signaux entrant qui tombent dans cette fenêtre sont gardés en mémoire en attente du déclenchement global des modules.

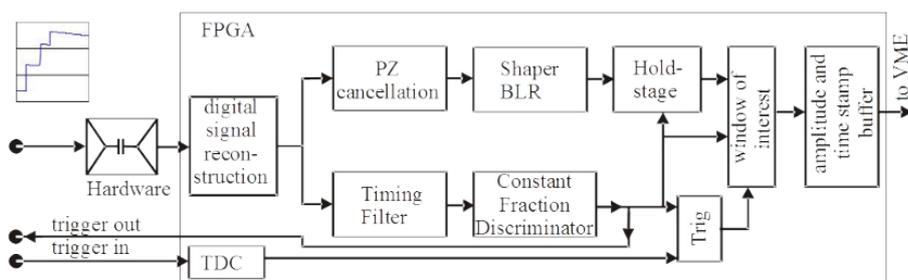


FIGURE 2.12 – Schéma des fonctions principales du firmware “SCP” [100].

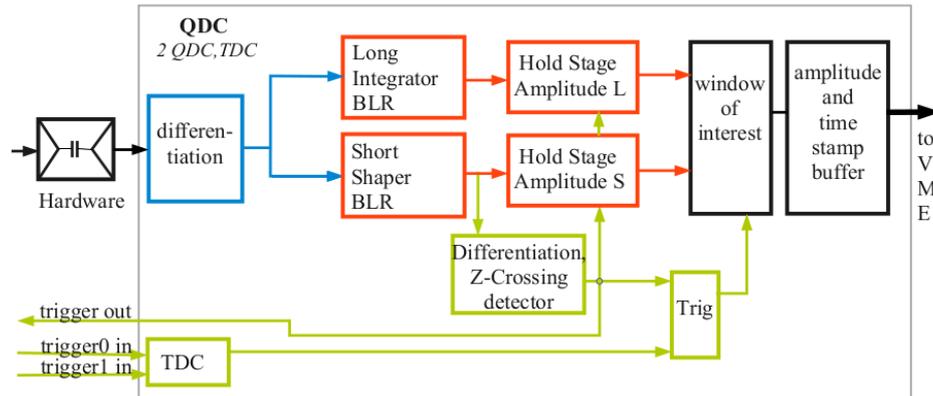


FIGURE 2.13 – Schéma des fonctions principales du firmware “QDC” [100].

Au total, 12 modules sont utilisés : 8 en mode “QDC” pour les 240 CsI d’INDRA et 4 en mode “SCP” pour les 96 détecteurs silicium. Le module MVLC permet un contrôle à distance de l’ensemble des modules d’acquisition. Il se charge du déclenchement et regroupe les signaux. La figure 2.14 montre la configuration du châssis VME où figurent les 12 modules MDPP-32 et le MVLC.

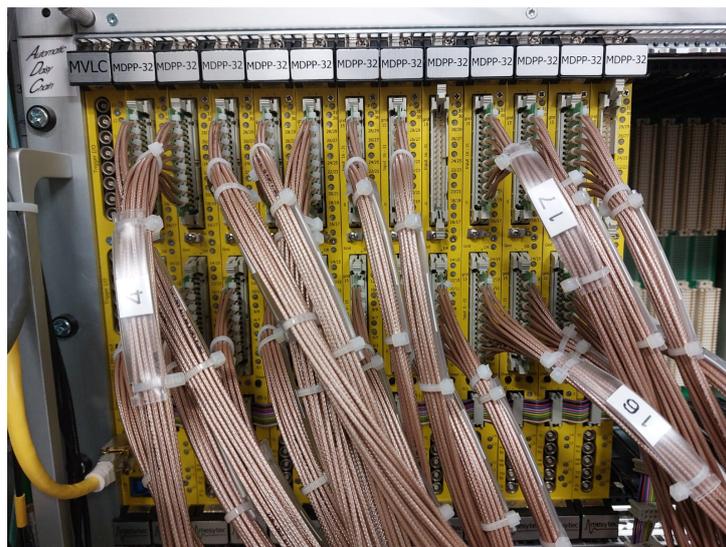


FIGURE 2.14 – Photo du châssis VME avec les 12 modules MDPP-32 et le MVLC.

Chaque module possède un déclenchement local, généré par les CFD des différentes voies, ces signaux de déclenchement sont envoyés vers le MVLC qui va alors générer un déclenchement global qui sera distribué aux différents modules. Le MVLC génère une fenêtre d’intérêt (réglable) de 240ns de largeur, chaque signal qui coïncide avec cette fenêtre est gardé pour construire l’événement.

2.2.2 Le multi-détecteur FAZIA

Les exigences croissantes dans les performances d’identification en charge et en masse ont mené au développement de multi-détecteurs de 3^{ème} génération. Le multi-détecteur

FAZIA répond à ces critères en fournissant une granularité et résolution isotopique plus importante.

2.2.2.1 Détecteurs et géométrie

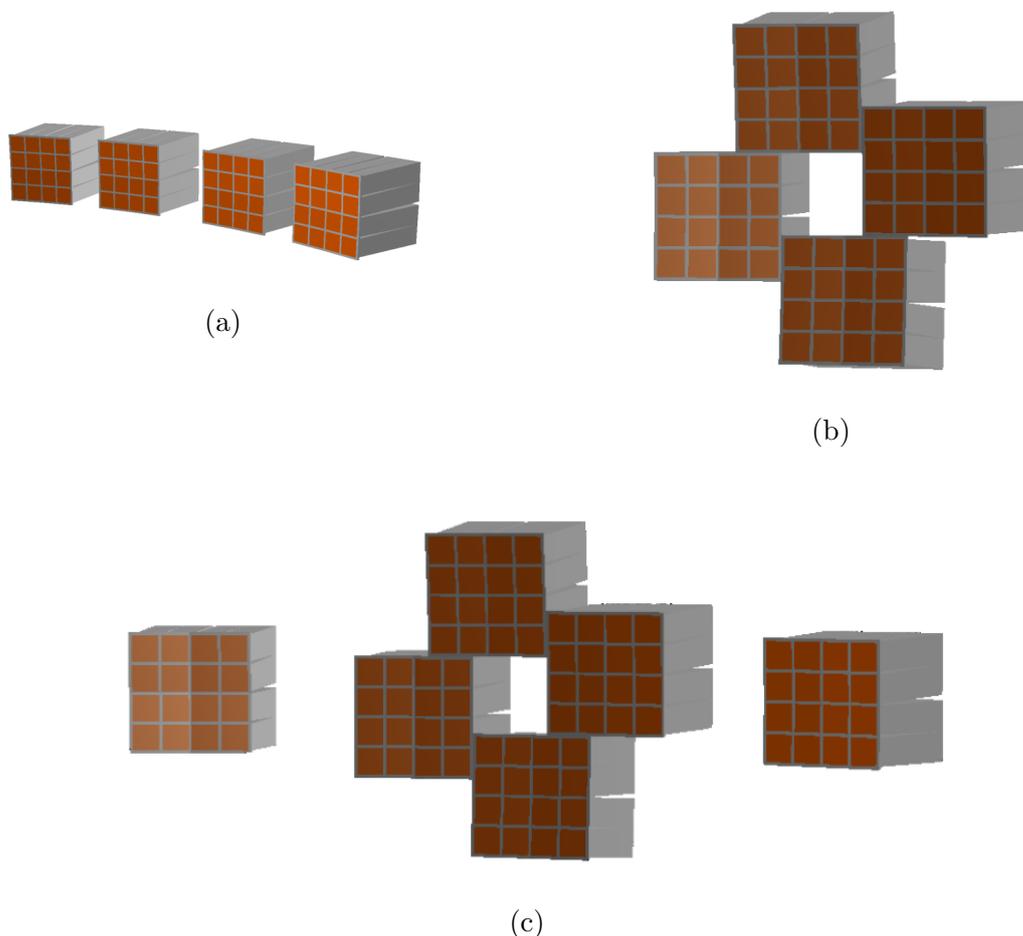


FIGURE 2.15 – Schéma de différentes configurations géométriques de FAZIA : ISOFAZIA (a), FAZIACOR (b) et FAZIAPRE (c), issu de [91].

Vue générale Le multidétecteur FAZIA se compose de 12 blocs indépendants (dans sa configuration complète) disposés autour de l’axe du faisceau. Un bloc se compose de 4 quartets qui eux même sont composés de 4 télescopes. L’un des avantages de cette configuration est la grande modularité, il est effectivement facile d’enlever des blocs et de les disposer de manière différente. La figure 2.15 montre différents exemples de configurations qui ont été utilisés lors d’expériences. Lors de l’expérience de cette thèse, FAZIA est constitué de l’ensemble des 12 blocs dans leur configuration dite “mur”. FAZIA est ainsi constitué de 192 télescopes couvrant un angle polaire de environ 2° à 14° . Un bloc se constitue des éléments suivants :

- La “tête” de détection composée des 16 télescopes.
- Les 8 cartes *Front-end* (2 télescopes par carte) qui intègrent la quasi-totalité de l’électronique d’acquisition, le détail de ces cartes est présenté sur la figure 2.18.
- Le *back plane* sur lequel sont montés les différentes cartes *front-end*.

- Les *Half-bridge* et *power supply* qui alimentent les composants électroniques ainsi que les détecteurs.
- La *block card* qui regroupe tous les signaux issus des 8 cartes *front-end* dans une fibre optique sortant du block. Elle permet également la communication avec les différentes cartes *front-end* du bloc.

Chaque bloc embarque donc sa propre électronique avec toutes les fonctions de traitement des signaux, cet aspect est discuté plus en détail dans la partie dédiée 2.2.2.2.

Détecteurs et télescopes L'unité de base du multidétecteur FAZIA est le télescope. Ils sont tous identiques et sont composés de trois étages de détection successifs, permettant l'utilisation de plusieurs méthodes d'identification :

- Un premier détecteur silicium (Si-1) de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur avec une surface d'entrée de $2 \times 2\ \text{cm}^2$.
- Un second détecteur silicium (Si-2) de $500\ \mu\text{m}$ pour les blocs externes (4 à 11) et $750\ \mu\text{m}$ pour les blocs internes (0 à 3).
- Un cristal de iodure de césium (CsI) de 10 cm de long suivi d'une photodiode pour collecter la lumière.

Au total, FAZIA comporte 192 détecteurs CsI et 384 siliciums de 300, 500 et $750\ \mu\text{m}$. La surface d'entrée des télescopes permet d'avoir une résolution d'environ 1° à 1 m de la cible. La figure 2.16 présente la géométrie globale de FAZIA ainsi que le schéma d'un télescope. Les principes de détections des détecteurs siliciums et CsI ont été présentés dans les parties 2.1.1.3 et 2.1.1.4.

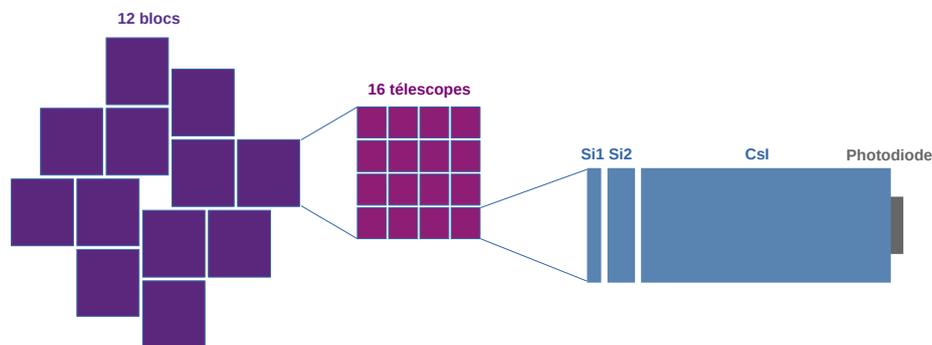


FIGURE 2.16 – Schéma de la géométrie de FAZIA et anatomie d'un télescope.

La collaboration FAIZA a réalisé un important travail de R&D et d'optimisation des performances des détecteurs de FAZIA [101]. Notamment, les performances d'identification des siliciums sont fortement dépendantes de l'homogénéité de résistivité du détecteur. L'uniformité du dopage et la planarité du détecteur ont ainsi été minutieusement contrôlés. L'effet de l'orientation des cristaux sur les performances des techniques d'identification a également été étudié [102]. En effet, il a été noté que lorsque les particules ont une direction incidente parallèle aux plans cristallins, des fluctuations importantes apparaissent. Cet effet est appelé *channeling* et s'explique par le fait que de faibles variations de la direction incidente de la particule se traduisent par de grandes variations du parcours

de la particule. La solution choisie pour réduire cet effet est de couper le cristal avec un certain angle de manière à ce que le réseau cristallin ne soit plus aligné avec la direction de la particule, uniformisant le parcours de cette dernière.

De la même manière que pour INDRA, les détecteurs siliciums sont aussi montés avec le champ faible du côté de la fenêtre d'entrée, mais pour des raisons différentes. Il a été montré en effet qu'avec la technique d'analyse en forme du signal, les performances d'identification ne sont pas les mêmes suivant le sens du champ électrique. Lorsque les particules entrent par le champ faible, les signaux engendrés sont plus lents, mais il en résulte une meilleure discrimination isotopique[103].

2.2.2.2 Électronique et acquisition

La quasi-totalité de l'électronique de FAZIA se situe au plus proche des détecteurs, dans la chambre à vide. Chaque bloc contient donc sa propre électronique embarquée. À la sortie de la chambre, on trouve la *regional board* qui se charge de regrouper les signaux provenant de tous les blocs et envoyer le tout au système d'acquisition. Les différentes cartes d'un bloc sont montées sur une plaque de cuivre dans laquelle circule un fluide réfrigérant composé d'un mélange d'eau et d'alcool. Les signaux physiques issus des différents détecteurs sont numérisés au niveau des cartes *front-end* et traités dans les puces *FPGA* qui se chargent en plus de générer un *trigger* local qui sera envoyé à la *block card*. Les signaux traités attendent dans des *buffers* circulaires⁶ jusqu'à ce que le *FPGA* reçoive un signal de validation par la *block card*, auquel cas les signaux sont envoyés au FIFO (pour *first in first out*), un *buffer* de taille ajustable qui stocke tous les signaux traités par le *FPGA* alors prêts à être lus par la *block card*. Les signaux transférés par les 16 télescopes attendent maintenant dans le FIFO de la *block card*, ces *buffers* sont à leur tour lus par la *regional board*. Un schéma simplifié illustrant la configuration électronique de FAZIA est présenté sur la figure 2.17. Une revue plus détaillée de l'électronique de FAZIA peut être trouvée dans [104].

Le cœur du processus de traitement du signal se situe dans les cartes *front-end* (une carte gère deux télescopes) qui se décomposent en plusieurs parties distinctes présentées sur la figure 2.18. La première partie (en rouge) comprend les connectiques des différents détecteurs. La deuxième (en orange) comprend le traitement analogique (pré-amplification, amplification et différentiation des signaux). La troisième (en vert) comporte les ADC⁷ chargés de la numérisation des signaux et les FPGA⁸ qui sont le cœur des opérations faites sur les signaux ainsi que le déclenchement d'acquisition. La dernière partie (en bleu) regroupe les convertisseurs de tension pour l'alimentation des composants de la carte et des siliciums. La figure 2.19 présente un schéma des différentes fonctions électroniques qui opèrent au sein de la carte *front-end*. Une présentation plus détaillée de l'électronique *front-end* peut être trouvée dans [105].

6. Type de mémoire tampon de taille fixe où les premières données écrites sont remplacées par les dernières.

7. Convertisseur analogique-numérique.

8. Circuit intégré programmable.

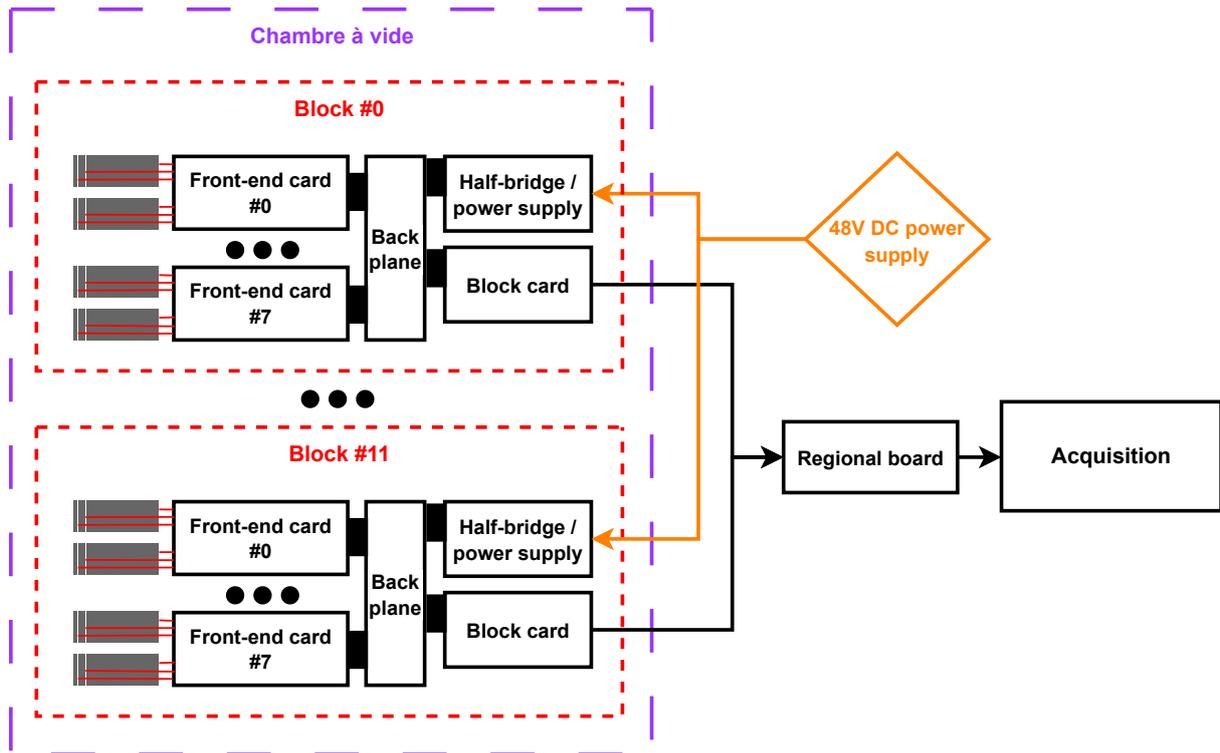


FIGURE 2.17 – Schéma de la configuration de FAZIA avec les différents éléments de l'électronique d'acquisition.

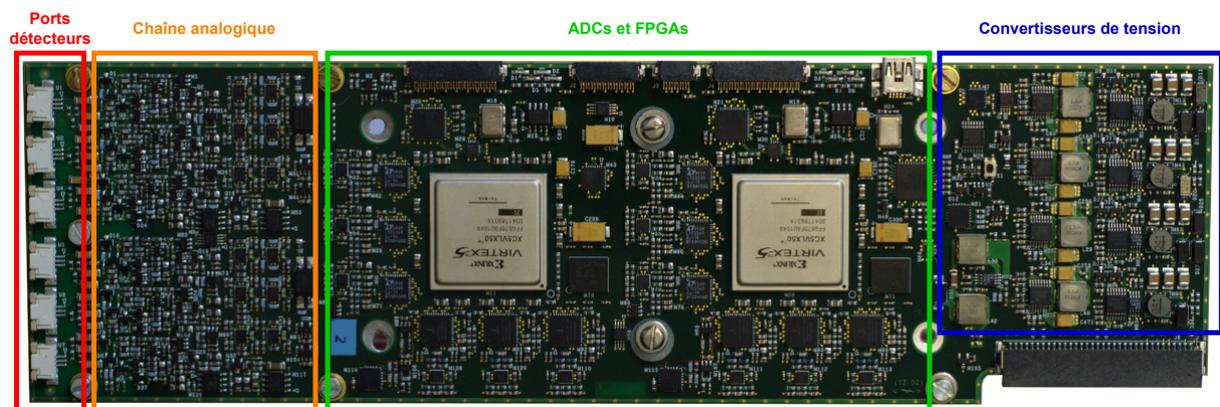


FIGURE 2.18 – Photo d'une carte *Front-End* où sont encadrées les différentes parties de la chaîne électronique.

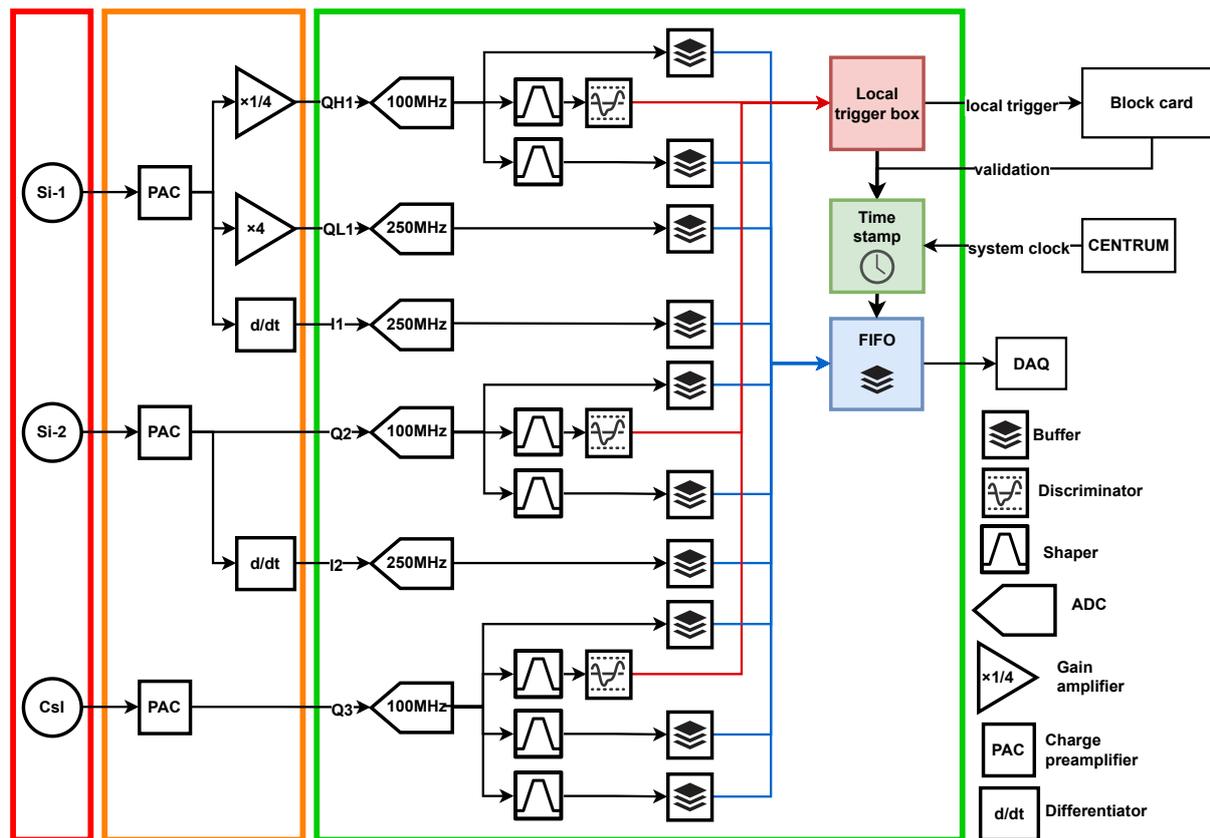


FIGURE 2.19 – Schéma des principales fonctions électroniques d'une carte *front-end*.

2.2.2.3 Méthodes d'identification

L'identification des particules détectées dans FAZIA repose sur les méthodes $\Delta E-E$ et PSA présentées dans la partie 2.1.3. Les trois étages des télescopes de FAZIA permettent la réalisation de plusieurs techniques d'identification qui se complètent en fonction de l'énergie et de la charge des particules détectées.

La méthode $\Delta E-E$. La méthode $\Delta E-E$ utilise l'énergie perdue dans deux détecteurs successifs. Il existe pour FAZIA deux techniques d'identification avec cette méthode.

La technique **Si1-Si2** permet d'identifier les particules les plus lentes qui s'arrêtent dans le silicium-2. La grande résolution des détecteurs siliciums permet d'identifier en masse jusqu'à $Z = 25$.

La technique **Si-CsI** permet l'identification des particules les plus énergétiques, s'arrêtant dans le dernier étage du télescope. Cette méthode permet d'identifier en masse jusqu'à $Z=20$. Ces techniques sont similaires à celles utilisées pour le multidétecteur IN-DRA présentées dans la partie 2.1.3.1.

La méthode d'analyse en forme du signal. Cette méthode utilise les propriétés de la forme des signaux générés par un détecteur. Il existe deux techniques d'analyse en forme pour FAZIA.

La technique **Si1 PSA** s'applique dans le cas où la particule n'aurait pas eu assez d'énergie pour traverser le premier silicium. Cette méthode est différente de celle utilisée dans les CsI, on ne s'intéresse pas à une composante lente ou rapide du signal, mais à son

temps de montée. La figure 2.20 illustre le principe de la méthode. Lorsqu'une particule traverse le détecteur silicium, un nombre de paires électrons-trous ($e^- - h^+$) sont créées sur son passage, proportionnellement à l'énergie déposée, avec un maximum au niveau du pic de Bragg. Sous l'effet du champ électrique, les électrons et trous migrent vers l'anode et la cathode respectivement. Les électrons étant plus rapides que les trous, le temps de montée du signal est largement dominé par la collection des trous. Ainsi, dépendant du parcours de la particule incidente, les trous sont créés majoritairement plus ou moins proche de la cathode, influant sur la montée du signal. Le maximum du signal de courant I_{\max} dépend donc de la nature de la particule incidente. L'identification en charge n'a pas de limite observée tandis que l'identification en masse est possible jusqu'à $Z=20$.

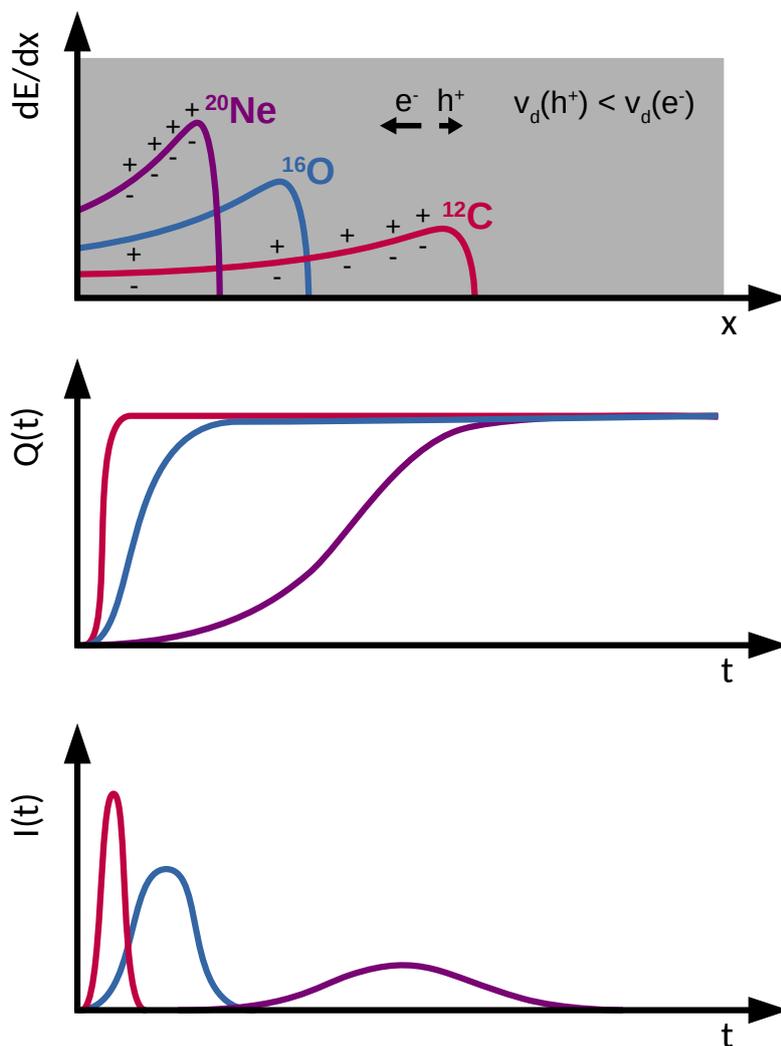


FIGURE 2.20 – Schéma de la technique d'analyse en forme du signal dans les détecteurs siliciums de FAZIA. $v_d(h^+)$ et $v_d(e^-)$ désignent les vitesses de dérive des trous et des électrons.

La technique **CsI PSA** concerne les cas où la particule s'est arrêtée dans le CsI, mais les détecteurs siliciums ne permettent pas une identification en Si-CsI. Elle concerne les particules les plus légères et de haute énergie et est similaire à celle utilisée pour INDRA

et décrite dans la partie 2.1.3.2.

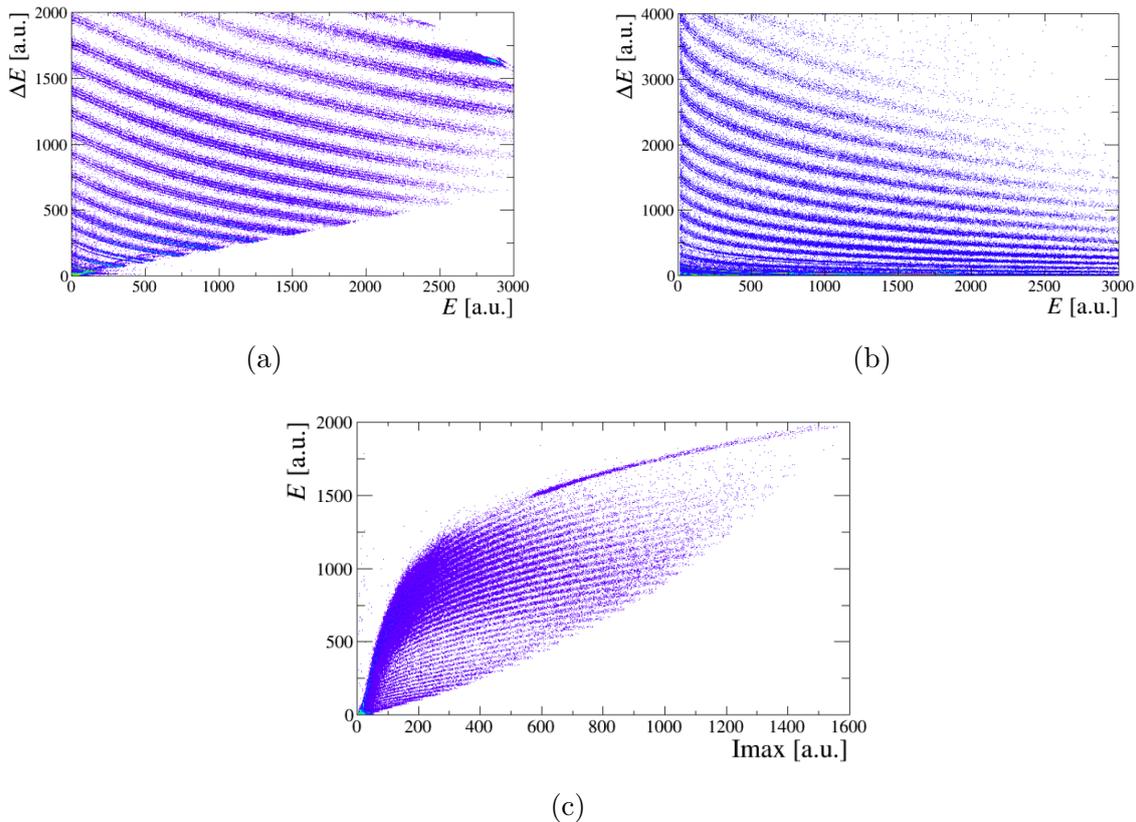


FIGURE 2.21 – Exemples de matrices d’identification Si-Si (a), Si-CsI (b) et Si PSA (c) de FAZIA, issues de [96].

2.2.3 Le couplage

Le couplage mécanique des multidétecteurs INDRA et FAZIA consiste à un remplacement des couronnes avants (1 à 5) d’INDRA par FAZIA. FAZIA est fixé à un cadre en aluminium monté sur les rails dans la chambre à la manière des couronnes d’INDRA. La distance entre INDRA et FAZIA peut donc très facilement être ajustée. Entre INDRA et FAZIA, sont disposés 2 boucliers métalliques avec un trou au centre pour le faisceau. Ces boucliers peuvent être contrôlés à distance et ont pour but de protéger les détecteurs FAZIA (en particulier pendant la phase de réglage du faisceau), ces derniers étant beaucoup plus proches du faisceau et donc plus facilement sujets à des intensités importantes.

Le couplage entre les acquisitions d’INDRA et de FAZIA se base sur l’utilisation du module CENTRUM (module VXI qui dispose d’une horloge universelle) qui peut fournir un marqueur de temps jusqu’à 7 acquisitions différentes. De cette manière, les acquisitions sont indépendantes et font simplement des requêtes au CENTRUM pour recevoir un marqueur de temps. Du côté de FAZIA, c’est la *regional board* qui se charge de recevoir le marqueur de temps et de construire un événement dit FAZIA. Côté INDRA, il faut passer par un module TGV (module VME de déclenchement). Le MVLC fait une requête au TGV, qui fera la requête à son tour au CENTRUM pour envoyer le marqueur de temps au MVLC. On a donc des événements INDRA et FAZIA qui se construisent en parallèle avec des marqueurs de temps associés à chacun. Avant l’écriture des données sur disque, le *merger* se charge finalement de grouper les événements INDRA et FAZIA

(donnant des événements INDRA-FAZIA) pour lesquels les marqueurs de temps tombent dans une même fenêtre (réglable) de coïncidence (voir figure 2.22). Cette étape finale de l'acquisition est réalisée dans le logiciel NARVAL (Nouvelle Acquisition temps-Reel Version 1.2 Avec Linux). Les événements non groupés sont également enregistrés sur disque en tant qu'événements INDRA ou FAZIA.

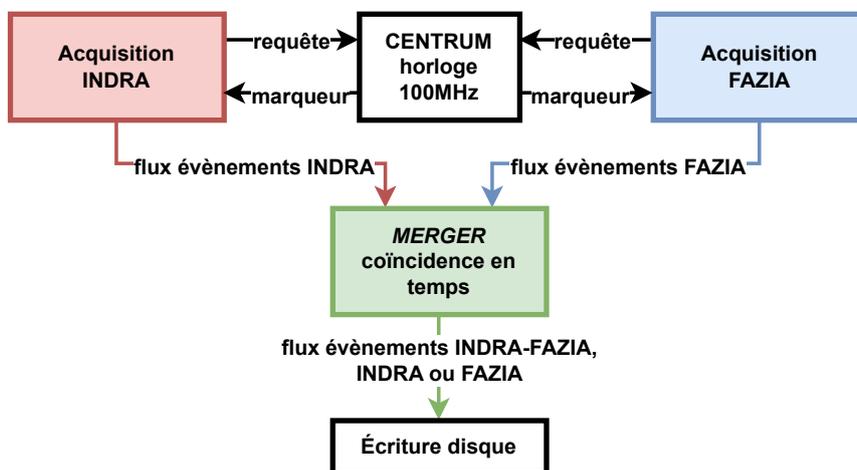


FIGURE 2.22 – Schéma du fonctionnement de la coïncidence des événements INDRA et FAZIA.

2.2.4 Bilan et performances

Le couplage entre les multidétecteurs INDRA et FAZIA permet de combiner leurs performances et de bénéficier d'un dispositif de détection sur 4π d'angle solide capable d'identifier en charge et en masse une importante partie des produits de réaction. Le multidétecteur FAZIA bénéficie d'une électronique embarquée numérique qui permet de traiter rapidement l'ensemble des signaux issus de ses 576 détecteurs. L'utilisation de télescopes Si-Si-CsI permet une meilleure identification des produits issus du projectile. La grande granularité de FAZIA (surfaces d'entrée de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ à 1 m de la cible) permet une reconstruction précise des trajectoires et de supporter des multiplicités importantes. INDRA a bénéficié d'améliorations importantes ayant augmenté ces performances. La nouvelle électronique numérique a notamment permis de réduire drastiquement le temps mort, rendant le couplage avec FAZIA beaucoup plus efficace. Le remplacement des détecteurs siliciums des couronnes 6-7 (initialement également prévu pour les couronnes 8-9) couplé à la nouvelle électronique et aux changements de gains offrent de meilleure résolution en énergie et donc un gain de performances d'identification. INDRA permet une mesure des produits issus de la cible de 14 à 176° permettant de mieux caractériser les collisions. L'emploi des nombreuses techniques d'identification sur l'ensemble des télescopes permet une identification en charge (sans limite) et en masse (jusqu'à $Z=25$) pour un maximum de produits de réaction. Dans la figure 2.23, on présente une matrice d'identification Si-CsI d'un télescope d'INDRA pour les données $^{84}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$ à 67 MeV/nucleon . Ces collisions ont permis de peupler un nombre important d'isotopes en raison de la masse du système. La matrice présentée illustre la grande résolution isotopique du détecteur obtenue suite à l'ensemble des améliorations effectuées.

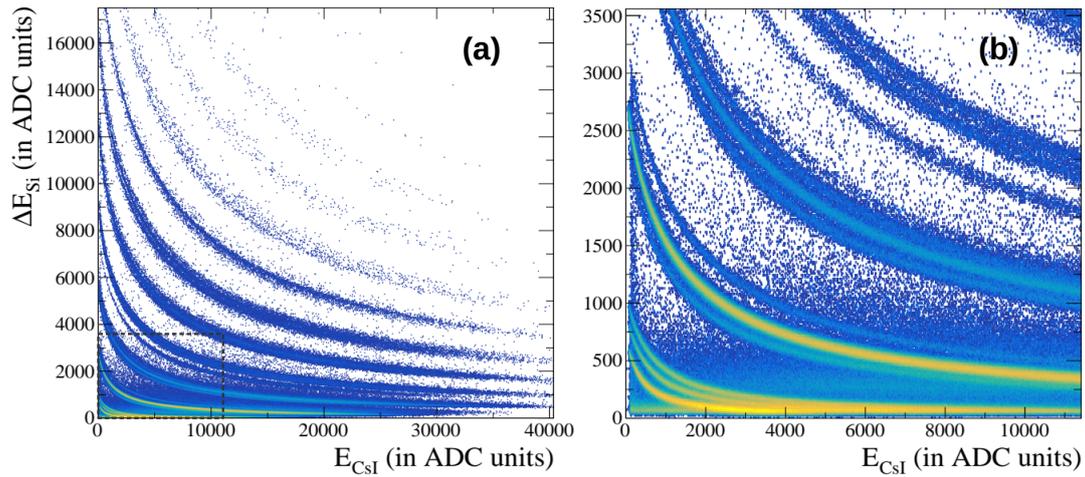


FIGURE 2.23 – Matrice d'identification Si-CsI du module 2 de la couronne 6 d'INDRA pour les données $^{84}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$ (a). La partie agrandie (a) correspond à l'encadré gris à basse énergie.

La figure 2.24 présente un bilan schématique des techniques d'identification utilisées en fonction de l'énergie et de l'angle polaire de la particule. Les seuils d'identification sont calculés pour une particule ^4He .

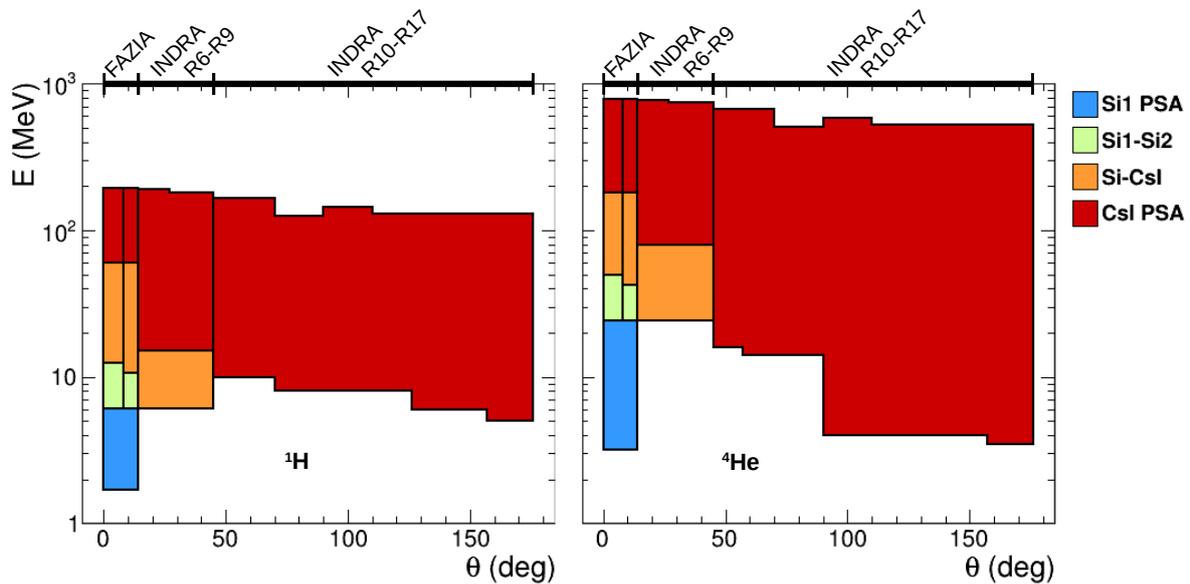


FIGURE 2.24 – Schéma des domaines en énergie et en angle polaire des différentes techniques d'identification pour un ^1H et un ^4He .

Chapitre 3

Expérience et réduction des données

Avant de pouvoir exploiter les données d’une expérience, il faut réaliser un certain nombre d’étapes de préparation et de mise en forme de ces données. Cette mise en forme permet de donner un premier sens à ce que l’on observe, de construire les premières observables physiques. Dans le cas d’une expérience INDRA-FAZIA, la réduction des données concerne essentiellement le travail de calibration des détecteurs, et l’identification des particules détectées. La réduction des données des expériences INDRA, FAZIA ou INDRA-FAZIA a fait l’objet de nombreuses descriptions, notamment dans les thèses soutenues au sein de la collaboration. Ce chapitre a vocation à décrire le déroulé de l’expérience E818 ainsi que l’ensemble des tâches de réduction des données.

3.1 L’expérience E818

L’expérience E818 a été réalisée au GANIL¹ durant les mois d’avril et mai 2022. La production du faisceau d’ion est la première étape, suivie du réglage de la ligne conduisant le faisceau jusqu’à la salle d’expérience où les réactions ont lieu. Les ions sont produits par des sources ECR (C01 et C02) puis accélérés à l’aide de 2 cyclotrons (CSS1 et CSS2). Le faisceau est ensuite conduit vers les aires expérimentales à l’aide de dipôles et quadrupôles électromagnétiques, voir figure 3.1. Toute la phase d’ajustement finale du faisceau, de son entrée dans la chambre de réaction jusqu’à son alignement par rapport aux détecteurs, est réalisée conjointement entre l’équipe de l’accélérateur et l’équipe “physique”.

1. Grand Accélérateur National d’Ions Lourds

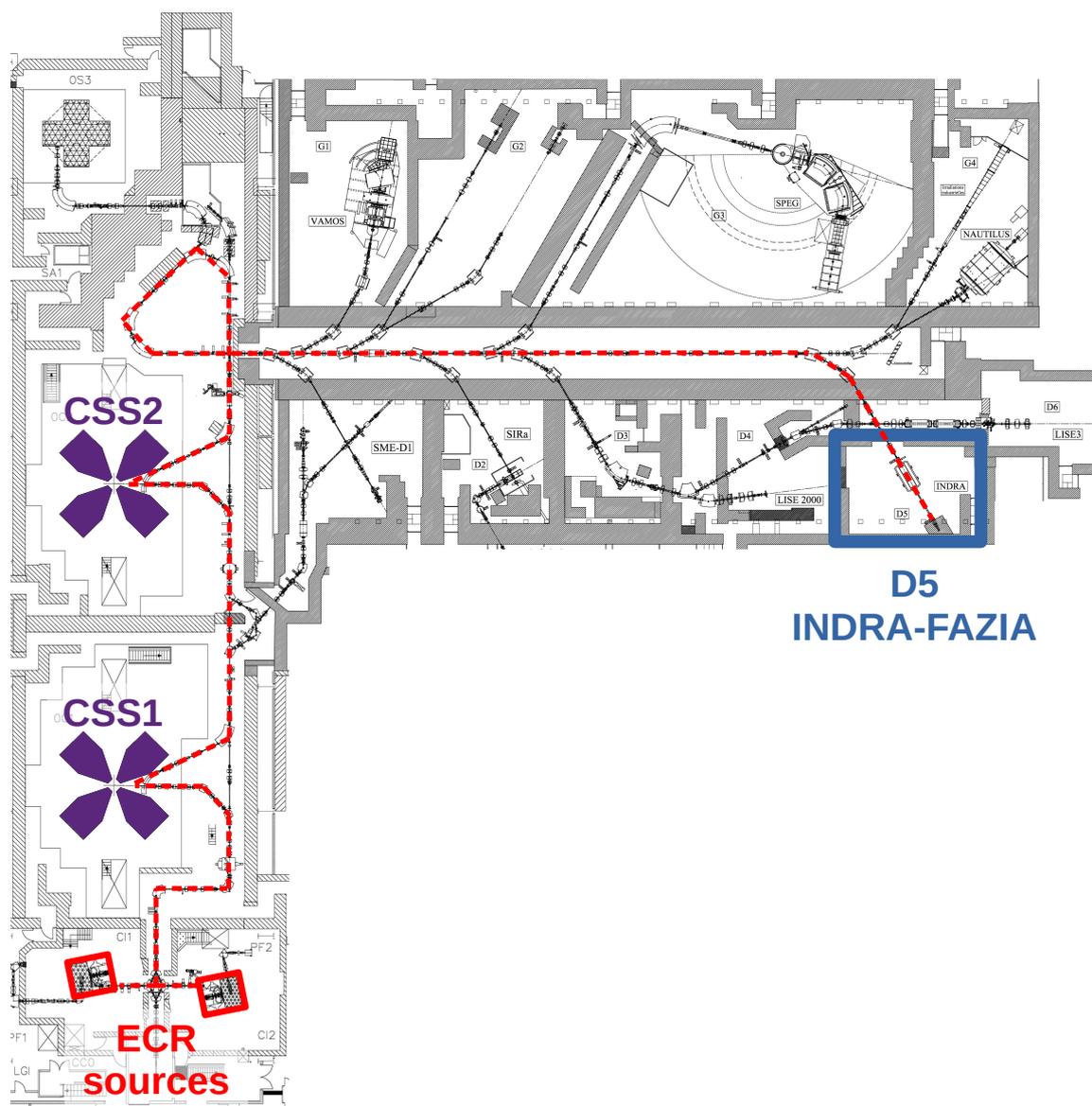


FIGURE 3.1 – Plan du GANIL avec mise évidence des sources ECR (production du faisceau), des cyclotrons (accélération) et le trajet parcouru par le faisceau jusqu'à la salle d'expérience.

Le dispositif utilisé, INDRA-FAZIA, est décrit dans le chapitre 2 dédié. L'expérience se divise en plusieurs systèmes correspondants à des configurations précises source/faisceau-cible. Ces systèmes ont tous un but précis : calibration, analyse physique, test divers. Le tableau 3.1 présente les différents systèmes de l'expérience selon leur but. Ces systèmes sont sub-divisés en "runs", il s'agit d'une division temporelle du système de fichiers lié à l'écriture des données lors de l'acquisition. On appellera alors les "runs de calibration" tous les runs correspondant aux systèmes indiquées en rouge, et les "runs physiques" les runs correspondant aux systèmes en cyan.

Projectile	Énergie incidente (MeV/nucléon)	Cible	Épaisseur (μm)	Runs
^{12}C	13.75	^{197}Au	660	1000-1999
^{12}C	13.75	^{197}Au	980	2000-6999
^{12}C	8.75	^{197}Au	980	7000-12999
^{12}C	8.75	^{12}C	150	13000-16999
^{12}C	8.75	^{58}Ni	410	17000-17999
^{36}Ar	74	^{58}Ni	410	18000-52999
^{36}Ar	74	\emptyset	\emptyset	49000-49999
^{36}Ar	74	^{197}Au	660	50000-50999
^{58}Ni	74	^{58}Ni	410	53000-114999
Source α	\emptyset	\emptyset	\emptyset	115000-117999
^{84}Kr	67	^{1124}Sn	1100	118000-128011

TABLE 3.1 – Systèmes de l’expérience E818 selon les objectifs : calibration (rouge), physique (cyan), test d’identification (violet). Les colonnes indiquent le noyau projectile, l’énergie incidente, le noyau cible, l’épaisseur de la cible et la plage des runs correspondants.

Runs de calibration : source α . Les runs dits “alpha” sont réalisés indépendamment du planning faisceaux du GANIL, car ils nécessitent seulement l’utilisation d’une source radioactive. La source utilisée est une source de ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cu , chacun des trois radionucléides se désintègre par émission α . Les radionucléides possèdent plusieurs transitions dont la probabilité associée est suffisamment grande pour pouvoir les observer. En revanche, la résolution en énergie des détecteurs siliciums n’est pas assez bonne pour pouvoir les discriminer. Ainsi, on fait l’approximation que seulement une énergie moyenne² est observable pour chaque radionucléide. Les énergies sont indiquées dans le tableau 3.2.

La source est placée sur un des deux porte-cibles présents dans la chambre, à la place d’une cible. L’émission sur 4π d’angle solide permet de calibrer l’ensemble des détecteurs siliciums. Pour qu’une particule α de 5.8 MeV traverse un détecteur silicium, ce dernier doit avoir une épaisseur inférieure à $32\mu\text{m}$. Les détecteurs d’INDRA et FAZIA ont des épaisseurs allant de 150 à $750\mu\text{m}$, les particules α s’arrêtent forcément dans le premier étage. Les runs source α permettent ainsi d’étalonner directement les Si1 de FAZIA ainsi que les siliciums d’INDRA.

Radionucléide	Énergie moyenne (MeV)
Pu	5.147
Am	5.479
Cu	5.796

TABLE 3.2 – Énergies moyennes associées à chaque radionucléide.

Runs de calibration : faisceaux carbone. Le faisceau de ^{12}C de 8.75 MeV/nucléon est accéléré par le cyclotron à basse énergie CIME, tandis que le faisceau à 13.75 MeV/nucléon est accéléré par CSS1. La cible utilisée est une cible d’ ^{197}Au

2. On calcule la moyenne des énergies des transitions les plus probables, pondérée par les probabilités de transition associées.

d'épaisseur 980 μm . La charge élevée du noyau d'or provoque la diffusion élastique du projectile de carbone, transférant qu'une faible quantité d'énergie au noyau cible.

Dans le cas du faisceau ^{12}C à 8.75 MeV/nucléon, on a observé la présence de plusieurs noyaux contaminants : ^{15}N et ^{18}O . Ces noyaux sont de même A/Q^3 et ne sont donc pas bien séparés du faisceau lors de l'accélération. Lorsque la statistique est suffisante, ces noyaux peuvent être pris en compte lors de la calibration comme points supplémentaires.

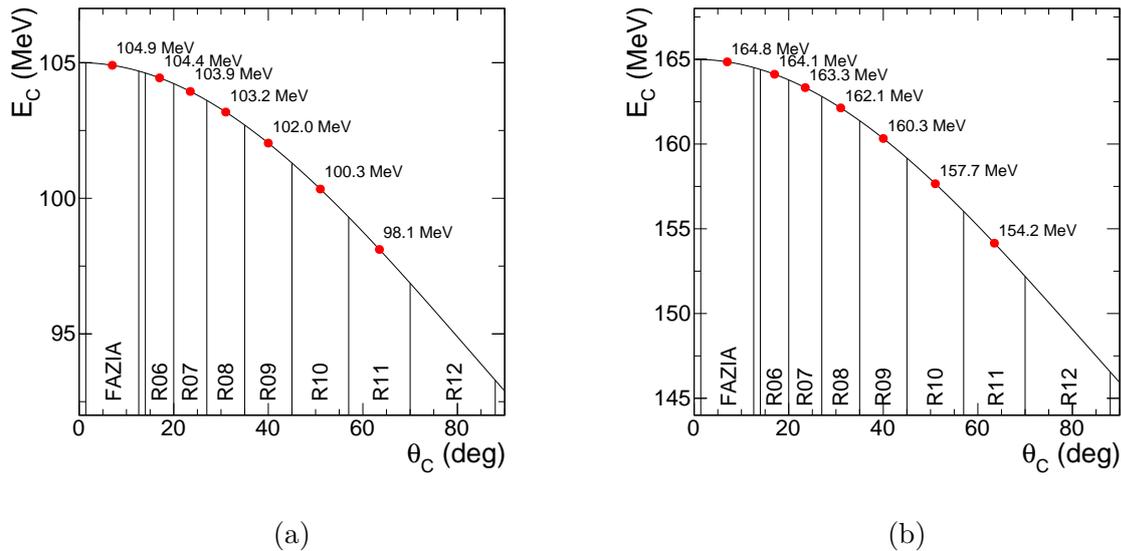


FIGURE 3.2 – Énergie cinétique en fonction de l'angle de diffusion élastique pour le faisceau ^{12}C à 8.75 MeV/nucléon (a) et 13.75 MeV/nucléon (b). Les domaines angulaires de FAZIA et des couronnes d'INDRA (R06-R12) sont également indiqués.

La figure 3.2 présente les calculs d'énergie cinétique en fonction de l'angle de diffusion Rutherford pour les deux faisceaux ^{12}C : 8.75 MeV/nucléon et 13.75 MeV/nucléon. Chaque détecteur correspond à un intervalle angulaire, un point moyen en énergie lui est associé. En principe, tous les détecteurs peuvent être couverts par les diffusions élastiques, mais la section efficace diminuant fortement avec ϑ , les détecteurs aux angles les plus grands ne sont quasiment jamais atteints. L'énergie des ^{12}C diffusés ne varie finalement que très peu. En ce qui concerne les contaminants du faisceau à 8.75 MeV/nucléon, les énergies sont environ : 131 MeV pour le ^{15}N et 157 MeV pour le ^{18}O . Le tableau 3.3 indique les énergies incidente minimum⁴ pour traverser les différents détecteurs d'INDRA et FAZIA, appelées énergies de *punchthrough*. Tous les produits diffusés du faisceau à 8.75 MeV/nucléon s'arrêtent dans les Si1 de FAZIA et les siliciums 300 μm d'INDRA tandis qu'ils traversent les siliciums 150 μm d'INDRA. Les produits du faisceau à 13.75 MeV/nucléon traversent les siliciums 1 et 2 de FAZIA et tous les siliciums d'INDRA.

3. Le rapport masse sur charge est la quantité définissant la trajectoire d'une particule chargée déviée par un champ électromagnétique.

4. Calculées via la classe "KVMaterial" du *framework* KaliVeda[106].

Détecteurs	$E_{12\text{C}}^{\text{punch}}$ (MeV)	$E_{15\text{N}}^{\text{punch}}$ (MeV)	$E_{18\text{O}}^{\text{punch}}$ (MeV)
Si (150 μm) (INDRA)	87	112	140
Si (300 μm) (INDRA & FAZIA)	134	174	217
Si (300 μm) + Si (500 μm) (FAZIA)	239	312	391
Si(300 μm) + Si (750 μm) (FAZIA)	279	365	458

TABLE 3.3 – Énergies de *punchthrough* selon les étages d’un télescope INDRA ou FAZIA traversés par un noyau de ^{12}C , ^{15}N ou ^{18}O .

Runs physique. Les runs dits “physiques” sont la partie centrale de l’expérience, ils représentent les systèmes d’intérêt en l’occurrence : $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ et $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à 74 MeV/nucléon. L’importante énergie dissipée lors de la collision favorise la formation de particules s’arrêtant dans le dernier étage des télescopes. Ces données permettent de calibrer les derniers étages des télescopes INDRA et FAZIA. Au moment de l’écriture de ce manuscrit, le travail de réduction des données n’est pas finalisé pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, la priorité ayant été mise sur le système $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$.

Runs krypton. Le dernier système est un système “bonus”, n’étant pas prévu initialement, lors de la proposition d’expérience. Le faisceau de ^{84}Kr à 67 MeV/nucléon a été imposé, nous avons choisi d’utiliser une cible de ^{124}Sn pour favoriser la production d’une grande variété de taille de fragments. Ces runs permettent ainsi de tester les capacités d’identification du dispositif.

Bilan Comme illustré dans les figures 3.3 et 3.4, les différents systèmes permettent d’exploiter différents parcours des noyaux dans les télescopes INDRA et FAZIA pour une calibration des différents étages de détection. Pour des expériences futures, il a été noté utile d’utiliser un faisceau ^{12}C supplémentaire à plus haute énergie pour avoir un point de calibration dans le dernier étage des télescopes FAZIA (une énergie supérieure à l’énergie de *punchthrough* Si1+Si2).

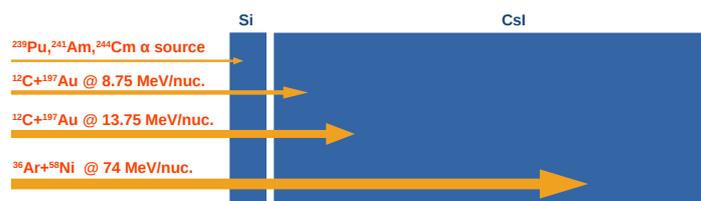


FIGURE 3.3 – Parcours des différents produits de réaction dans un télescope d’INDRA.

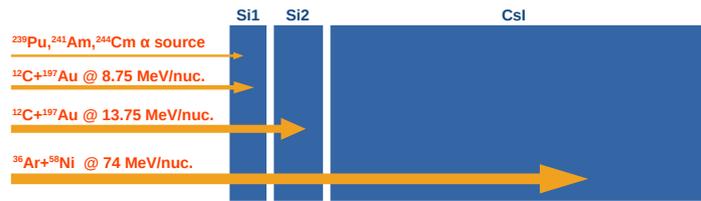


FIGURE 3.4 – Parcours des différents produits de réaction dans un télescope de FAZIA.

3.2 Réduction des données FAZIA

La figure 3.5 présente les différentes tâches de réduction des données pour FAZIA. On peut noter 3 catégories de tâches : la calibration (en rouge), d’identification (en vert) et les estimations d’épaisseurs (en bleu). Les flèches décrivent l’ordre de réalisation des différentes tâches, par exemple, il est nécessaire de terminer les tâches T3 et T4 pour réaliser la tâche T6.

Cette section décrit chronologiquement la réalisation des tâches de réduction des données pour le multi-détecteur FAZIA. De cette manière, le lecteur peut avoir une idée plus précise du déroulement d’une expérience en physique nucléaire, l’organisation des tâches de réduction des données et l’importance de ces dernières.

Dans cette section, les données “brutes”, non calibrés sont présentés. Les spectres construits sont donc propres à chaque signal et les valeurs associées varient beaucoup. On présente ci-dessous une liste des abréviations utilisées et leur signification :

- QH1 - Amplitude du signal de charge “faible gain” du silicium-1 permettant de coder toute la gamme en énergie des particules incidentes.
- QL1 - Amplitude du signal de charge “grand gain” du silicium-1 permettant de coder seulement le début de la gamme en énergie des particules incidentes, mais avec une résolution accrue.
- I1 - Amplitude du signal de courant du silicium-1, servant pour la méthode d’analyse en forme.
- Q2 - Amplitude du signal de charge du silicium-2
- I2 - Amplitude du signal de courant du silicium-2, servant pour la méthode d’analyse en forme.
- Q3 - Signal de “lumière totale” du CsI.
- Q3fast - Signal de lumière “rapide” du CsI, servant pour l’analyse en forme.

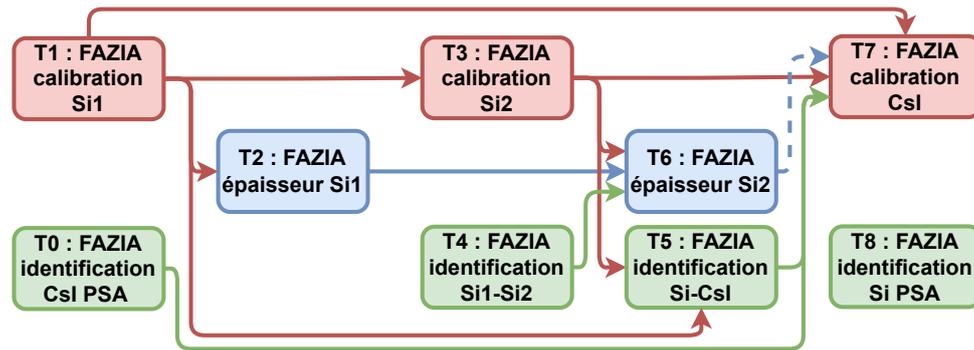


FIGURE 3.5 – Ensemble des tâches de réduction des données pour FAZIA avec en vert les tâches d’identification, en bleu les tâches de mesure d’épaisseur et en rouge les tâches de calibration.

Calibration. La quantité d’énergie déposée par une particule dans un détecteur est une information primordiale, bien que basique, elle nécessite un certain nombre d’étapes de travail et de vérification. Ces étapes constituent ce que l’on appelle la calibration (ou étalonnage) des détecteurs. Lorsqu’une particule interagit dans un détecteur, elle dépose une partie ou la totalité de son énergie. Cette énergie déposée crée des paires $e^- - h^+$ pour les détecteurs siliciums et de la scintillation pour les détecteurs CsI. Ce qui est mesuré, c’est la réponse de ces détecteurs au passage d’une particule, se traduisant alors par un signal de charge qui peut être ensuite numérisé. Toute la chaîne de mesure (amplificateurs, convertisseurs, etc.) a une influence sur le signal transmis. La calibration a pour but de traduire l’ensemble des processus par une formule analytique (linéaire ou non) et ainsi remonter à la quantité réelle d’énergie déposée.

La première étape consiste à extraire des points d’énergies connues avec les amplitudes des signaux associés. La deuxième étape consiste à ajuster la fonction de calibration sur les différents points extraits pour obtenir les paramètres de calibration. Les sections 3.2.2, 3.2.4 et 3.2.8 décrivent le processus de calibration pour les détecteurs silicium-1, silicium-2 et CsI, respectivement.

Identification. L’un des atouts principaux des multi-détecteurs INDRA et FAZIA est la capacité d’identification en charge et en masse des particules détectées. La structure des télescopes d’INDRA et FAZIA permet l’utilisation de plusieurs techniques d’identification qui sont décrites dans les parties 2.1.3 et 2.2.2.3. L’utilisation combinée de ces méthodes et la cohérence entre ces dernières permet d’assurer une qualité d’identification pour une variété d’énergies cinétiques. Une particule détectée peut ainsi être identifiée en charge uniquement dans certains cas ou en charge et en masse dans la plupart des cas.

La première étape de l’identification consiste à construire ce qu’on appelle la matrice d’identification. Cette matrice n’est rien d’autre que l’histogramme des corrélations entre deux observables. Les deux méthodes d’identification utilisées sont : $\Delta E - E$ et *pulse-shape analysis* (PSA). Dans le cas de la méthode $\Delta E - E$ la matrice d’identification est construite avec les signaux en énergie de deux détecteurs successifs. Dans le cas de la méthode PSA, la matrice est construite avec deux signaux d’un même détecteur. La deuxième étape du travail d’identification consiste à construire une “grille d’identification” à partir de la matrice. Cette grille associe à chaque ligne de la matrice une charge Z et éventuellement, une masse A . Chaque grille est propre à son télescope associé, mais il est possible de

partir d'une grille commune que l'on peut simplement ajuster pour chaque télescope. La linéarisation de la matrice consiste à projeter chaque point de la matrice sur le long de la ligne de Z la plus proche. L'histogramme des projections est appelé le spectre PID et les valeurs sont comprises entre $Z-0,5$ et $Z+0,5$. Les sections 3.2.5, 3.2.6, 3.2.1 et 3.2.9 décrivent les différents processus d'identification des particules.

Estimation des épaisseurs. Les détecteurs siliciums de FAZIA ont des épaisseurs nominales de $300\mu\text{m}$ pour les Si1, $750\mu\text{m}$ pour les Si2 des blocs 0-3 et $510\mu\text{m}$ pour les Si2 des blocs 4-11. Ces mesures, données par le constructeur, peuvent varier légèrement d'un détecteur à l'autre et ces variations induisent une incertitude sur l'énergie déposée par une particule d'énergie donnée qui traversera le détecteur. Pour garantir la précision des étapes de calibration qui dépendent de la connaissance des épaisseurs des détecteurs siliciums, on propose une méthode pour mesurer ces dernières expérimentalement. Les sections 3.2.3 et 3.2.7 décrivent les processus d'estimation des épaisseurs pour les détecteurs Si1 et Si2.

3.2.1 Identification CsI PSA

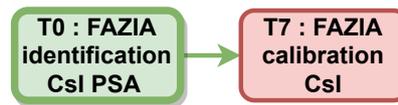


FIGURE 3.6 – Tâches connectées à l'identification CsI PSA.

L'identification en CsI PSA concerne essentiellement les particules légères et énergétiques. Cette méthode vient appuyer l'identification Si-CsI lorsque les détecteurs siliciums ne permettent pas une bonne identification ou que les particules sont trop énergétiques⁵. L'identification CsI PSA contribue à la calibration des détecteurs CsI et aucun prérequis n'est nécessaire. Le diagramme des tâches est présenté sur la figure 3.6.

5. Les particules très énergétiques ne déposent que peu d'énergie dans les détecteurs siliciums, les lignes deviennent alors difficilement discernables.

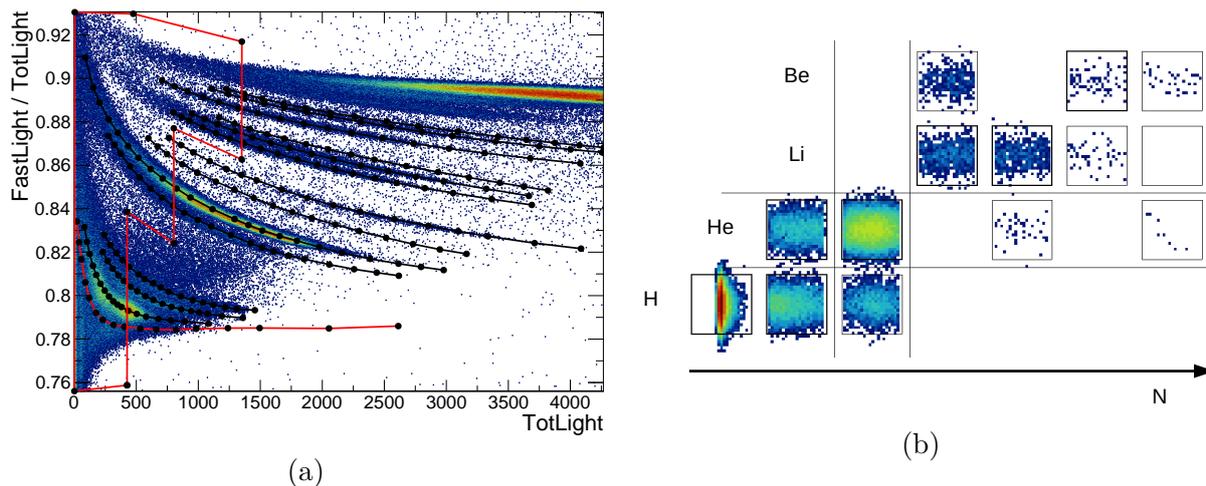


FIGURE 3.7 – Matrice d’identification en (Q3fast/Q3)-Q3 pour le télescope 33 de FAZIA (a). Les lignes noires constituent la grille d’identification en Z et A et les lignes rouges représentent les coupures à basse énergie et neutron/gamma. Résultat d’identification sous la forme de charte des noyaux (b).

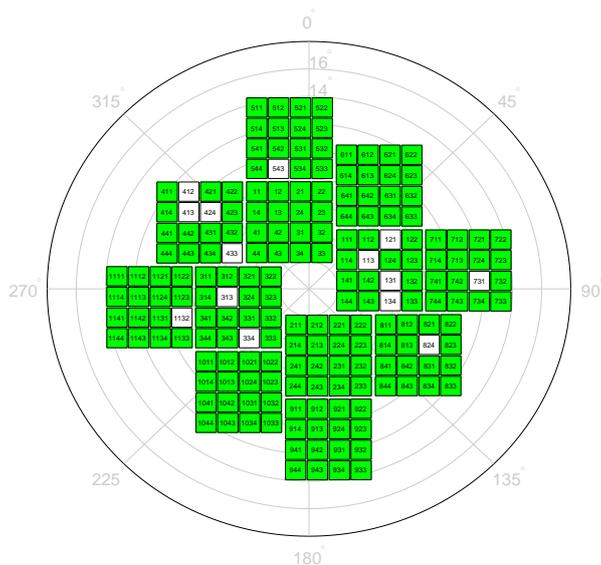


FIGURE 3.8 – Bilan des identifications CsI PSA de FAZIA avec en blanc les détecteurs sans identification et en vert les détecteurs avec identification.

La matrice d’identification est construite par les corrélations des signaux de lumière du CsI. On représente le rapport de la lumière rapide sur la lumière totale (Q3fast / Q3) en fonction de la lumière totale. La figure 3.7 présente la matrice ainsi que la grille d’identification en Z et A associée où les lignes identifiables vont de $Z=1$ à $Z=4$. À basse énergie, il devient difficile de discriminer les lignes isotopiques : on définit un contour excluant ces particules de l’identification en CsI PSA, leur préférant une identification en Si-CsI bien meilleure à basse énergie. En dessous des lignes $Z=1$ on retrouve des points associés aux particules non chargées tels que les photons gamma et les neutrons. Une ligne est dessinée pour exclure ces particules. La figure 3.8 présente le bilan des identifications CsI PSA pour FAZIA.

3.2.2 Calibration Si1

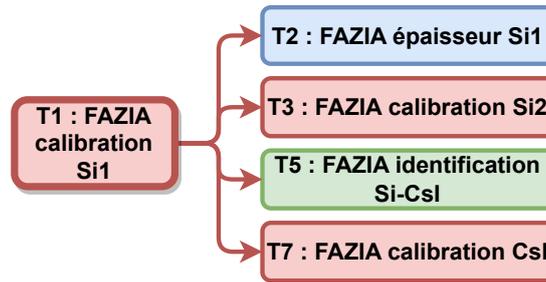


FIGURE 3.9 – Tâches connectées à la calibration des Si1.

Le premier étage de détection peut être directement calibré à l'aide des particules s'arrêtant dedans. Les runs concernés sont les runs source α et le faisceau ^{12}C à 8.75 MeV/nucléon. La figure 3.9 présente le diagramme de dépendance des tâches pour la calibration Si1. On peut voir que cette étape est nécessaire à la réalisation de nombreuses autres tâches.

La particularité du Si1 est qu'il fournit 2 signaux de gains différents. Le signal QH1 est codé sur une plage importante, mais dispose d'une résolution limitée. Le signal QL1 est lui codé sur une plage plus restreinte, mais disposant d'une meilleure résolution. La figure 3.10 présente les spectres des amplitudes de signaux QH1 et QL1 du Si1 du télescope 33 de FAZIA pour les runs α . On observe un pic par radionucléide sur les deux signaux, en revanche, la discrimination des pics est plus marquée dans le cas du signal QL1. De la même manière, on peut observer sur la figure 3.11 les pics issus des collisions élastiques pour le faisceau ^{12}C à 8.75 MeV/nucléon. Le pic principal correspond à aux noyaux de ^{12}C , tandis que les 2 pics suivants correspondent aux contaminants : ^{15}N et ^{18}O . Le dernier pic visible à droite correspond lui à un empilement⁶ des noyaux ^{12}C , l'énergie étant le double de celle correspondant au pic ^{12}C .

En premier lieu, il faut extraire les centroïdes associés à chaque pic observé. Une solution simple est d'utiliser un ajustement multi-gaussien sur chaque spectre. La fonction utilisée est la suivante :

$$f^{\text{gaus}}(c) = \sum_{i=1}^N \left(A_i \times \exp \left[-\frac{(c - \mu_i)^2}{2\sigma^2} \right] \right), \quad (3.1)$$

où A_i , μ_i ($i = \{1, 2, \dots, N\}$) et σ sont les paramètres libres de l'ajustement, N le nombre de pics visibles et c représente la valeur des amplitudes des signaux en canaux.

6. Un empilement correspond à une situation où 2 événements différents sont interprétés comme un seul. Dans le cas des empilements de particules, ce genre de situation est généralement due à des particules interagissant avec un même détecteur alors que le signal n'a pas encore été intégré. Le signal résultant comprend alors les informations cumulées des deux particules.

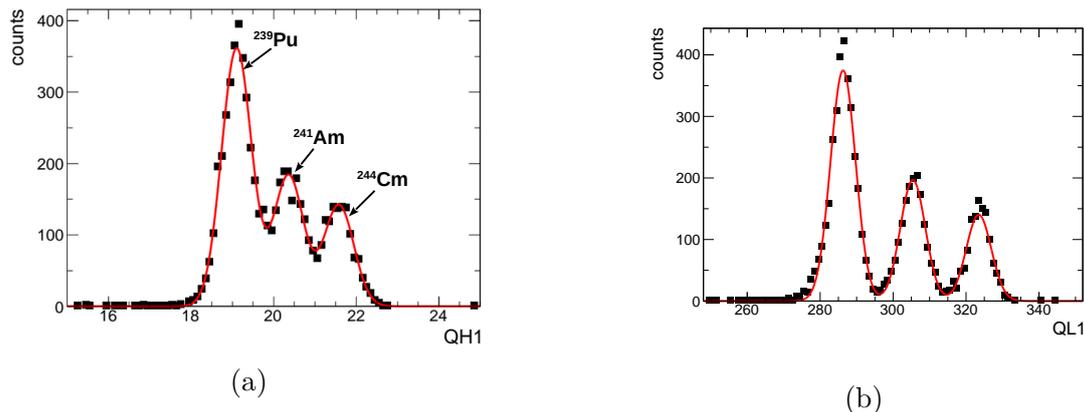


FIGURE 3.10 – Spectres des amplitudes des signaux QH1 (a) et QL1 (b) du télescope 33 de FAZIA pour les runs source α (points noirs). L’ajustement multi-gaussien est représenté par une ligne rouge.

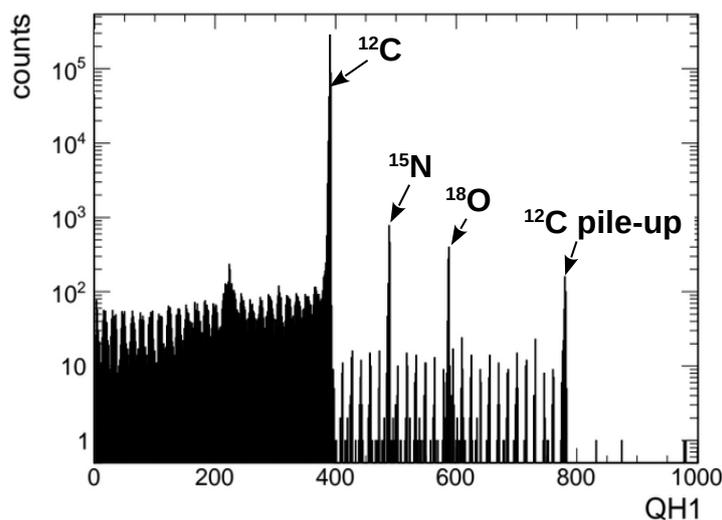


FIGURE 3.11 – Spectre des amplitudes QH1 du télescope 33 pour les runs ^{12}C à 8.75 MeV/nucléon.

Une fois les centroïdes en canaux extraits, on peut construire la fonction de calibration du détecteur silicium. La réponse des détecteurs à silicium est quasiment linéaire, il est donc convenable d’utiliser une fonction affine telle que présenté dans l’équation 3.2.

$$E(c) = a \times c, \quad (3.2)$$

où c est la valeur du signal en canaux et a le paramètre de calibration.

La figure 3.12 présente la fonction de calibration ajustée sur les points extraits pour le Si1 du télescope 31 de FAZIA. Les points issus des runs α offrent une contrainte à basse énergie tandis que les pics élastiques contraignent la partie plus haute de la plage en énergie. Pour la majorité des détecteurs, la calibration est assez triviale, car les paramètres ont des valeurs proches et les différents pics sont bien identifiables. En revanche, pour une

partie d'entre eux, les valeurs en canaux sont différentes⁷ et il est nécessaire de traiter ces cas particuliers à part. La figure 3.13 présente le bilan des calibrations Si1 pour chaque télescope de FAZIA.

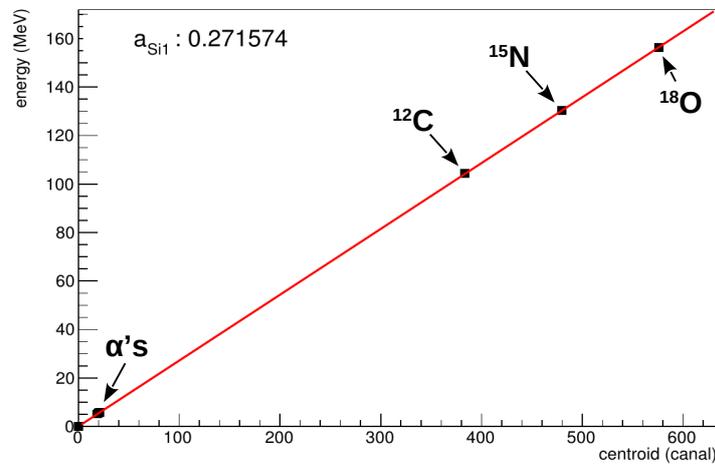


FIGURE 3.12 – Ajustement de la fonction de calibration (rouge) sur les différents points extraits (noir) pour le Si1 du télescope 31 de FAZIA. La valeur du coefficient de calibration a_{Si1} est présentée.

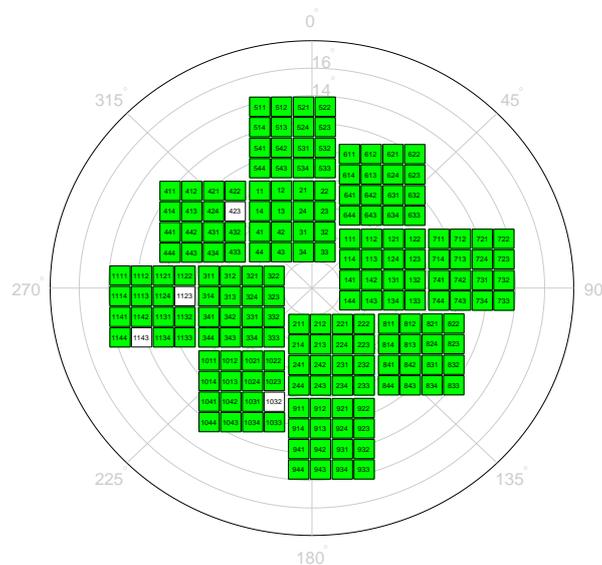


FIGURE 3.13 – Bilan des calibrations Si1 de FAZIA avec en blanc les détecteurs non calibrés et en vert les détecteurs calibrés.

7. Chaque détecteur possède une chaîne de mesure qui lui est propre et le signal obtenu à la fin dépend des caractéristiques de la chaîne, les gains, les résolutions, *etc.*

3.2.3 Épaisseurs Si1



FIGURE 3.14 – Tâches connectées à l'estimation des épaisseurs Si1.

Les détecteurs Si1 ont une épaisseur nominale de $300\ \mu\text{m}$. Les estimer par une mesure indépendante permet de garantir des valeurs plus précises. Le diagramme de dépendance des tâches est présenté dans la figure 3.14. Les calibrations CsI et Si2 nécessitent de connaître les épaisseurs Si1 et la calibration Si1 est un prérequis.

Les produits du faisceau de ^{12}C à $13.75\ \text{MeV}/\text{nucléon}$ traversent complètement le premier détecteur silicium permettant ainsi d'être sensible à son épaisseur. On simule l'énergie déposée par un ^{12}C de $165\ \text{MeV}$ dans un matériau de silicium dont on fait varier l'épaisseur (au voisinage de l'épaisseur nominale). On peut, de cette manière, établir une relation entre l'épaisseur supposée du silicium et l'énergie mesurée tel que présenté dans la figure 3.15a. De cette manière, on peut estimer une épaisseur pour chaque détecteur Si1 en reprenant l'énergie du pic élastique.

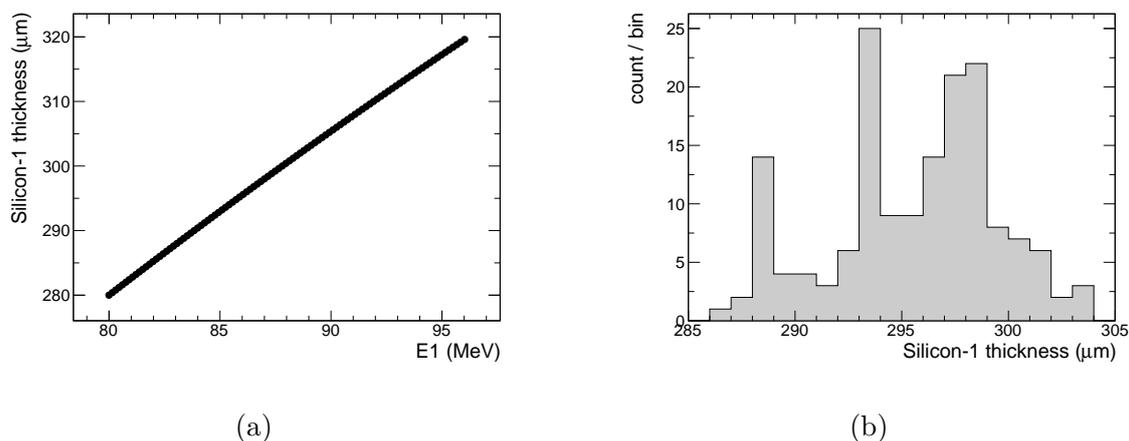


FIGURE 3.15 – Épaisseur du Si1 en fonction de l'énergie déposée par un ^{12}C (a). Distribution des épaisseurs calculées (b).

La figure 3.16 présente le bilan des épaisseurs Si1 calculées pour chaque télescope FAZIA. On observe que les épaisseurs sont relativement proches des épaisseurs nominales attendues avec des déviations de seulement quelques μm dans la plupart des cas. On gardera par la suite ces épaisseurs calculées pour les Si1. Pour les télescopes où il n'a pas été possible de calculer une épaisseur, ce sont les épaisseurs nominales qui sont gardées.

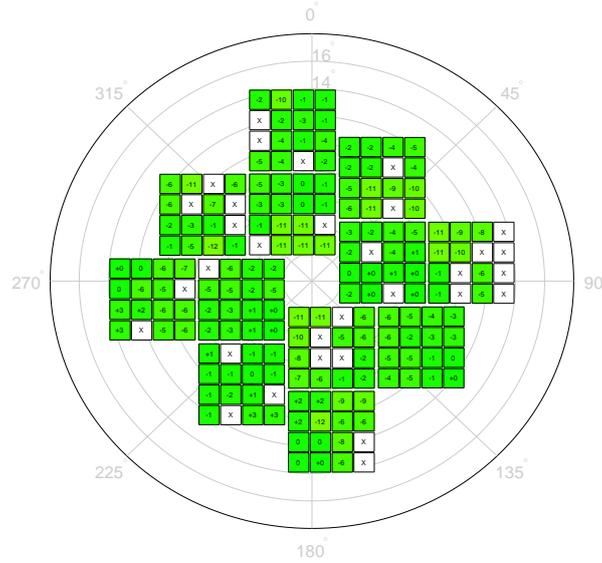


FIGURE 3.16 – Bilan des épaisseurs Si1 calculées. Le nombre indiqué sur chaque télescope est la déviation de l'épaisseur (en μm) calculée par rapport à la valeur nominale. Les télescopes en blanc sont ceux pour lesquels il n'a pas été possible de calculer une épaisseur.

3.2.4 Calibration Si2

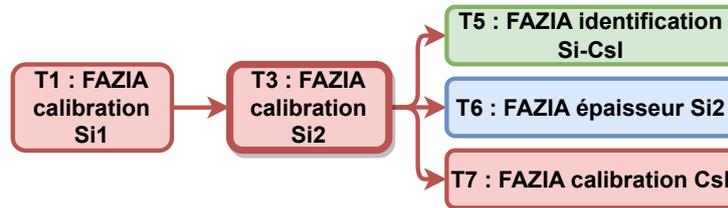


FIGURE 3.17 – Tâches connectées à la calibration des Si2.

La figure 3.21 présente le diagramme de dépendance des tâches.

Les détecteurs Si2 sont calibrés en utilisant le faisceau ^{12}C à 13.75 MeV/nucléon, les produits traversants le premier silicium pour s'arrêter dans le second. Le noyau laisse une partie de son énergie dans le premier silicium, ce dernier étant calibré, on peut directement avoir l'énergie déposée. Le noyau dépose finalement toute son énergie restante dans le Si2, on a donc par conservation :

$$\Delta E_{\text{Si2}} = E_{\text{beam}} - \Delta E_{\text{Si1}}, \quad (3.3)$$

où E_{beam} est l'énergie du faisceau, et ΔE_{Si1} , ΔE_{Si2} les quantités d'énergie déposées dans les siliciums 1 et 2.

À l'instar du Si1, il faut dans un premier temps extraire les valeurs en canaux des pics élastiques. La figure 3.18 présente les corrélations pour un télescope entre le signal QH1 et le signal Q2, issu du Si2. On observe alors 1 pic principal correspondant à la diffusion du noyau de ^{12}C . D'autres pics peuvent éventuellement être visibles, mais ne sont pas pris en compte en raison de leur faible nombre de coups. L'extraction des pics se fait par

ajustement d'une gaussienne à 2 dimensions. Les centroïdes C_x et C_y de la gaussienne correspondent aux signaux Si2 et Si1 respectivement. La valeur de C_y peut directement être convertie en énergie grâce à la calibration du Si1, l'énergie déposée dans le Si2 est alors déduite avec l'équation 3.3. Le calcul du dépôt d'énergie dans le Si2 de cette manière nécessite que le Si1 soit calibré.

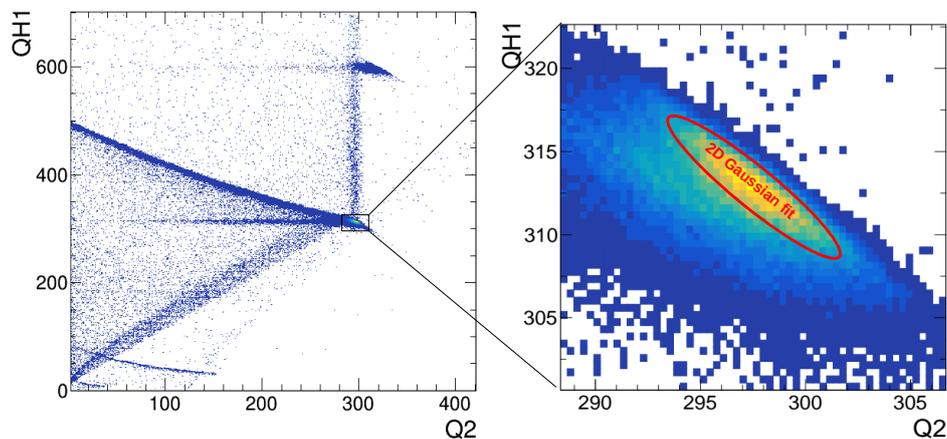


FIGURE 3.18 – Corrélations QH1-Q2 pour le télescope 33. L'ajustement gaussien est visible en rouge sur la partie agrandie.

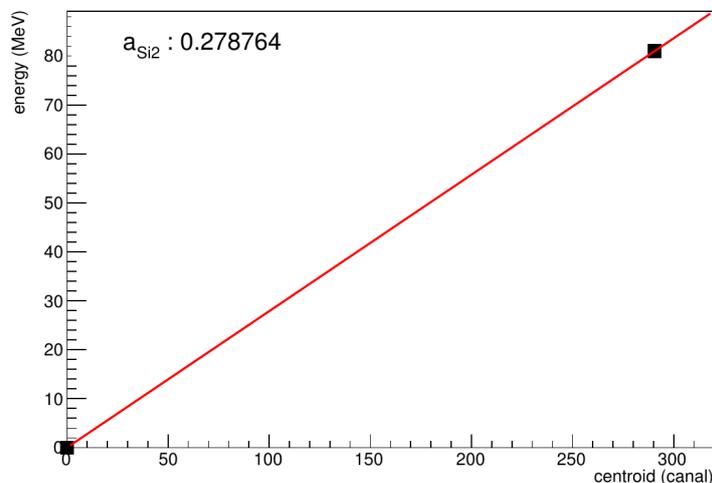


FIGURE 3.19 – Ajustement de la fonction de calibration (rouge) sur les différents points extraits (noir) pour le Si2 du télescope 31 de FAZIA. La valeur du coefficient de calibration a_{Si2} est présentée.

De la même manière que pour le Si1, on construit la fonction de calibration par ajustement affine de la fonction 3.2. La figure 3.19 présente la fonction de calibration du Si1 ajustée au point extrait. Quand bien même on ne dispose que d'un unique point, il est suffisamment haut en énergie pour bien contraindre le paramètre de calibration. Les tests des Si2 de FAZIA sont plus délicats, car il est nécessaire de démonter les Si1 pour les atteindre. Ils ont par conséquent un nombre de dysfonctionnements plus important.

Comme pour le Si1, certains détecteurs ont une réponse très différente, une partie de ces calibrations doit donc se faire à part. La figure 3.20 présente le bilan des calibrations Si2 en fonction des télescopes de FAZIA.

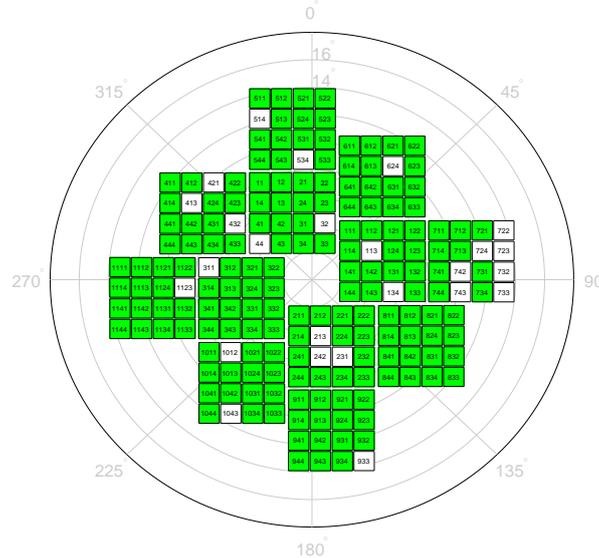


FIGURE 3.20 – Bilan des calibrations Si2 de FAZIA avec en blanc les détecteurs non calibrés et en vert les détecteurs calibrés.

3.2.5 Identifications Si1-Si2



FIGURE 3.21 – Tâches connectées à l'identification Si1-Si2.

Les identifications $\Delta E-E$ en Si1-Si2 concernent les particules les moins énergétiques qui s'arrêtent dans le Si2. La matrice d'identification présentée sur la figure 3.22 est construite par les corrélations entre les signaux QL1 (ou QH1) et Q2. Les grilles sont construites pour chacun des deux signaux QH1 et QL1. La grille d'identification QL1 est en Z et A (une ligne par isotope) car l'utilisation du signal QL1 (ayant une meilleure résolution) permet une bonne discrimination des lignes isotopiques. La grille d'identification QH1 est quant à elle en Z uniquement, l'identification isotopique se faisant via une autre méthode qui sera présentée dans la partie 3.2.6. La figure 3.21 présente le diagramme de dépendance des tâches. La figure 3.23 présente le bilan des identifications en Si-Si de FAZIA en QL1.

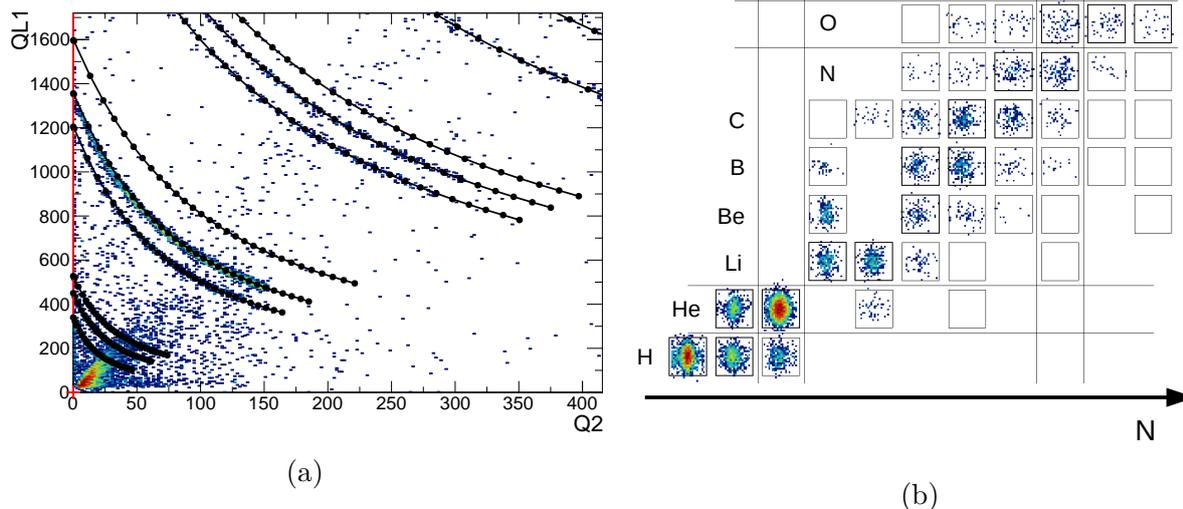


FIGURE 3.22 – Matrice Si1-Si2 pour le télescope 33 de FAZIA (a). Les lignes noires constituent la grille d’identification en Z et A. Résultat d’identification sous la forme de charte des noyaux (b).

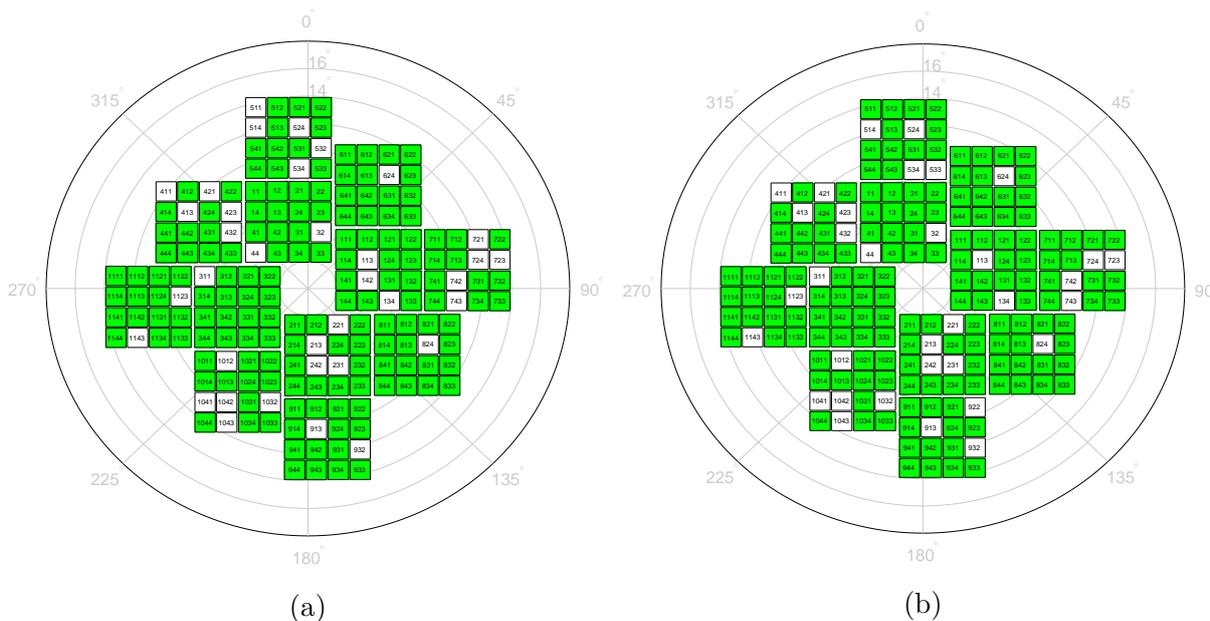


FIGURE 3.23 – Bilan des identifications Si-Si de FAZIA en QH1 (a) et en QL1 (b) avec en blanc les détecteurs sans identification et en vert les détecteurs avec identification.

3.2.6 Identifications Si-CsI

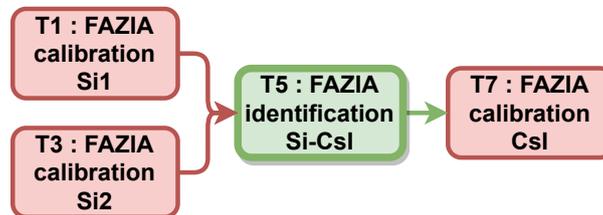


FIGURE 3.24 – Tâches connectées à l’identification Si-CsI.

Les identifications $\Delta E - E$ en Si-CsI concernent la plupart des particules détectées, celles qui s’arrêtent dans le CsI. Les matrices Si-CsI sont construites avec la somme des énergies silicium ($E_1 + E_2$) sur l’axe Y et le signal de lumière totale CsI (Q3) sur l’axe X. Il est donc nécessaire de calibrer les détecteurs Si1 et Si2 au préalable. La figure 3.24 présente le diagramme de dépendance des tâches.

La grille d’identification est dite “en Z”, car on définit seulement une ligne par Z et non pas une ligne par isotope, par simplicité. La figure 3.25 présente une matrice Si-CsI, la grille d’identification associée et le résultat d’identification.

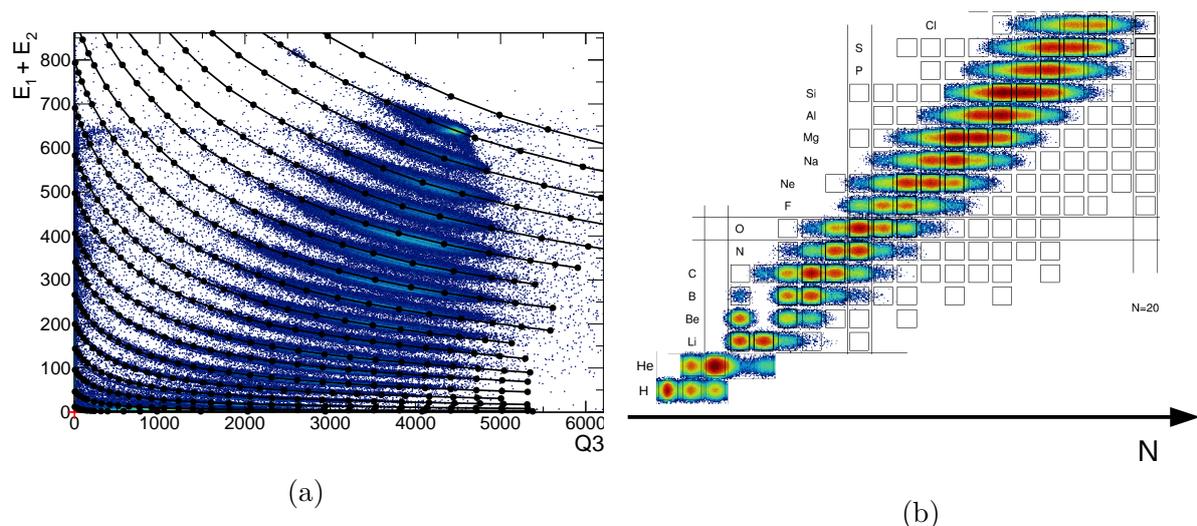


FIGURE 3.25 – Matrice d’identification en $(E_1 + E_2)$ -CsI pour le télescope 33 de FAZIA (a). Les lignes noires constituent la grille d’identification en Z. Résultat d’identification sous la forme de charte des noyaux (b).

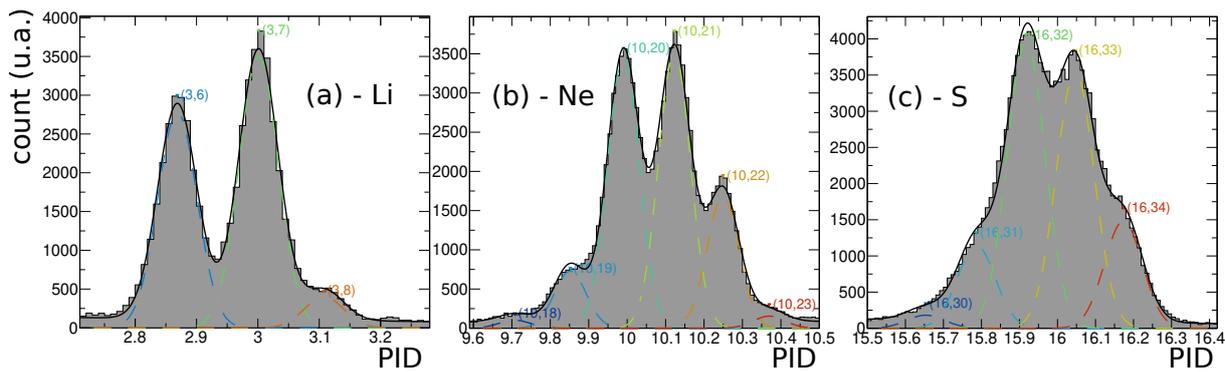


FIGURE 3.26 – Spectre PID pour les isotopes de lithium (a) de néon (b) et de soufre (c) identifiés avec le télescope 33 de FAZIA et ajustement multi-gaussien pour l’attribution des masses.

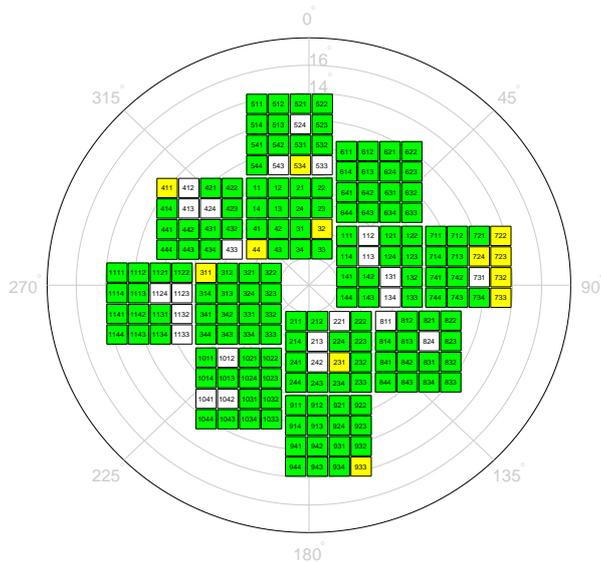


FIGURE 3.27 – Bilan des identifications Si-CsI de FAZIA avec en blanc les détecteurs sans identification, en jaune les identifications seulement en charge et en vert les identifications complètes.

Dans le cas des matrices Si-CsI, l’identification en masse se fait par un processus d’ajustement multi-gaussien sur le spectre PID. Pour chaque Z , on définit un nombre de pics isotopiques visibles sur le spectre PID. La fonction d’ajustement est constituée d’une fonction gaussienne pour chaque pic isotopique ainsi que d’une exponentielle décroissante (pour tenir compte du bruit de fond). Une fois l’ajustement effectué sur un groupe d’isotopes (voir figure 3.26), les masses sont attribuées de manière probabiliste selon les valeurs des gaussiennes de chaque pic. Si un recouvrement entre deux pics a lieu, la particule se verra attribuer une des deux masses. Ce processus remplace une technique qui consistait à définir des intervalles de masses par des coupures nettes sur le spectre PID. La figure 3.27 présente le bilan des identifications Si-CsI de FAZIA.

3.2.7 Épaisseurs Si2

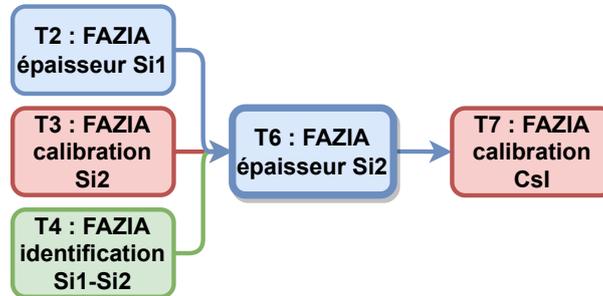


FIGURE 3.28 – Tâches connectées à l'estimation des épaisseurs Si2.

La motivation d'une méthode d'estimation des épaisseurs Si2 (e_{Si2}) est similaire à celle pour les épaisseurs Si1, en revanche, la méthodologie est légèrement différente. La figure 3.28 présente le diagramme de dépendance des tâches. La calibration des détecteurs Si2 et l'identification Si1-Si2 sont des prérequis. La connaissance des épaisseurs e_{Si2} est nécessaire pour la calibration des détecteurs CsI.

Contrairement aux détecteurs Si1, nous ne disposons pas de faisceau de calibration dont les produits traversent le Si2, il faut utiliser les produits des systèmes physiques. Pour comprendre comment accéder à e_{Si2} , il faut regarder la manière dont l'énergie des produits se dépose lorsqu'une particule traverse les deux détecteurs siliciums. La figure 3.29 présente les parcours et les corrélations Si1-Si2 d'une même particule chargée dans un télescope FAZIA, mais à différentes énergies incidentes. On observe alors 3 cas :

- L'énergie est suffisante pour que la particule s'arrête dans le Si2. L'énergie E_2 déposée croît avec l'énergie incidente et l'énergie E_1 déposée décroît. Cette tendance est simplement liée à la nature du dépôt d'énergie par une particule chargée, qui dépose plus d'énergie à mesure qu'elle ralentit. Les corrélations Si1-Si2 montrent l'hyperbole caractéristique permettant d'identifier la particule.
- L'énergie permet à la particule de s'arrêter à la fin du Si2. Cette situation correspond au maximum d'énergie E_2 visible sur le point le plus à droite sur les corrélations Si1-Si2. L'énergie incidente correspond à l'énergie de *punchthrough* (E^{punch}) de la particule dans les détecteurs Si1 et Si2.
- L'énergie permet à la particule de traverser le Si2. Dans cette situation, les énergies E_1 et E_2 décroissent avec l'énergie incidente. Les corrélations montrent une ligne dite de "rebroussement" qui part du point de *punchthrough* et tend vers le point (0,0).

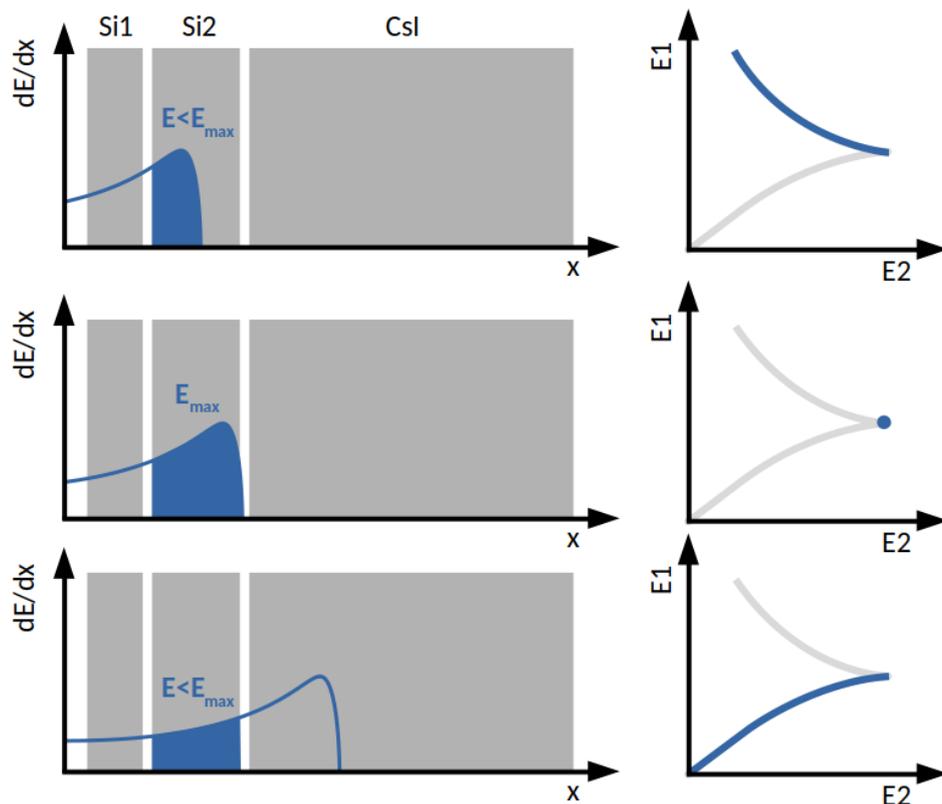


FIGURE 3.29 – Profils de dépôt d'énergie dans un télescope FAZIA par une particule chargée à différentes énergies incidentes et corrélations Si1-Si2 associées.

Le cas qui nous intéresse ici est le deuxième, car il correspond à une énergie particulière qui est sensible à e_{Si2} , dès lors que l'on connaît l'énergie déposée dans le Si1. Le but premier est donc d'extraire ces points de *punchthrough* pour chaque détecteur et plusieurs isotopes. Pour réaliser cette extraction, on peut regarder les spectres des énergies déposées dans le Si2 (E_2) pour les particules s'arrêtant dans ce dernier 3.30. Le maximum E_2^{max} du spectre correspond tout naturellement au point de *punchthrough* de la particule. On choisit d'ajuster la combinaison d'une fonction sigmoïde et d'une exponentielle décroissante (équation 3.4) pour extraire le point maximum. En revanche, certains spectres ont une statistique trop faible pour correctement extraire ces points.

$$f(x) = \frac{L}{1 + e^{k(x-x_0)}} - Ae^{-\lambda x}, \quad (3.4)$$

où les paramètres L , x_0 et k sont l'amplitude, le point d'inflexion et le paramètre de pente au point d'inflexion de la fonction sigmoïde. Les paramètres A et λ sont l'amplitude et le paramètre de décroissance.

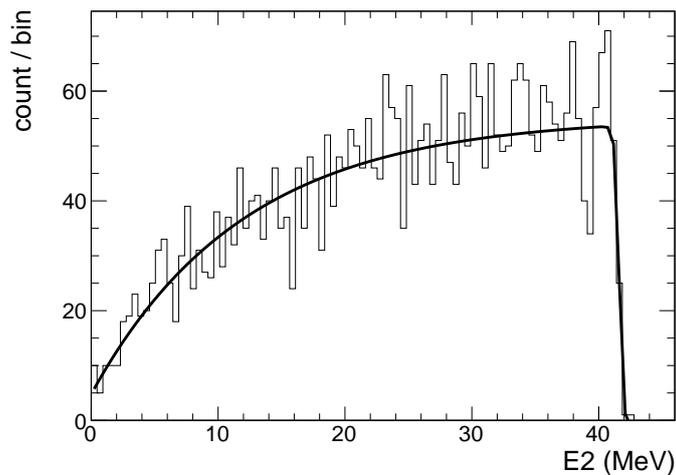


FIGURE 3.30 – Spectre de l'énergie E_2 déposée d'un ^4He dans le Si2 (histogramme) et fonction ajustée (ligne noire).

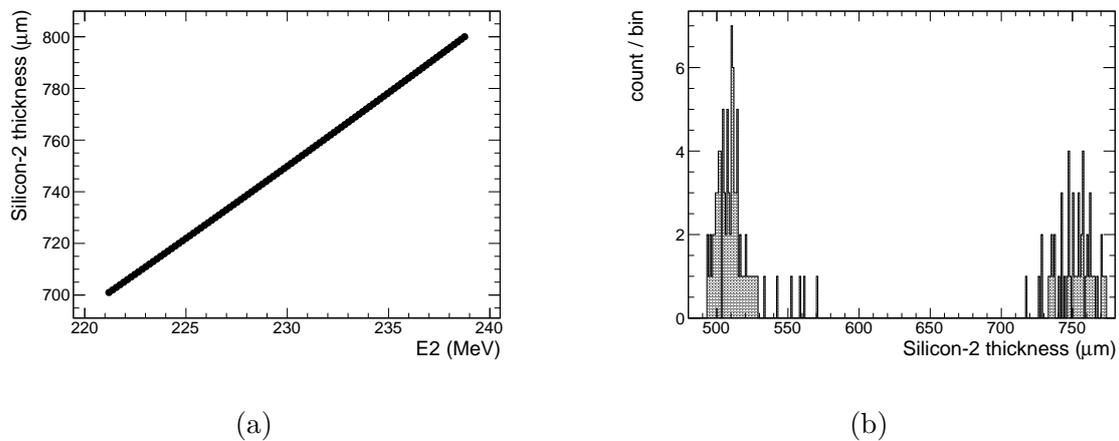


FIGURE 3.31 – $e_{\text{Si}2}$ en fonction de l'énergie déposée par un ^{12}C dans le Si2 au point de *punchthrough* (a). Distribution des épaisseurs calculées (b).

Similairement à ce qui a été fait pour les épaisseurs Si1, on calcule E_2^{max} pour un certain nombre d'épaisseurs autour de la valeur nominale. On obtient une relation nous donnant accès à une épaisseur estimée pour chaque valeur de E_2^{max} telle que présentée dans la figure 3.31a pour un noyau de ^{12}C . L'utilisation de plusieurs isotopes permet de renforcer la précision de l'estimation de l'épaisseur. Ainsi, on calcule pour chaque épaisseur :

$$f^{\text{err}}(e_{\text{Si}2}) = \sum_{(A,Z)} (E_2^{\text{max}} - E_2^{\text{guess}}(e_{\text{Si}2})), \quad (3.5)$$

où E_2^{guess} est l'énergie maximum déposée dans le Si2 et calculée à partir de l'épaisseur supposée et $f^{\text{err}}(e_{\text{Si}2})$ est la quantité à minimiser.

$$E_2^{\text{guess}}(e_{\text{Si}2}) = E_{1+2}^{\text{punch}}(e_{\text{Si}2}) - E_1, \quad (3.6)$$

où $E_{\text{Si}1+\text{Si}2}^{\text{punch}}$ est l'énergie de *punchthrough* des siliciums 1 et 2 combinés.

La figure 3.32 présente le bilan des épaisseurs Si2 calculées pour chaque télescope FAZIA. On observe pour certains, des déviations importantes de plusieurs dizaines de μm . Bien que les valeurs calculées soient en moyenne autour des valeurs nominales attendues, les importantes déviations suggèrent que nous ne sommes pas autant sensibles aux épaisseurs Si2 avec cette méthode. L'utilisation d'un faisceau dédié à l'instar des Si1, par exemple, aurait très certainement aidé à obtenir des estimations plus précises des épaisseurs. En conclusion, on choisi de ne pas utiliser ces épaisseurs calculées, les estimant moins précises que les épaisseurs nominales, ce sont ces dernières qui seront gardées et utilisées par la suite.

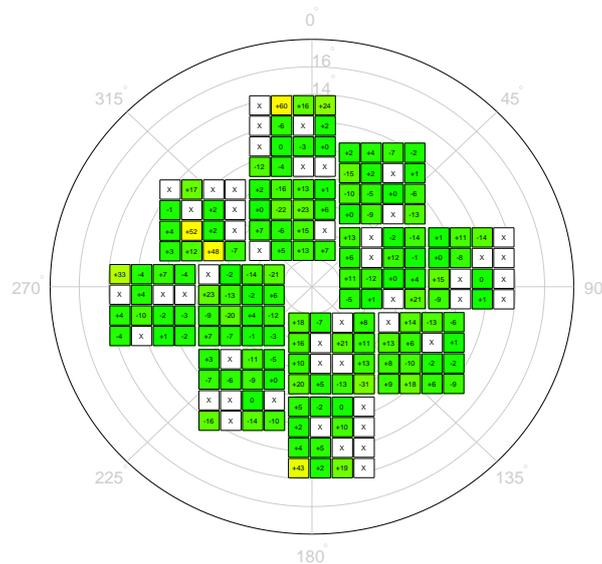


FIGURE 3.32 – Bilan des épaisseurs Si2 calculées. Le nombre indiqué sur chaque télescope est la déviation de l'épaisseur calculée par rapport à la valeur nominale. L'échelle de couleur indique l'importance des déviations (faibles déviations en vert et grandes déviations en jaune). Les télescopes en blanc sont ceux pour lesquels il n'a pas été possible de calculer une épaisseur.

3.2.8 Calibration CsI

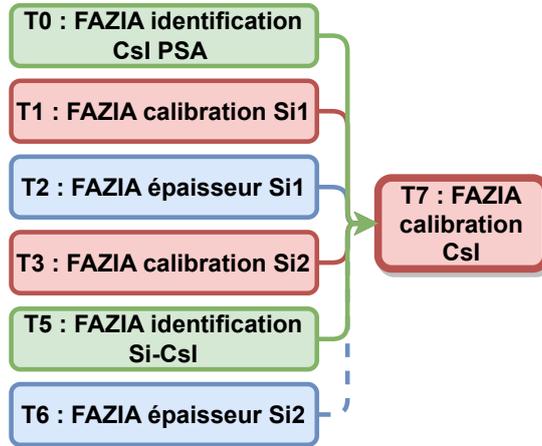


FIGURE 3.33 – Tâches connectées à l'identification Si-CsI.

La figure 3.33 présente le diagramme de dépendance des tâches.

Les détecteurs CsI n'ont pas une réponse linéaire, la lumière générée par le cristal dépend de l'énergie déposée selon une fonction non-triviale [107, 108] pouvant être paramétrée de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
 L = a_1 E & \left\{ 1 - \frac{a_2 A Z^2}{E} \left[\ln \left(1 + \frac{E}{a_2 A Z^2} \right) - \frac{a_4}{1 + \exp \left(\frac{E_\delta - E}{8A} \right)} \ln \left(\frac{E + a_2 A Z^2}{E_\delta + a_2 A Z^2} \right) + \right. \right. \\
 & \left. \left. \frac{a_4}{1 + \exp(E_\delta/8A)} \ln \left(\frac{a_2 A Z^2}{E_\delta + a_2 A Z^2} \right) \right] \right\}, \tag{3.7}
 \end{aligned}$$

où E est l'énergie de la particule, $E_\delta = a_3 A$ est l'énergie de production de rayons d'électrons δ ⁸. Le gain (a_1), le terme de recombinaison et de *quenching*⁹ (a_2), le seuil de production de rayons δ (a_3) et la fraction d'énergie perdue par les rayons δ (a_4) sont des paramètres libres. La lumière générée dépend également de la charge Z et de la masse A de la particule. Il est ainsi nécessaire de préalablement identifier les particules pour s'atteler à la calibration des détecteurs CsI.

On ne dispose pas de faisceau dédié à la calibration des détecteurs CsI d'INDRA et FAZIA, il faut donc utiliser les données issues des runs physiques. Comme vu dans la section 3.1, les produits des faisceaux $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ et $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à 74 MeV/nucléon traversent pour la plupart les premiers étages des télescopes pour s'arrêter dans les détecteurs CsI. Cette section présente le travail de calibration réalisé sur les détecteurs CsI de FAZIA.

8. Les rayons δ sont des électrons de haute énergie produits par l'interaction de la particule dans le cristal. Ces électrons peuvent à leur tour produire des excitations et ionisations, mais peuvent également s'échapper du cristal.

9. Le *quenching* est un phénomène de réduction de la lumière émise par le cristal proportionnellement à l'énergie déposée, induisant de fait une non-linéarité.

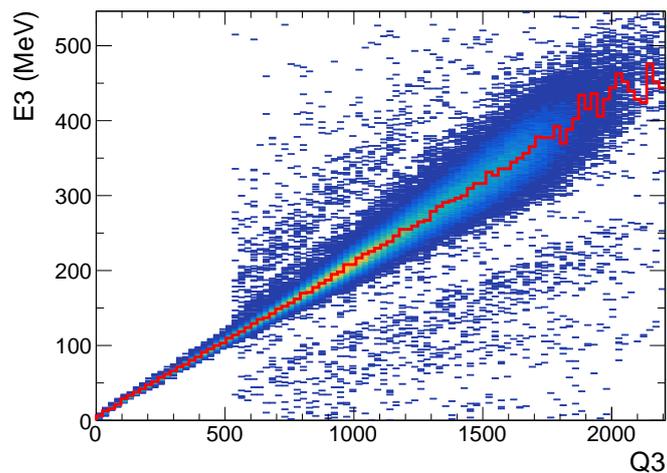


FIGURE 3.34 – Corrélation entre l’énergie déposée dans le CsI (E_3) et le signal de lumière total (Q_3) pour les ^4He identifiés dans le télescope 31. En rouge est indiquée la ligne de crête, passant par les maxima successifs en énergie.

Pour les télescopes de FAZIA, le détecteur CsI est placé derrière 2 détecteurs siliciums. Si au moins un détecteur silicium est calibré, son épaisseur connue et la particule identifiée, le dépôt d’énergie permet de connaître l’énergie aux limites de ce détecteur (*i.e.* l’énergie incidente et l’énergie résiduelle). On appellera E_{res} l’énergie résiduelle d’une particule après le passage des premiers étages de détection¹⁰ et donc avant le détecteur CsI.

On distingue ainsi plusieurs cas de figure :

- Les Si1 et Si2 devant le CsI sont calibrés. On peut simplement calculer l’énergie résiduelle à partir de l’énergie $\Delta E_{\text{Si1}} + \Delta E_{\text{Si2}}$.
- Seul le Si2 est calibré. On peut calculer l’énergie résiduelle à partir de ΔE_{Si2} .
- Seul le Si1 est calibré. On peut dans un premier temps calculer l’énergie déposée dans le Si2 à partir de l’énergie résiduelle du Si1. On calcule ensuite l’énergie résiduelle du Si2 comme $E_{\text{res}} = \Delta E_{\text{Si2}} - E_{\text{res,Si1}}$.
- Aucun détecteur silicium n’est calibré. Pas de tentative de calibration CsI.

Comme indiqué par l’équation 3.7, l’expression de la lumière émise est différente selon l’isotope, il existe une relation d’équivalence lumière-énergie ($Q_3 - E_{\text{res}}$) pour chacun. La figure 3.34 présente les corrélations $Q_3 - E_{\text{res}}$ pour une particule d’ ^4He dans le CsI du télescope 31 de FAZIA. La ligne qui se dessine dans le nuage de points est l’information clé que l’on cherche à extraire. L’extraction de cette ligne peut se faire par la ligne de crête de cet histogramme, elle correspond à la ligne passant par les maxima successifs en énergie. La limite d’extraction de cette ligne est visible et correspond à la partie droite de l’histogramme où il est délicat de déterminer des maxima en énergie.

Une fois les lignes de crête extraites, on réalise l’ajustement de la fonction de calibration 3.7. Dans le cas idéal, on pourrait réaliser un seul ajustement sur l’ensemble des isotopes,

10. Il est nécessaire que la particule traverse complètement le détecteur en question pour pouvoir calculer une énergie résiduelle. Cette dernière est calculée via la classe “KVNucleus” du *framework* Kali-Veda[106].

mais il a été observé que la réalisation d'un ajustement séparé entre les noyaux légers et le reste offrait de meilleurs résultats. On considère pour les CsI de FAZIA les groupes d'ajustement suivants :

- **Le groupe 1-2** incluant les isotopes principaux de $Z=1$ et $Z=2$: ^1H , ^2H , ^3H , ^3He , ^4He .
- **Le groupe 3+** incluant les isotopes principaux de $Z \geq 3$: ^6Li , ^7Li , ^7Be , ^9Be , ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C . Les isotopes utilisés pour l'ajustement se limitent au ^{12}C , mais les paramètres sont supposés valides pour les isotopes de Z supérieur.
- **Le groupe 2** incluant les isotopes principaux de $Z=2$: ^3He , ^4He . Ce groupe est utilisé seulement dans le cas particulier où il n'est pas possible d'ajuster la fonction sur les particules de $Z=1$ et $Z=2$ en même temps. Dans ces cas, l'ajustement sur les particules de $Z=1$ seules n'est généralement pas possible.

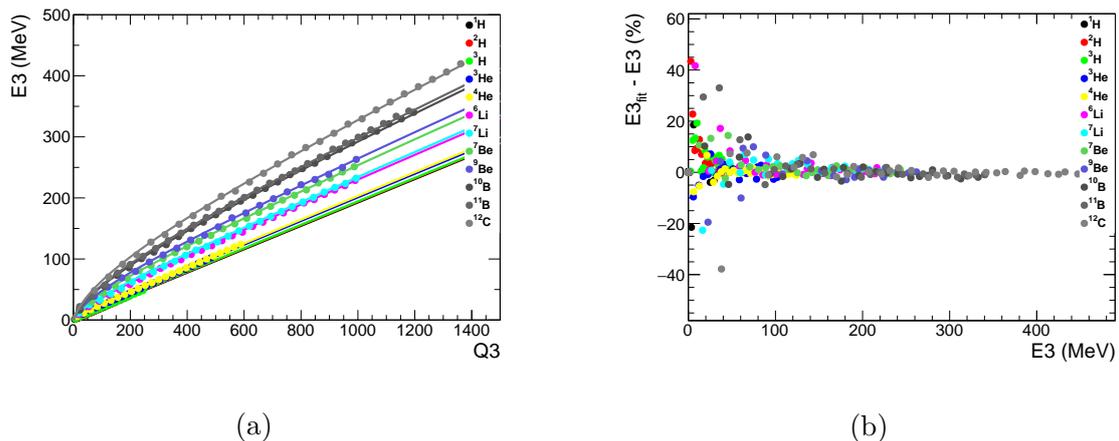


FIGURE 3.35 – Ajustement de la fonction de calibration lumière-énergie (a) sur les groupes 1-2 et 3+ et résidus (b) pour le CsI 31 de FAZIA. Les couleurs représentent les différents isotopes utilisés pour l'ajustement.

Le résultat d'ajustement pour le télescope 31 de FAZIA est présenté sur la figure 3.35-a, qui présente l'énergie déposée dans le CsI en fonction du signal de lumière. On observe un accord correct entre les fonctions d'ajustement et les points extraits pour ce détecteur. Bien entendu, comme la plupart des procédures couvrant un grand nombre de détecteurs, il y a des cas particuliers demandant un travail au cas par cas assez conséquent. Puisque la calibration des détecteurs CsI nécessite certaines conditions à remplir (identification des particules, calibration des étages précédents), cette dernière est d'autant plus sensible à d'éventuels dysfonctionnements qui pourraient survenir sur n'importe quel détecteur. La figure 3.35-b présente les résidus calculés (différence relative entre l'ajustement et les énergies calculées). Les différences les plus grandes se trouvent plutôt à basse énergie, mais représentent des différences absolues assez faibles. Le bilan des détecteurs calibrés est présenté sur la figure 3.36.

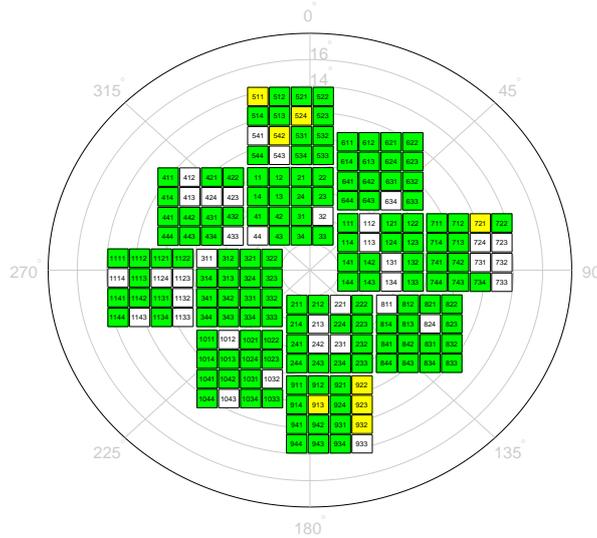


FIGURE 3.36 – Bilan des calibrations CsI de FAZIA avec les détecteurs non calibrés en blanc, partiellement calibrés en jaune et entièrement calibrés en vert.

3.2.9 Identification Si1 PSA



FIGURE 3.37 – Tâches connectées à l'identification Si PSA.

Les identifications en Si1 PSA concernent les particules lentes qui s'arrêtent dans le premier étage des télescopes FAZIA. Aucun prérequis n'est nécessaire pour cette tâche qui ne concerne qu'une faible proportion des particules détectées.

La matrice est construite par les corrélations entre l'amplitude du signal de charge (QH1) et le maximum du signal de courant (I_{max}). La figure 3.38 présente la matrice, la grille associées et le résultat d'identification.

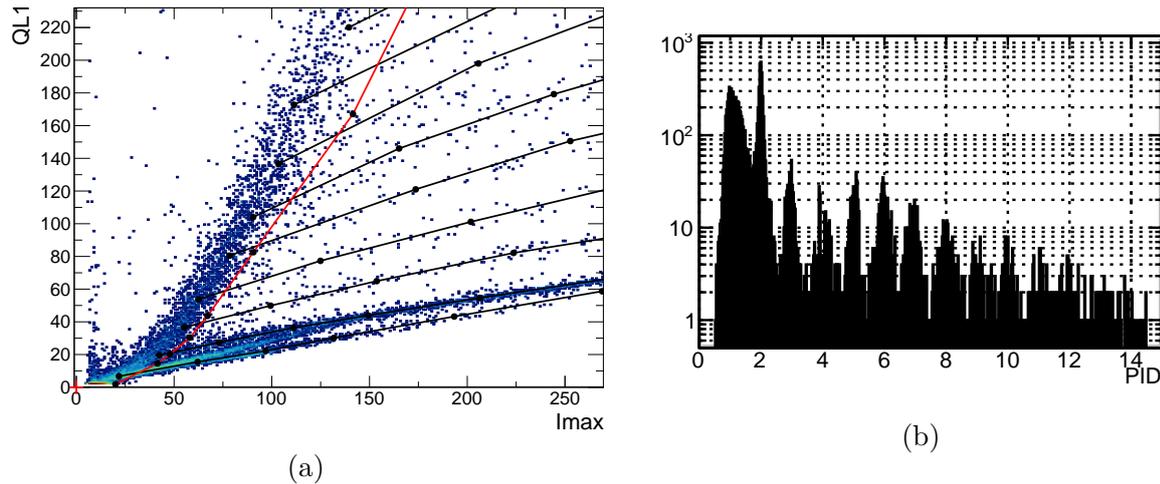


FIGURE 3.38 – Matrice d’identification en Imax-QH1 pour le télescope 33 de FAZIA (a). Les lignes noires constituent la grille d’identification en Z et A. Spectre PID de la grille (b).

3.2.10 Conclusion

Dans cette section, nous avons vu les différentes étapes de réduction des données E818 concernant FAZIA. Beaucoup de ces étapes sont interdépendantes et nécessitent d’être réalisées dans un ordre précis. Le multidétecteur FAZIA permet l’utilisation de quatre techniques d’identification complémentaires et les trois étages de détection des télescopes doivent être calibrés.

3.3 Réduction des données INDRA

La réduction des données INDRA possède moins d’étapes, ces dernières sont représentées sur la figure 3.39. Les tâches T10, T11, T12 et T13 sont quasiment identiques à leur équivalent sur FAZIA, à savoir T0, T1, T5 et T7, et ne seront donc pas décrites ici.

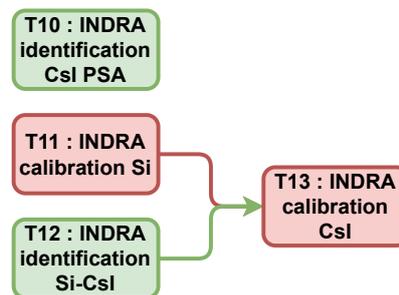


FIGURE 3.39 – Ensemble des tâches de réduction des données pour INDRA avec en vert les tâches d’identification et en rouge les tâches de calibration.

Problème avec l’identification CsI PSA Pour certains télescopes, la résolution en énergie se dégrade à mesure que l’énergie déposée augmente pour les isotopes d’hydrogène. Ainsi, il n’est plus possible de discriminer entre les lignes isotopiques. Pour ces détecteurs, on définit un seuil (en canaux) à partir duquel toutes les particules de $Z=1$ n’ont pas

d'identification isotopique, voir figure 3.40. La liste de ces télescopes est présentée dans l'annexe C. Pour les télescopes concernés, le spectre en énergie des particules identifiées comme des protons (identification en Z et en A) est tronqué, voir figure 3.41, ces télescopes seront donc écartés pour l'analyse.

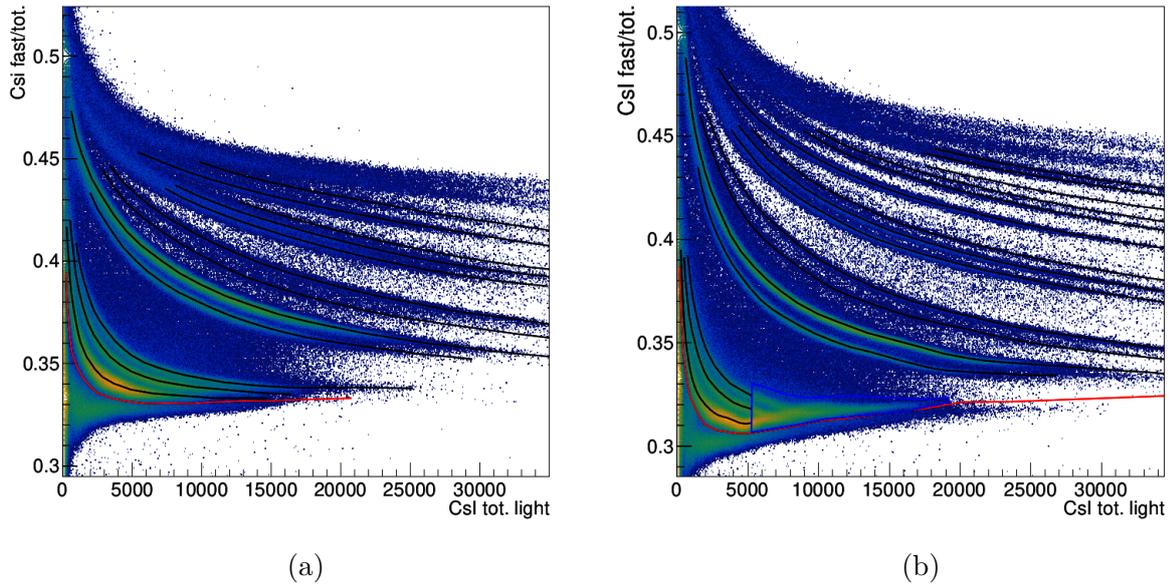


FIGURE 3.40 – Matrice d'identification CsI PSA (rapide/total vs total) pour le module 601 (a) et le module 602 (b) d'INDRA.

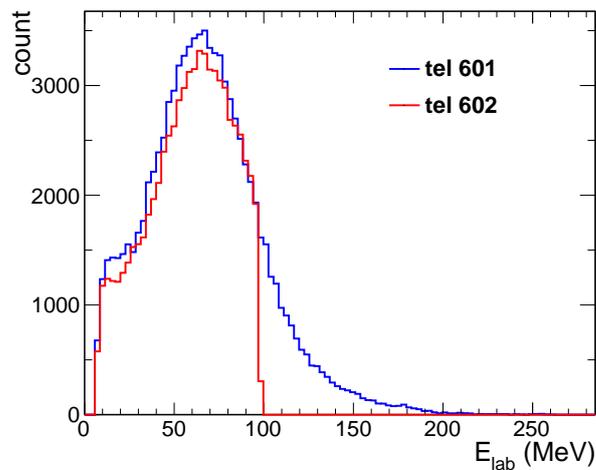


FIGURE 3.41 – Spectres en énergie dans le laboratoire des ^1H détectés avec le télescope 601 (bleu) et 602 (rouge) d'INDRA.

3.4 Bilan

Le tableau 3.4 présente le bilan des calibrations des détecteurs d'INDRA et FAZIA. Bien qu'une grande majorité de ces détecteurs soient calibrés, il en reste un certain nombre pour lequel ce n'est pas possible. Plusieurs problèmes peuvent être à l'origine de ces cas particuliers : des gains trop faibles, une statistique trop pauvre, des seuils en énergie trop élevés, *etc.* En revanche, certains de ces cas ne sont pas pour autant perdus, on peut calculer l'énergie manquante à partir de la perte d'énergie dans les autres détecteurs du même télescope, sous réserve que ces derniers soient calibrés. Le tableau 3.5 présente quant à lui le bilan des identifications pour chaque type de matrice.

Détecteur	Calibré	Partiellement calibré	Non calibré
Si1 FAZIA	188 (98%)	0	4 (2%)
Si2 FAZIA	167 (87%)	0	25 (13%)
Si INDRA	91 (95%)	0	5 (5%)
CsI FAZIA	145 (75%)	7 (4.2%)	40 (20.8%)
CsI INDRA	90 (94%)	0	6 (6%)

TABLE 3.4 – Bilan des détecteurs calibrés et non calibrés pour INDRA et FAZIA. Les détecteurs partiellement calibrés sont ceux pour lesquels la calibration est valable seulement pour un sous-ensemble de Z .

Matrice	Ident.	Ident. partielle	Pas d'ident.
Si1 PSA FAZIA	164 (85.4%)	0	28 (14.6%)
Si1-Si2 FAZIA	156 (81.2%)	0	36 (18.8%)
Si-CsI FAZIA	156 (81.2%)	12 (6.2%)	24 (12.5%)
CsI PSA FAZIA	178 (92.7%)	0	14 (7.3%)
Si-CsI INDRA	90 (93.7%)	0	6 (6.3%)
CsI INDRA	235 (94%)	0	5 (2%)

TABLE 3.5 – Bilan des identifications pour INDRA et FAZIA en nombre de télescope par type de matrice.

Ce travail de réduction des données est une étape essentielle, car il permet de préparer l'ensemble des données qui seront utilisées dans l'analyse présentée dans le chapitre 5. Nous l'avons vu, bien qu'une grande partie des détecteurs ne présentent aucun problème, un certain nombre ne permet pas de calibration en énergie ou l'identification des particules. C'est la contre-partie de disposer de deux multidétecteurs dont la maintenance n'est pas toujours triviale. Ici, seulement les données issues des collisions $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ ont été traitées. Au total, l'ensemble de ces étapes a pris environ un an de travail avec la participation d'une partie des collaborations INDRA et FAZIA.

Chapitre 4

Clusters et nucléons produits à mi-rapidité dans les collisions centrales

Le but du travail de cette thèse est de caractériser la composition chimique (proportions des différentes espèces) d'un système dilué de nucléons et de *clusters* légers à différentes situations thermodynamiques. Les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi sont le meilleur outil dont on dispose pour former un système de matière nucléaire en laboratoire. Les collisions nucléaires doivent être minutieusement sélectionnées de sorte qu'elles soient compatibles avec des ensembles statistiques répondants aux conditions d'équilibre chimique et thermique. Ainsi, les données expérimentales extraites sont une collection d'ensembles statistiques dans lesquelles la composition chimique est connue. Ces contraintes expérimentales servent ensuite de calibration aux modèles phénoménologiques de matière infinie dont les paramètres sont plus ou moins libres. Dans notre travail, le modèle de champ moyen relativiste (RMF) avec *clusters* légers est utilisé. Le modèle décrit un système de matière inhomogène à température finie dans lequel les effets de milieu sont issus du couplage des nucléons et *clusters* avec le mésons virtuels d'interaction. L'objectif est de calibrer le couplage entre les *clusters* légers et les mésons isoscalaires-scalaires.

Le point de départ de cette analyse repose sur les travaux de Qin *et al.* [109] sur les collisions $^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$ et $^{64}\text{Zn} + ^{112,124}\text{Sn}$ à 47 MeV/nucléon mesurées avec le multidétecteur NIMROD. Les particules détectées sont triées en fonction de la vitesse à la surface d'émission d'une source à mi-rapidité, indiquant une chronologie de l'évolution de cette source. Les caractéristiques thermodynamiques (température, volume, densité) du système sont calculées à partir du modèle thermodynamique grand-canonique [82, 84] en faisant l'hypothèse que le système peut être décrit comme un gaz parfait. Ces travaux mettent en lumière de nouvelles observables de composition chimique de la matière : les constantes d'équilibre chimique, reflétant la probabilité de formation des *clusters* légers. Ces dernières sont comparées à différents modèles de matière infinie comme présenté sur la figure 4.1. Les comparaisons semblent indiquer la nécessité de prendre en compte les effets de milieu dans les modèles : le modèle de type NSE reproduit moins bien les constantes d'équilibre que les modèles intégrant des mécanismes d'effet de milieu. Cela soulève une incohérence : si les effets de milieu sont nécessaires, pourquoi une approche de type gaz parfait serait adaptée pour décrire les valeurs de densité ?

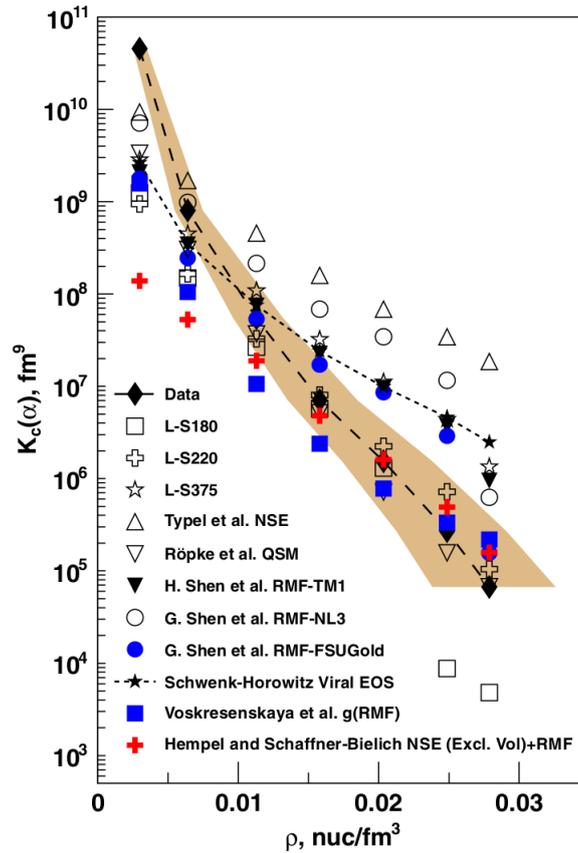


FIGURE 4.1 – Constantes d'équilibre chimique des ${}^4\text{He}$ en fonction de la densité baryonique entre les données issues de [109] et différents modèles.

Le premier apport à ce travail est celui des travaux de R. Bougault et H. Pais [64, 65, 110, 111] sur les collisions ${}^{124,136}\text{Xe} + {}^{112,124}\text{Sn}$ à 32 MeV/nucléon mesurées avec le multidétecteur INDRA. Ces travaux reprennent la même approche que dans [109] à la différence que les volumes libres calculés sont modifiés par une correction phénoménologique. La correction prend la forme d'un facteur de Boltzmann, modifiant l'énergie de liaison des *clusters*, pouvant être vu comme une prise en compte effective des effets de milieu. Cette correction répare une incohérence sur le calcul des volumes libres, ces derniers étant différents pour chaque espèce.

Enfin, on montrera que les fractions massiques ne peuvent pas être reproduites par le calcul de champ moyen relativiste en considérant les densités et températures issues du modèle thermodynamique. Une nouvelle approche, dite “sans *a priori*”, consiste à laisser libres les densités et températures associées aux différents ensembles statistiques. La reproduction des fractions massiques avec cette méthode semble indiquer que tous les ensembles statistiques sont compatibles avec une valeur unique de densité. L'invalidité de la vision du gaz parfait répare l'incohérence de l'existence d'effets de milieu au sein des systèmes étudiés. En effet, en considérant le système comme un gaz parfait (même modifié par la correction des volumes) on suggère une absence d'interaction entre les constituants du système, ce qui est démontré faux par les comparaisons avec RMF puisque la constante de couplage est un ingrédient nécessaire pour reproduire les fractions massiques expérimentales.

Dans ce chapitre, on présentera l'historique des travaux mentionnés ci-dessus en rappé-

lant les hypothèses utilisées et les principaux résultats. On mettra en lumière les travaux apportés par la thèse sur les comparaisons bayésiennes avec le modèle RMF ainsi que les travaux réalisés sur l'*isoscaling* [112]. Finalement, on mettra en perspective les conclusions des travaux précédents avec les résultats de cette thèse.

4.1 Détails expérimentaux et sélections

Les données utilisées ont été mesurées lors de la 5^{ème} campagne d'INDRA réalisée au GANIL à Caen. Les réactions étudiées sont produites par des faisceaux de $^{136,124}\text{Xe}$ accélérés à 32 MeV/nucléon et interagissant avec des cibles minces ($530 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) de $^{124,112}\text{Sn}$. Les produits des collisions sont détectés à l'aide du multidétecteur INDRA dont la configuration et les détails techniques sont décrits dans le chapitre 2.

L'analyse des données est restreinte aux isotopes d'hydrogène et d'hélium puisqu'ils sont ceux pour lesquels l'identification en charge et en masse est la plus fiable avec le dispositif utilisé. On se concentre également sur les particules détectées à l'avant du centre de masse, les collisions étant sur cible fixe, le quasi-projectile emporte la quasi-totalité de l'énergie cinétique après collision. Les produits émis à l'avant emportent ainsi une grande quantité d'énergie cinétique, nécessaire à la bonne détection des particules. Les produits proches de la vitesse de la quasi-cible (dont la composante parallèle est quasiment nulle dans le référentiel du laboratoire) emportent peu d'énergie cinétique et leur détection est plus difficile à cause des seuils de détection.

4.1.1 Centralité

La centralité de la collision traduit directement le paramètre d'impact géométrique b de la réaction, c'est-à-dire la distance perpendiculaire (à la direction du faisceau) entre les centres des deux noyaux avant collision. Elle donne une forte indication sur la violence de la collision puisqu'une grande centralité implique une zone de recouvrement plus grande entre le projectile et la cible, se traduisant par un nombre d'interactions plus grand. À l'inverse, une faible centralité (collisions périphériques) implique moins d'échanges entre le projectile et la cible.

Dans [64], un estimateur du paramètre d'impact est défini comme la somme des énergies transverses¹ des isotopes de H et He à l'avant du centre de masse, appelée E_{t12}^{avant} et définie dans l'équation 4.1. On sait que E_{t12}^{avant} est fortement corrélé à b : les collisions centrales, plus dissipatives, ont tendance à produire une fraction plus importante de particules légères sur tout l'angle solide, emportant une grande partie de l'énergie dissipée. Sur la figure 4.2-a sont présentées les distributions en E_{t12} pour les 4 systèmes à 32 MeV/nucléon. Le lien entre E_{t12}^{avant} et b est établi en considérant une corrélation monotone entre les deux. On réalise une correspondance entre la distribution mesurée de E_{t12}^{avant} et la distribution géométrique supposée de b , variant de 0 à $R_P + R_C$ (R_P et R_C étant les rayons du projectile et de la cible en les considérant comme des sphères dures), selon la technique décrite dans [113]. Ainsi, il est possible d'associer à chaque valeur de E_{t12}^{avant} une valeur de b tels que montré dans la figure 4.2-b.

1. Composante perpendiculaire à la direction du faisceau

$$E_{t12}^{\text{avant}} = \left(\sum_j E_{k,j} \times \sin^2(\vartheta_j) \right)_{Z=1,2}^{\text{avant}} \quad \left(= \left(\sum E_t \right)_{\text{fw c.m.}}^{\text{lcp}} \right) \quad (4.1)$$

où $E_{k,j}$ est l'énergie cinétique de la particule j et ϑ_j son angle polaire dans le centre de masse.

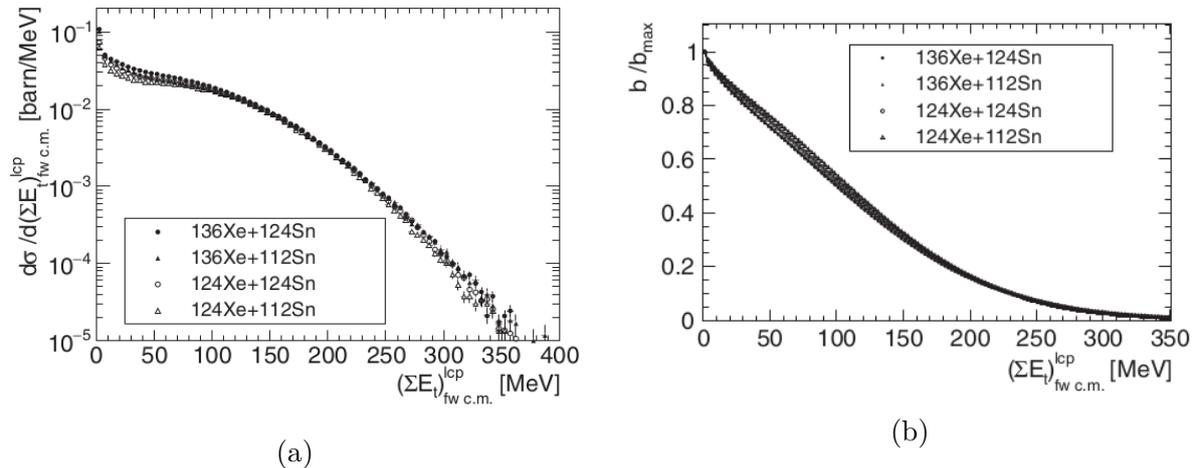


FIGURE 4.2 – Distribution de E_{t12}^{avant} pour les 4 systèmes à 32 MeV/nucléon (a). Corrélation entre l'estimateur E_{t12}^{avant} et le paramètre d'impact réduit (b). Issu de [64].

On s'intéresse maintenant aux abondances relatives des *clusters* légers produits en fonction de E_{t12}^{avant} . La figure 4.3 présente les abondances des ^2H et ^3H en fonction de E_{t12}^{avant} pour les différents systèmes. L'abondance est définie par le rapport de multiplicité de l'isotope considéré à la multiplicité des protons pour chaque intervalle en E_{t12}^{avant} . Le choix de cette observable permet de minimiser les éventuelles imperfections de détection entre les systèmes. L'augmentation des abondances avec la centralité indique que l'augmentation de l'énergie d'excitation et des réactions nucléon-nucléon favorise la production de *clusters*. À partir d'une certaine valeur (entre 150 et 200 MeV), les abondances pour les systèmes $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ et $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ (ayant le même N/Z total) sont identiques, en dessous de cette valeur, les abondances sont différentes pour chaque système. Cette dépendance en N/Z total du système témoigne d'un équilibre chimique et correspond aux événements que l'on souhaite sélectionner pour la suite de l'analyse. On choisit de garder uniquement les événements centraux, avec $E_{t12}^{\text{avant}} > 200$ MeV, correspondant à des paramètres d'impact réduits² inférieur à 0.15.

2. $b_{\text{red}} = b/b_{\text{max}}$

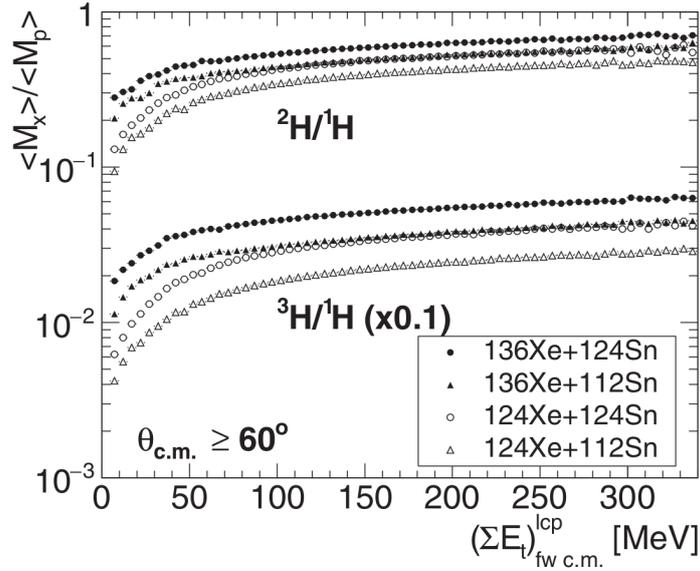


FIGURE 4.3 – Abondance des ${}^2\text{H}$ et ${}^3\text{H}$ émis entre 60° et 90° en fonction de E_{t12}^{avant} pour chaque système de réaction. Issu de [64].

On montre que les collisions les plus centrales minimisent le *flow* transverse [114]. Le *flow* transverse ou *sideflow* est un mouvement collectif engendré par le transfert des impulsions dans le plan transverse (perpendiculaire à la direction du faisceau). Les événements avec un *flow* transverse important ne sont par définition pas isotropes³. Or, pour la suite de l’analyse, il est nécessaire de pouvoir considérer la source sélectionnée comme isotrope et donc sélectionner les événements les plus centraux.

4.1.2 Région à mi-rapacité

Lors des collisions, trois sources d’émission se forment principalement : la quasi-cible, le quasi-projectile et la mi-rapacité. La mi-rapacité correspond à des temps de collisions plutôt faibles, produisant des particules plutôt énergétiques, tandis que les deux autres sources (souvent appelées à tort “spectatrice” par simplification) sont le siège de décroissances plus tardives et éventuellement de décroissances secondaires (décroissance de certains fragments primaires “chauds”).

3. Pas de direction d’émission privilégiée.

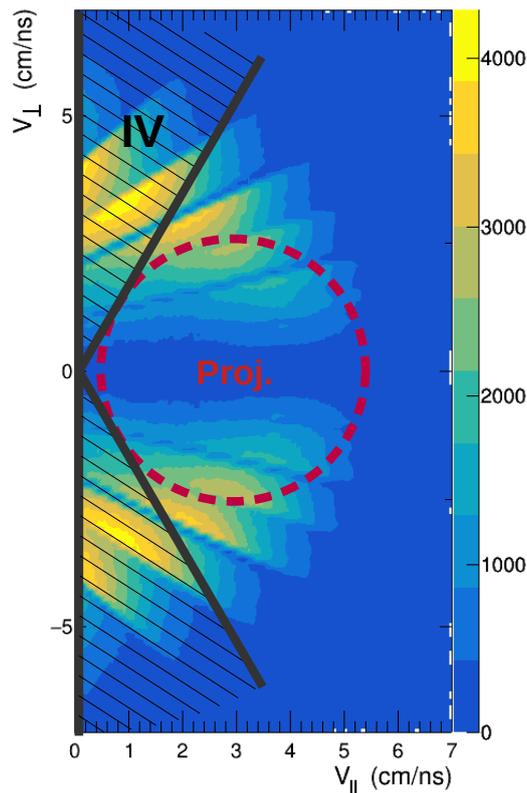


FIGURE 4.4 – Distribution de la vitesse perpendiculaire (V_{\perp}) en fonction de la vitesse parallèle (V_{\parallel}) pour les ${}^4\text{He}$ dans le centre de masse. La zone hachurée correspond à la région $60\text{-}90^\circ$ où les produits de la mi-rapacité sont majoritaires et le cercle rouge représente le quasi-projectile.

Dans notre travail, on souhaite sélectionner les particules de l'événement qui correspondent à l'émission d'une source unique pour en étudier ses propriétés. La figure 4.4 présente la distribution des ${}^4\text{He}$ dans l'espace des vitesses pour les particules avec $V_{Z,\text{cm}} > 0$. Le cercle rouge marque la présence de l'anneau de coulomb généré par la présence du projectile, ce dernier applique un *boost* de vitesse aux particules émises, dépeuplant la région autour du QP. La sélection angulaire illustrée dans la même figure vise à limiter au maximum les contributions du QP aux particules que l'on garde pour l'analyse. On ne garde donc que les particules dont l'angle polaire dans le centre de masse est situé entre 60° et 90° . Bien que cette sélection n'exclue pas totalement la contribution du quasi-projectile, elle en réduit une grande partie.

4.2 Construction des ensembles statistiques

Notion d'équilibre statistique. Pour décrire un système de collision de la même manière que de la matière nucléaire infinie, c'est-à-dire pouvoir définir des variables d'état thermodynamiques, la condition d'équilibre est nécessaire. Dans le cas de la matière nucléaire infinie, le système se trouve à la limite thermodynamique et l'équilibre est atteint. Dans le cas de systèmes de taille finie comme les collisions d'ions lourds, la notion d'équi-

libre est moins triviale et nécessite une considération particulière [57, 115]. En physique statistique, un ensemble statistique est défini comme une collection d'états microscopiques (ou micro-états) qui correspondent aux réalisations possibles d'un système physique sous certaines contraintes imposées par les lois de conservation, les conditions de réalisation du système, les observables accessibles, *etc.* Tout le défi est de trouver le minimum de contraintes pertinentes qui contiennent le maximum d'informations pour le système observé. L'objectif est que les conditions thermodynamiques et la composition chimique du système soient bien définies sous ces contraintes.

Concrètement, les ensembles statistiques sont ici construits par la sélection d'événements sous des mêmes contraintes, caractérisant plusieurs conditions thermodynamiques. Chaque événement est vu comme une réalisation possible du système statistique décrit par chaque ensemble.

Observable de tri : v_{surf} . Sur la base de ces considérations, on peut tenter d'étudier l'évolution d'un tel système en construisant des sous-ensembles statistiques, représentant chacun un instant particulier. La construction de ces ensembles nécessite le choix d'une observable sensible à l'évolution dans le temps d'une source thermodynamique. Dans l'hypothèse simple d'une source en expansion libre, l'évolution de la température et de la densité sont corrélées et la vitesse d'émission moyenne des particules d'une source peut être reliée à sa température. Cette vitesse d'émission, aussi appelée vitesse de surface (v_{surf}), se définit comme la vitesse des particules avant l'accélération coulombienne issue de la source, autrement dit au moment de l'émission :

$$v_{\text{surf}} = c \times \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E_k - Z \times E_C + mc^2} \right)^2} \quad (4.2)$$

où E_C est l'énergie coulombienne ; E_k est l'énergie cinétique de la particule dans le centre de masse. Pour le système étudié, E_C a été estimé autour de 10 MeV [65]. Comme indiqué plus haut, il est nécessaire de corriger la vitesse par une composante coulombienne du fait de la présence de fragments plus lourds produits par la source à mi-rapacité.

Une corrélation est établie entre les vitesses d'émission moyennes des particules et le temps d'émission associé à partir de calculs QMD, permettant ainsi d'utiliser v_{surf} comme un chronomètre pour sonder l'évolution du système [116-118]. La figure 4.5 présente les corrélations entre les temps moyens d'émission et la vitesse de surface calculées avec le modèle AMD-V pour différents systèmes de réaction. Des faibles v_{surf} correspondent à des grands temps d'émission, et inversement. La figure 4.6 illustre schématiquement cette évolution, où la source refroidit et s'expand avec le temps d'émission.

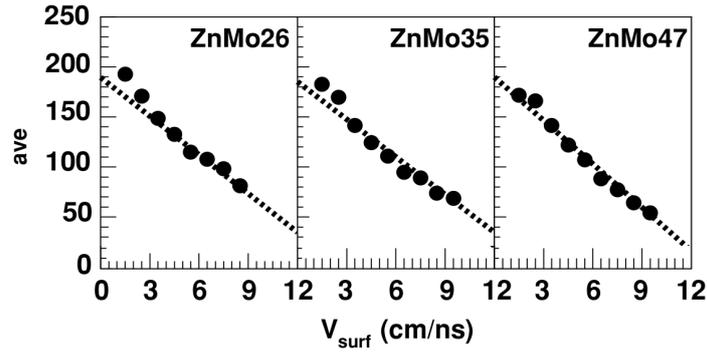


FIGURE 4.5 – Corrélations entre le temps moyen d’émission (ave) et v_{surf} pour les nucléons émis promptement avec le code AMD-V pour des systèmes de collision $^{64}\text{Zn} + ^{92}\text{Mo}$ (ZnMo) à différentes énergies incidentes : 26, 35 et 47 MeV/nucléon. Les lignes indiquent les ajustements affines réalisés. Issu de [116].

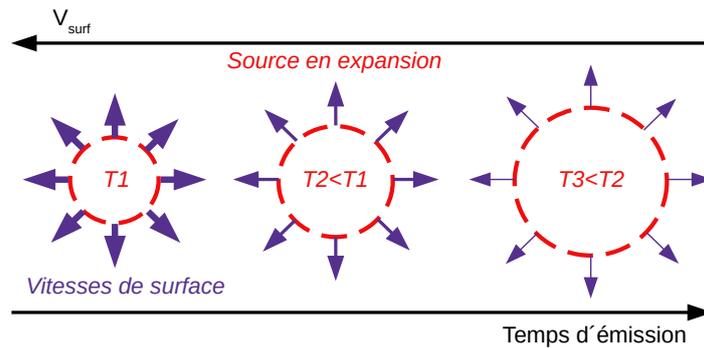


FIGURE 4.6 – Schéma de la source en expansion dans le temps et lien avec la vitesse de surface et la température.

Ensembles statistiques. La figure 4.7 présente la distribution différentielle (par événement, par unité d’angle solide et par intervalles en v_{surf}) en v_{surf} pour les ^1H , ^2H , ^3H , ^3He , ^4He et ^6He des 4 systèmes à 32 MeV/nucléon. On construit ainsi plusieurs ensembles de v_{surf} (100 ensembles de 0 à 20 cm/ns) sur un compromis entre un grand nombre d’intervalles et une statistique par intervalle suffisante. Dans l’hypothèse d’une source en expansion, les différents ensembles statistiques construits représentent la surface d’émission d’une source à différents instants de son évolution. L’étude de la population des *clusters* dans ces ensembles statistiques permet donc de connaître la composition chimique de systèmes ayant des propriétés thermodynamiques différentes. Dans la suite du chapitre, on notera M_j ($j = n, ^1\text{H}, ^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He}, ^4\text{He}, ^6\text{He}$) la multiplicité de chaque *cluster* et nucléon libre considérée dans un ensemble en v_{surf} .

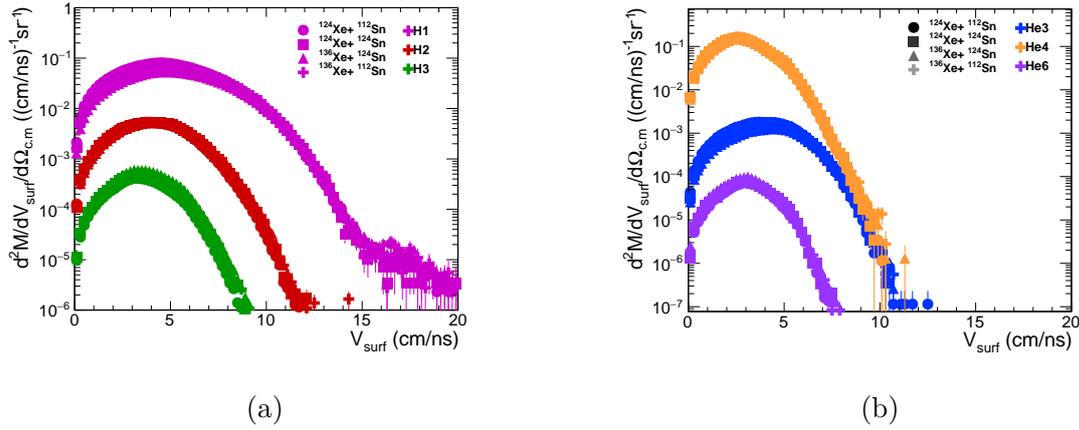


FIGURE 4.7 – Distributions différentielles des vitesses de surface pour les isotopes d’hydrogène (a) et d’hélium (b) (couleurs) pour les 4 systèmes de collision à 32 MeV/nucléon (types de symboles).

4.3 Caractéristiques des ensembles statistiques

Nous avons construit plusieurs ensembles statistiques représentant différents états thermodynamiques d’une source d’émission à mi-rapacité. Les propriétés thermodynamiques de la source et leur évolution peuvent être étudiées dans le cadre du modèle thermodynamique grand-canonique [82, 84]. Dans la présente analyse, seulement les états fondamentaux des *clusters* sont considérés pour la fonction de partition interne décrite dans l’équation 1.21, on suppose que les états excités ne contribuent que minoritairement à la population totale. Cette section présente le calcul des différentes observables thermodynamiques et de composition chimique pour les ensembles statistiques considérés. Ces observables seront comparés par la suite avec le modèle RMF.

4.3.1 Température apparente

La première observable caractéristique d’un système thermodynamique est sa température. Dans le contexte des collisions nucléaires, cette variable d’état (comme beaucoup d’autres) n’est pas directement accessible, elle doit être déduite d’autres variables mesurables. Une technique usuelle consiste à regarder la forme des spectres en énergie⁴ de chaque particule, or, puisqu’ici on réalise des ensembles en v_{surf} , les spectres en énergie sont “découpsés”, on ne peut donc pas utiliser cette technique. Une autre technique consiste à regarder les rapports de population des états excités mais cette technique nécessite de pouvoir réaliser des corrélations pour déterminer la population des états excités, ce qui n’est pas possible avec le multi-détecteur INDRA.

Dans notre cas, on utilise la méthode des doubles rapports de multiplicités (également appelé thermomètre d’Albergo) [84]. L’avantage de cette méthode est que la température

4. Le but est de réaliser l’ajustement d’une distribution de Maxwell-Boltzmann dont la température est un paramètre libre.

se déduit immédiatement des multiplicités mesurées :

$$T = \frac{B(^4\text{He}) + B(^2\text{H}) - B(^3\text{He}) - B(^3\text{H})}{\ln \left(\sqrt{9/8} \times 1.59 \frac{M(^2\text{H})M(^4\text{He})}{M(^3\text{H})M(^3\text{He})} \right)} \quad (4.3)$$

où $M(X)$ et $B(X)$ sont la multiplicité et l'énergie de liaison du *cluster* X .

La figure 4.8 présente la température d'Albergo en fonction de v_{surf} pour les différents systèmes de réaction. Les températures obtenues ne dépendent pas du système, ce qui est très encourageant car l'énergie de bombardement est identique et les populations isotopiques très différentes entre les systèmes. On s'attend en effet à avoir seulement une dépendance de T avec l'énergie de bombardement. On remarque également 3 régions (délimitées par les lignes pointillées sur la figure) :

- Entre 0 et 3 cm/ns (I) la température n'évolue que très peu. On est en dehors de l'hypothèse d'une source qui refroidit dans le temps.
- Entre 3 et 6.5 (II) cm/ns la température évolue linéairement avec v_{surf} . Dans cette région, l'hypothèse d'une source en expansion qui refroidit est valide. Également, les espèces $Z > 2$ y sont très rares.
- Enfin pour $v_{\text{surf}} > 6.5$ cm/ns (III), les fluctuations dues à la faible statistique de particules sont trop importantes pour pouvoir conclure quelque chose.

Pour la suite du travail, on choisit le régime où l'hypothèse d'une source en expansion est valable, on garde donc uniquement les 18 ensembles entre 3 et 6.5 cm/ns. Dans notre scénario, la partie I correspond au reste de la source issue de la mi-rapidité dont nous devons tenir compte pour la répulsion coulombienne. Cette source a une masse beaucoup plus importante que la masse contenue dans la zone II et est à l'origine des espèces de charge $Z > 2$.

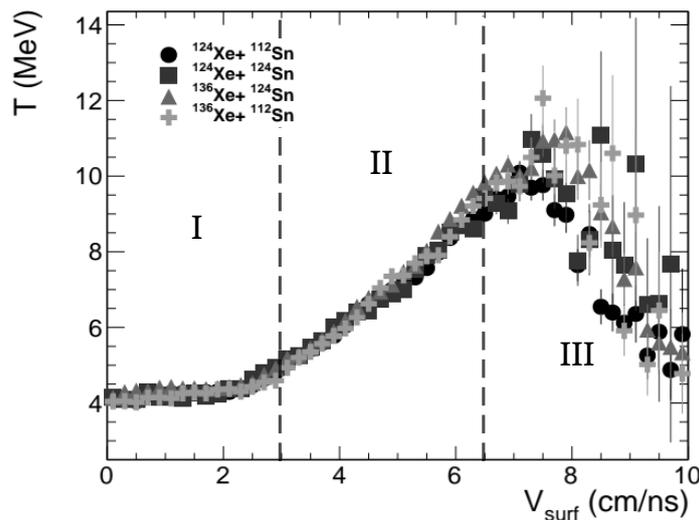


FIGURE 4.8 – Température d'Albergo en fonction de v_{surf} pour les 4 systèmes de collisions à 32 MeV/nucléon. Les lignes pointillés délimitent les 3 régions de comportement de la source (voir texte).

4.3.2 Neutrons libres

Le dispositif expérimental ne nous permet pas de mesurer le nombre de neutrons libres produits lors de la collision, ces derniers doivent être estimés. Les densités de protons ou neutrons libres peuvent être obtenues dans le cadre du modèle thermodynamique en calculant les ratios de multiplicités entre deux espèces qui diffèrent d'un proton ou d'un neutron, respectivement via l'équation 1.20. Dans le cas présent, on utilise les multiplicités mesurées des isotopes d'hydrogène et d'hélium. La densité de protons libres s'écrit :

$$\rho_{p,\text{free}} = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \times \frac{2}{\lambda_T^3} \times \frac{\omega(^2\text{H})}{\omega(^3\text{He})} \times T^{3/2} \times \exp\left(\frac{B(^2\text{H}) - B(^3\text{He})}{T}\right) \times \frac{M(^3\text{He})}{M(^2\text{H})} \quad (4.4)$$

La densité de neutrons libres s'exprime comme :

$$\rho_{n,\text{free}} = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \times \frac{2}{\lambda_T^3} \times \frac{\omega(^2\text{H})}{\omega(^3\text{H})} \times T^{3/2} \times \exp\left(\frac{B(^2\text{H}) - B(^3\text{H})}{T}\right) \times \frac{M(^3\text{H})}{M(^2\text{H})} \quad (4.5)$$

Le rapport neutrons sur protons libres peut s'écrire en fonction des multiplicités de ^3H et ^3He comme :

$$R_{np} = \frac{\rho_{n,\text{free}}}{\rho_{p,\text{free}}} = \frac{M(^3\text{H})}{M(^3\text{He})} \times \exp\left(\frac{B(^3\text{He}) - B(^3\text{H})}{T}\right) \quad (4.6)$$

La figure 4.9 présente les valeurs de R_{np} en fonction de v_{surf} . La hiérarchie visible entre les différents systèmes respecte les fractions de protons totales de ces derniers : le système le plus riche en neutron possède une fraction de neutrons libre plus importante que les systèmes riches en protons. Ainsi, pour chaque ensemble, la multiplicité de neutrons libres est estimée comme :

$$M_n = R_{np} \times M_p \quad (4.7)$$

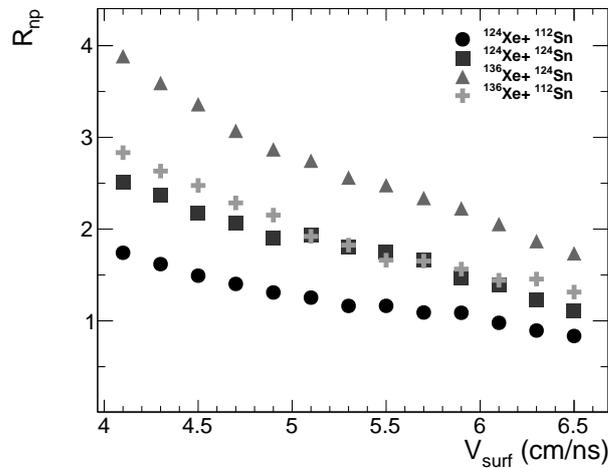


FIGURE 4.9 – Rapport neutrons sur protons libres en fonction de v_{surf} pour les différents systèmes.

4.3.3 Masse de source

Dans l'hypothèse d'un gaz en évolution, à chaque instant correspond une situation thermodynamique particulière. La population de l'ensemble en v_{surf} correspondant (à la surface de la source en question) permet de caractériser les propriétés intensives du système. Les populations des ensembles de v_{surf} supérieurs correspondent à des temps d'émission plus faibles et donc ce qui a été émis avant. *A contrario*, les populations des ensembles de v_{surf} inférieurs correspondent à des temps d'émission plus grand et donc ce qui sera émis. La source se définit donc à chaque instant comme les ensembles de v_{surf} correspondant à des temps d'émission supérieurs ou égaux, soit :

$$A(v_{\text{surf}}) = A_{\text{init}} - A_{\text{expel}}(v_{\text{surf}}) \quad (4.8)$$

avec A_{init} la masse initiale et A_{expel} la masse "expulsée".

On peut calculer la masse de source à partir des spectres en énergie des particules individuelles. La figure 4.10 présente le spectre en énergie cinétique dans le centre de masse pour les protons. Dans une source en expansion avec émission thermique, la forme de ce spectre peut être décrite par une distribution de Maxwell-Boltzmann f^{MB} :

$$f^{\text{MB}}(E_{\text{c.m.}}) = \frac{d^2M}{dE_{\text{c.m.}}d\Omega_{\text{c.m.}}} = C e^{-\frac{E_{\text{c.m.}} - ZE_C + E_{\text{Reff}}}{T_{\text{eff}}}} \sinh\left(2\sqrt{\frac{(E_{\text{c.m.}} - ZE_C)E_{\text{Reff}}}{T_{\text{eff}}}}\right) \quad (4.9)$$

où $E_C = 10 \text{ MeV}$ est l'énergie de Coulomb ; les paramètres C , E_{Reff} et T_{eff} sont laissés libres.

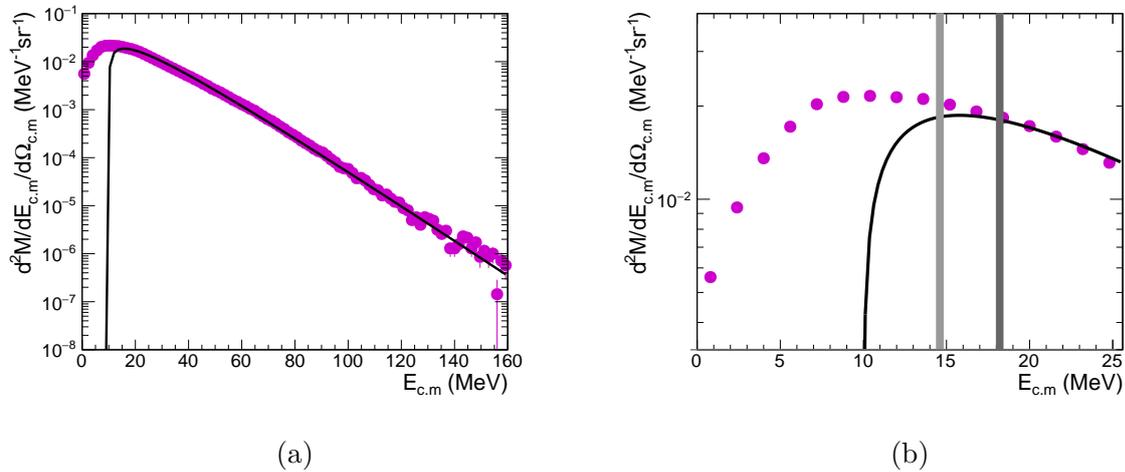


FIGURE 4.10 – Distribution différentielle de l'énergie cinétique des ^1H dans le centre de masse (symboles) et ajustement de la distribution de Maxwell-Boltzmann (ligne). La figure (a) présente le spectre entier et la figure (b) une vue restreinte sur la partie qui présente des différences et où les lignes verticales représentent l'intervalle de v_{surf} [3-4] cm/ns.

On remarque sur la figure 4.10-b une différence entre le spectre expérimental et f^{MB} sur la partie basse énergie qui peut être due à une pollution par les autres sources. Pour calculer la masse initiale de la source, on ne peut pas se servir du spectre expérimental sur la partie polluée, on utilise donc la distribution f^{MB} ajustée sur les spectres en énergie

de chaque espèce j :

$$A_{\text{init}} = \mathcal{N} \sum_j \int_{E_{\text{c.m.}}^{\text{min.}}}^{E_{\text{c.m.}}^{\text{max.}}} f_j^{\text{MB}}(E_{\text{c.m.}}) dE_{\text{c.m.}} \quad (4.10)$$

La constante de normalisation \mathcal{N} tient compte du fait que les multiplicités sont mesurées seulement dans la région 60° - 90° de l'angle solide (π sr) et du nombre d'événements.

La masse expulsée correspond aux valeurs de v_{surf} supérieures (équivalent aux temps d'émission inférieurs) sur lesquelles on intègre le spectre en énergie dans le centre de masse. On a alors :

$$A_{\text{expel}}(v_{\text{surf}}) = \mathcal{N} \sum_j \int_{E_{\text{c.m.}}(v_{\text{surf}})}^{E_{\text{c.m.}}^{\text{max.}}} \frac{d^2 M_j}{dE_{\text{c.m.}} d\Omega_{\text{c.m.}}} dE_{\text{c.m.}} \quad (4.11)$$

Sur la figure 4.10-b, les lignes verticales indiquent l'intervalle $[3;4]$ cm/ns où il y a toujours de légères différences entre le spectre expérimental et la distribution f^{MB} . On choisit pour la suite de restreindre les ensembles étudiés en excluant ceux compris entre 3 et 4 cm/ns.

La figure 4.11 présente la masse de source $A(v_{\text{surf}})$ pour chaque système en fonction de v_{surf} . La masse de source augmente avec v_{surf} ou diminue avec le temps d'émission, cela s'explique simplement par la masse expulsée qui diminue avec v_{surf} . On retrouve ici le fait que la masse étudiée est bien inférieure à la masse du système total (236 à 260 nucléons) et qu'une correction coulombienne était bien nécessaire.

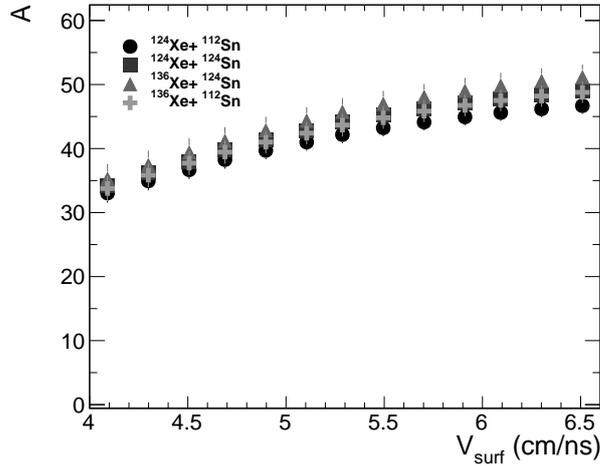


FIGURE 4.11 – Masse de la source en fonction de v_{surf} pour les différents systèmes.

4.3.4 Volumes de source

Il est toujours délicat de parler de volume pour un système ouvert que sont les collisions mais on peut s'en approcher en considérant l'espace inclus dans une région densément peuplée en *clusters* et en nucléons libres. Aux premiers instants de la collision, le volume

peut être approximé à la région de recouvrement entre le projectile et la cible qui sera nécessairement inférieur ou égal au volume total du système initial. Peu après, le système entre dans une phase d'expansion, la densité diminue et le volume augmente. À un certain point, le système atteint le *freeze-out* chimique, figeant la composition du système telle qu'on la détecte. Le volume de *freeze-out* est beaucoup plus grand que le volume de recouvrement initial. Le défi est maintenant de mesurer l'extension spatiale du système au moment du *freeze-out* chimique.

Les corrélations de particules peuvent donner des informations cruciales sur les propriétés spatiales de la source d'émission par l'utilisation des fonctions de corrélations à deux corps. L'ensemble de ces techniques dites de "femtoscopie" nécessite un dispositif capable de mesurer précisément les vecteurs vitesse des particules détectées. Bien qu'INDRA possède une très bonne efficacité géométrique, sa résolution angulaire est trop faible pour réaliser des corrélations. Le lecteur pourra en revanche consulter l'article de revue [119] sur ces techniques pour plus d'informations.

Modèle de coalescence. Le modèle de coalescence a été appliqué à la formation de *clusters* légers dans les collisions d'ions lourds [120] en généralisant les travaux historiques [79, 80]. Dans ce modèle, la formation des *clusters* est décrite par la coalescence de nucléons au sein d'un même volume défini par le paramètre P_0 . La probabilité de formation d'un *cluster* est directement liée à la distribution de nucléon avant coalescence. La relation de coalescence généralisée s'écrit donc :

$$\frac{d^2M_j}{dE_{cm}d\Omega_{cm}} = \left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{syst}}^N \frac{A^{-1}}{N!Z!} \left(\frac{4\pi P_0^3}{3[2m^3(E_{cm,p} - E_C)]^{1/2}}\right)^{A-1} \left(\frac{d^2M_p}{dE_{cm,p}d\Omega_{cm}}\right)^A \quad (4.12)$$

Le problème principal de ce modèle est que le spectre des protons avant coalescence n'est pas accessible expérimentalement, et doit donc être approximé.

Modèle thermodynamique. Dans ce travail, on utilise le modèle thermique [82, 121] dans lequel une région de l'espace de volume V_0 est supposée sphérique et à l'équilibre thermodynamique. Le modèle prédit l'existence d'une loi de puissance entre la distribution des *clusters* et des protons libres dans l'espace des impulsions :

$$\frac{d^3M_j}{d^3p_j} = R_{np}^N \frac{(2S_j + 1)e^{B_j/T}}{2^A} \left(\frac{h^3}{V_0}\right)^{A-1} \left(\frac{d^3M_p}{d^3p}\right)^A \quad (4.13)$$

avec R_{np} le rapport neutron sur proton ; S_j est le spin de l'espèce j et B_j son énergie de liaison dans le vide ; T la température du système ; V_0 le volume au sein duquel l'équilibre thermodynamique est établi.

Une similarité est observée entre les distributions des particules composites du modèle thermodynamique 4.13 et du modèle de coalescence 4.12. Le volume libre V_0 du modèle thermique et le paramètre de coalescence P_0 peuvent ainsi être reliés par la relation :

$$V_0 = \frac{3h^3}{4\pi P_0^3} \left[(2s + 1) \left(\frac{Z!N!A^3}{2^A} \right) e^{B/T} \right]^{1/(A-1)} \quad (4.14)$$

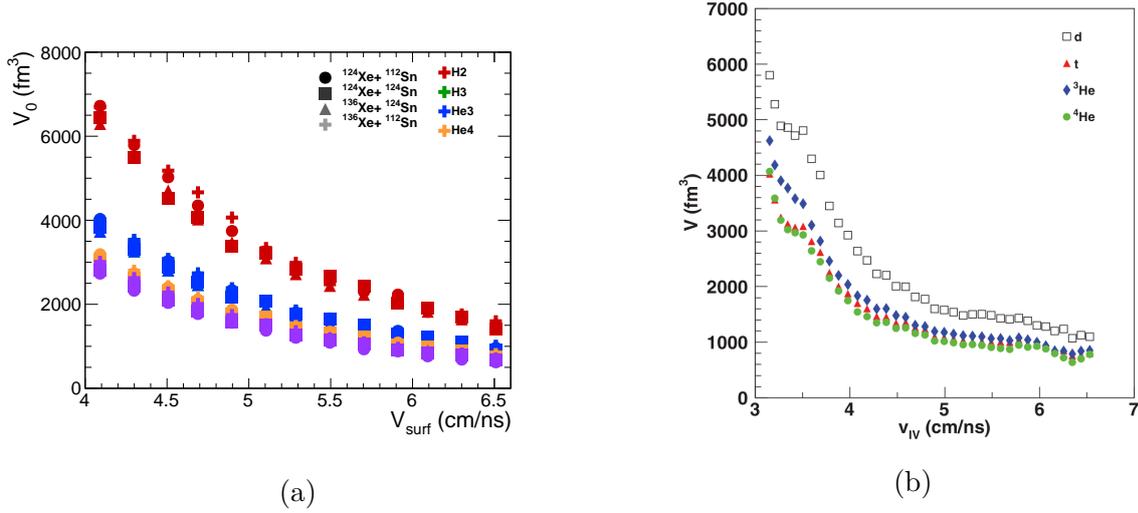


FIGURE 4.12 – Volumes libres pour chaque noyau et chaque système en fonction de v_{surf} (a). Volumes libres calculés dans le cadre de collisions $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ à 47 MeV/nucléon, issu de [122] (b).

La figure 4.12-a présente les volumes libres calculés pour chaque *cluster* et chaque système à partir de la relation 4.13. Bien que les valeurs sont compatibles entre les systèmes, les différents *clusters* présentent des volumes différents. Cela se voit particulièrement pour les ^2H dont le volume est largement supérieur à celui des autres espèces. Ce résultat est incompatible avec le modèle du gaz parfait dans lequel le volume est indépendant de la nature des constituants et constitue une incohérence. L'observation est similaire pour les collisions $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ à 47 MeV/nucléon mesurées à *Texas A&M University*, dont les volumes sont présentés sur la figure 4.12-b. Or, Wada *et al.* utilisent par la suite le volume moyenné sur les isotopes de $A \geq 3$. Dans ce travail de thèse, on utilise une autre approche pour lever cette incohérence.

Correction des volumes. Pour résoudre le problème de l'incompatibilité des volumes, une correction empirique a été proposée [110]. La correction prend la forme d'un facteur de Boltzmann appliqué sur les volumes libres :

$$V_{0,\text{corr}} = V_0 \times \exp \left[-\frac{\Delta_j}{T(A_j - 1)} \right] \quad (4.15)$$

où Δ_j est le terme de correction dépendant des propriétés du *cluster*. Une première forme de correction est étudiée, dépendant uniquement de la masse du *cluster* A_j avec un paramètre libre :

$$\Delta_j^{(1)} = a_1 \sqrt{A_j} \quad (4.16)$$

Une deuxième forme est étudiée, dépendant à la fois de la masse et de l'isospin I_j du *cluster* avec 4 paramètres :

$$\Delta_j^{(4)} = a_1 A_j^{a_2} + a_3 |I_j|^{a_4} \quad (4.17)$$

Les paramètres sont fixés en minimisant la dispersion des volumes libres entre les

clusters. Soit l'ensemble de paramètres ϑ , le *likelihood* est défini comme :

$$P(\vartheta|X) = \mathcal{N} \exp \left[-\frac{\sum_j (V_j(\vartheta) - \bar{V}(\vartheta))}{2\bar{V}(\vartheta)^2} \right], \quad (4.18)$$

où \mathcal{N} est une constante de normalisation.

Les figures 4.13-a et 4.13-b présentent les volumes libres corrigés avec les formes $\Delta^{(1)}$ et $\Delta^{(4)}$, respectivement. Les valeurs entre les deux corrections sont compatibles, mais la forme avec le plus grand nombre de paramètres présente nécessairement des dispersions plus grandes. Pour la suite de l'analyse, on choisit de ne garder que les volumes libres corrigés par la forme $\Delta^{(1)}$.

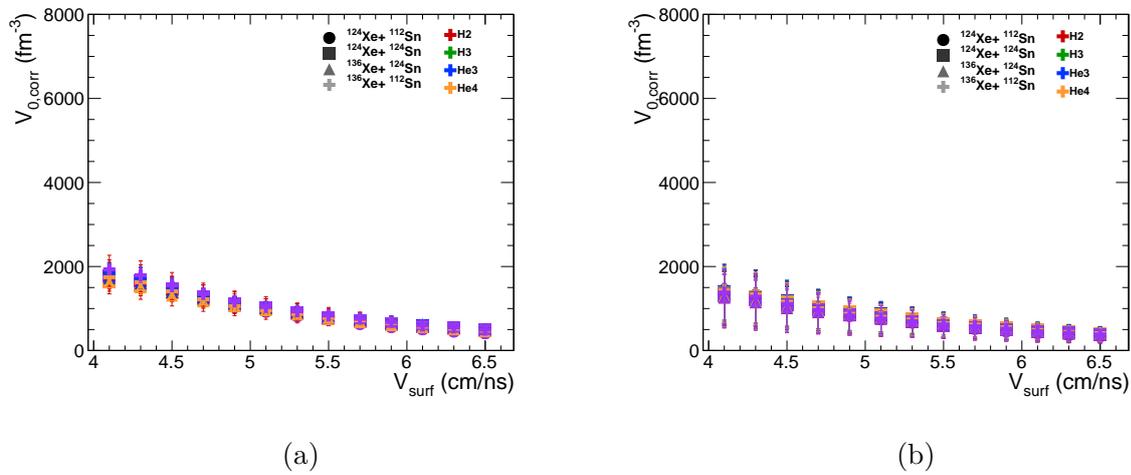


FIGURE 4.13 – Volumes libres corrigés avec la forme $\Delta^{(1)}$ (a) et la forme $\Delta^{(4)}$ (b) pour chaque noyau et chaque système en fonction de v_{surf} . Les barres d'erreurs, asymétriques, représentent les incertitudes à $1\text{-}\sigma$ et $2\text{-}\sigma$.

4.3.5 Densités baryoniques

La densité baryonique d'un système nucléaire est une quantité difficile à mesurer expérimentalement. L'approche du modèle thermodynamique avec l'hypothèse du gaz parfait permet d'accéder facilement à cette quantité qui est calculée comme le rapport entre la masse et le volume de la source pour chaque intervalle en v_{surf} :

$$\rho(v_{\text{surf}}) = \frac{A(v_{\text{surf}})}{V} \quad (4.19)$$

La masse $A(v_{\text{surf}})$ est celle obtenue dans la section 4.3.3, en revanche pour le volume, il faut ajouter le volume occupé par les *clusters* au volume libre calculé dans la section 4.3.4. Pour chaque intervalle en v_{surf} , le volume total s'écrit :

$$V = \bar{V}_{0,\text{corr}}(v_{\text{surf}}) + \frac{4}{3}\pi r_0^3 A(v_{\text{surf}}) \quad (4.20)$$

La figure 4.14 présente la densité en fonction de v_{surf} pour les différents systèmes. La densité calculée augmentant avec v_{surf} (diminuant avec le temps d'émission) est com-

patible avec l'hypothèse d'un gaz en expansion. Elle varie entre $\rho_0/8$ et $\rho_0/3$ environ et correspondent donc à des faibles densités.

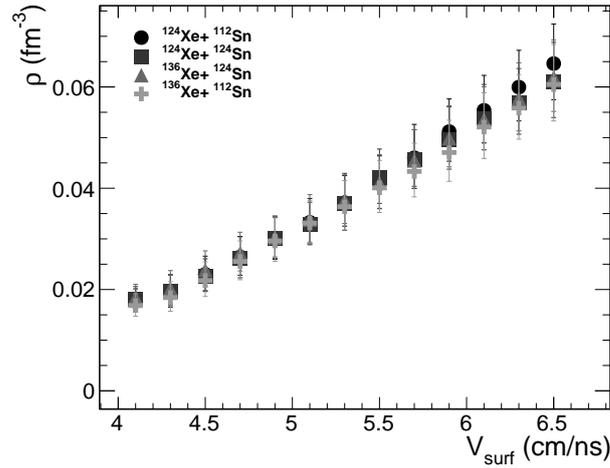


FIGURE 4.14 – Densité baryonique pour chaque système en fonction de v_{surf} .

4.3.6 Fraction de protons

La fraction de protons témoigne de l'asymétrie de la matière, autrement dit la proportion de neutrons et de protons. Elle se définit comme la somme de tous les protons (libres et liés) divisée par la somme de tous les nucléons du système :

$$Y_p = \frac{\sum_j M_j \times Z_j}{\sum_j M_j \times A_j}, \quad (4.21)$$

où M_j est la multiplicité de l'espèce j .

La figure 4.15 présente la fraction de protons pour les différents systèmes en fonction de v_{surf} . Tandis que l'ensemble des fraction de protons n'évolue que très peu avec v_{surf} , on note une hiérarchie entre les systèmes qui correspondent aux fractions de protons totales des différents systèmes initiaux. Les erreurs sur Y_p sont uniquement dues à la propagation des erreurs statistiques des multiplicités mesurées.

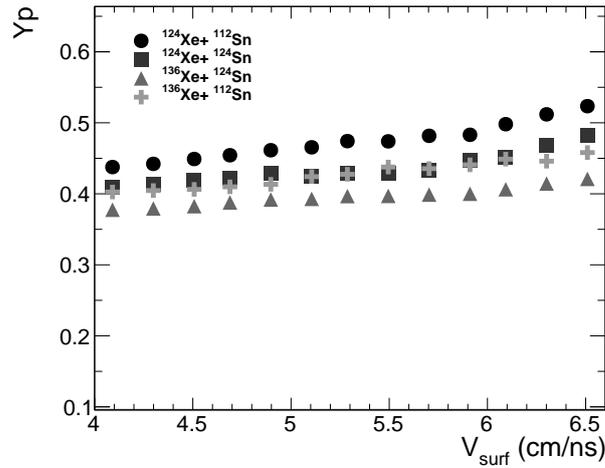


FIGURE 4.15 – Fraction de proton pour chaque système en fonction de v_{surf} .

4.3.7 Fractions massiques et constantes d'équilibre

Après avoir décrit les caractéristiques thermodynamiques de la source, on peut maintenant s'intéresser à sa composition chimique pour ces différentes situations thermodynamiques notées (T, ρ, Y_p) . Deux types d'observables sont utilisées : les fractions massiques et les constantes d'équilibres chimiques.

Fractions massiques. La fraction massique par particule se mesure facilement à partir des multiplicités de particules :

$$w_j = \frac{M_j \times A_j}{\sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}} A_j} \quad (4.22)$$

La figure 4.16-a présente les fractions massiques des *clusters* et nucléons libres en fonction de la densité baryonique du système. De manière analogue, on peut représenter ces fractions massiques en fonction de la température du système comme montré dans la figure 4.16-b. Dans les modèles comme celui du champ moyen relativiste de Typel [18], les fractions massiques des *clusters* augmentent avec ρ à basse densité et diminuent lorsque le mécanisme de dissolution intervient. La température quant à elle modifie la densité d'apparition et de dissolution des *clusters*. Dans le cas présent, l'évolution n'est ni à densité fixe ni à température fixe, il est alors compliqué d'interpréter l'évolution des fractions massiques sans les comparer directement avec un modèle. En revanche, on observe qu'à basse densité et à basse température, le système est dominé par les ^4He tandis que les nucléons libres deviennent prédominants à plus haute densité et température.

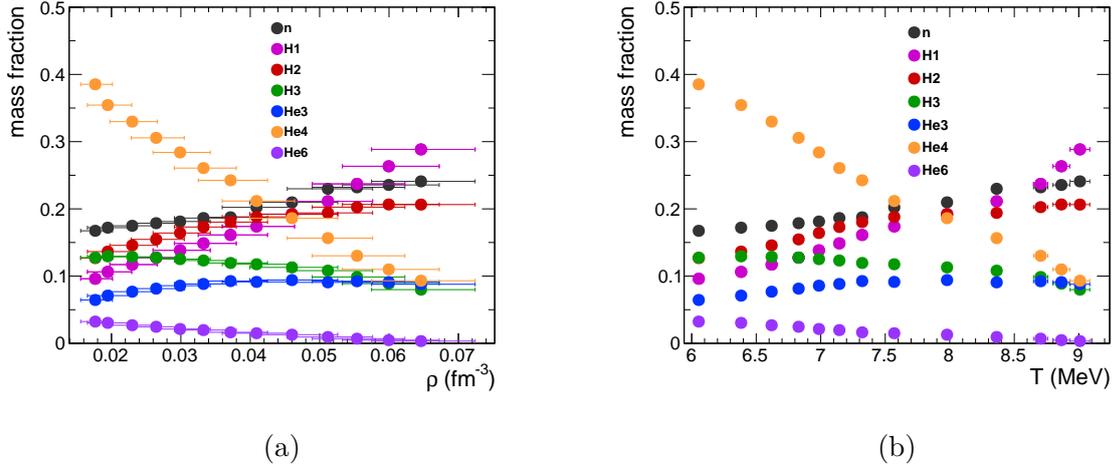
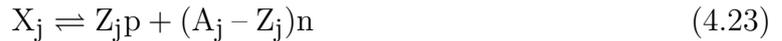


FIGURE 4.16 – Fractions massiques des *clusters* légers et nucléons libres en fonction de la densité baryonique (a) et de la température (b) pour le système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$.

Équilibre chimique. L'équilibre chimique entre les *clusters* et les nucléons libres se définit comme l'état où la formation des *clusters* est contre-balançée par leur dissolution en nucléons libres. Ainsi, lorsque l'équilibre chimique est atteint, la composition chimique du système est constante. En revanche, lorsque le système est soumis à des changements de ses conditions thermodynamiques, l'état d'équilibre est modifié et la composition chimique aussi.



La loi d'action de masse nous donne pour chaque relation d'équilibre (et donc pour chaque *cluster*) une constante d'équilibre chimique s'écrivant :

$$K_c(X_j) = \frac{\rho_j}{\rho_p^{Z_j} \rho_n^{A_j - Z_j}} \quad (4.24)$$

où $\rho_{j,p,n}$ sont les densités partielles du *cluster* X_j et des protons et neutrons libres, soit $\rho = \sum_j \rho_j + \rho_p + \rho_n$. Les densités partielles n'étant pas directement mesurées, l'expression est reformulée en fonction des fractions massiques qui elles sont directement mesurées :

$$K_c(X_j) = \frac{w_j}{w_p^{Z_j} w_n^{A_j - Z_j}} \rho^{1-A_j} \quad (4.25)$$

La figure 4.17 présente les constantes d'équilibre chimique des différents *clusters* en fonction de la densité (a) et de la température (b). À l'instar des travaux dans [109], les constantes d'équilibre dépendent de la masse des *cluster* et sont indépendantes de leurs isospins ainsi que de la fraction de protons du système. La constante d'équilibre est une observable dite universelle. Il est en revanche important de noter que les constantes d'équilibre chimique ne sont pas directement mesurées et dépendent de la densité.

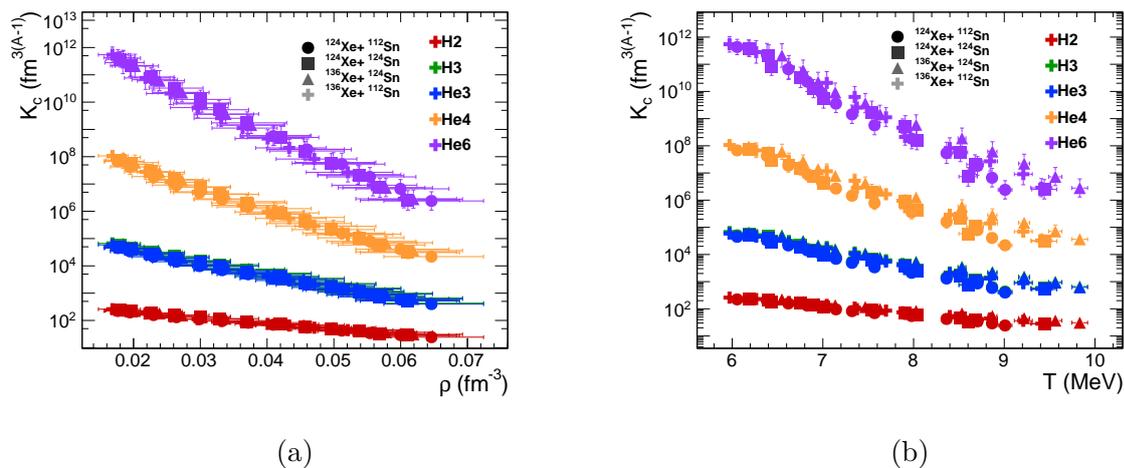


FIGURE 4.17 – Constantes d'équilibre chimique des *clusters* légers en fonction de la densité baryonique (a) et de la température (b) pour les différents systèmes.

4.4 Vérification de l'hypothèse d'équilibre

L'équilibre est une condition indispensable pour pouvoir traiter les ensembles statistiques construits et permet notamment de pouvoir définir une température et une densité. Comme expliqué dans la section 4.2, les ensembles sont construits avec une observable de tri permettant de caractériser plusieurs états thermodynamiques. Pour vérifier que ces ensembles possèdent bien des propriétés d'équilibre (et plus particulièrement d'équilibre chimique), on propose un test basé sur l'existence d'une relation d'*isoscaling*.

L'*isoscaling* nucléaire désigne l'ensemble des propriétés d'échelle sur la production d'isotopes qui émergent de la comparaison entre deux systèmes qui diffèrent en fraction de protons [123]. Ici, les deux systèmes représentent deux ensembles de même v_{surf} pour deux systèmes différents. L'étude de ces propriétés suppose que les deux systèmes se trouvent à l'équilibre, à une température T et à un volume V identiques. En outre, si l'équilibre est atteint et que les conditions thermodynamiques sont similaires entre les deux systèmes, une relation de proportionnalité sur la population d'isotopes existe. La population de particule $N(A, Z)$ au sein d'un système à l'équilibre est donnée par :

$$\mathcal{N}(A, Z) = V \frac{[M(A, Z) 2\pi T]^{3/2} g(A, Z)}{h^3} \exp\left[\frac{\mu(A, Z)}{T}\right], \quad (4.26)$$

où $M(A, Z) = Am_{\text{nucleon}} - B(A, Z)$ est la masse du *cluster* (A, Z) , $B(A, Z)$ son énergie de liaison et h la constante de Planck. En négligeant les états excités, le facteur de dégénérescence s'écrit :

$$g(A, Z) = [2J(A, Z) + 1] \exp\left[\frac{B(A, Z)}{T}\right]. \quad (4.27)$$

où $J(A, Z)$ est le spin du *cluster*.

Le potentiel chimique du *cluster* (A, Z) s'exprime comme :

$$\mu(A, Z) = N \mu_n + Z \mu_p, \quad (4.28)$$

où μ_n et μ_p sont les potentiels chimiques des neutrons et protons libres.

On calcule le rapport de population du *cluster* (A, Z) entre les deux systèmes S1 et S2 :

$$R(A, Z)_{S2S1} \equiv \frac{\mathcal{N}(A, Z)_{S2}}{\mathcal{N}(A, Z)_{S1}} = \left(\frac{V_{S2}}{V_{S1}} \right) \left(\frac{T_{S2}}{T_{S1}} \right)^{3/2} \left(\frac{A m - B(A, Z)_{S2}}{A m - B(A, Z)_{S1}} \right)^{3/2} \quad (4.29)$$

$$\exp \left[\left(\frac{\mu(1, 0)_{S2}}{T_{S2}} - \frac{\mu(1, 0)_{S1}}{T_{S1}} \right) N + \left(\frac{\mu(1, 1)_{S2}}{T_{S2}} - \frac{\mu(1, 1)_{S1}}{T_{S1}} \right) Z \right] \quad (4.30)$$

$$\exp \left[\frac{B(A, Z)_{S2}}{T_{S2}} - \frac{B(A, Z)_{S1}}{T_{S1}} \right]. \quad (4.31)$$

Dans la situation où les systèmes S1 et S2 ont des températures identiques, mais des volumes et isospins différents, on a :

$$R(A, Z)_{S2S1} = C \exp [\alpha N + \beta Z] \quad (4.32)$$

où α et β sont appelés les paramètres d'*isocaling*.

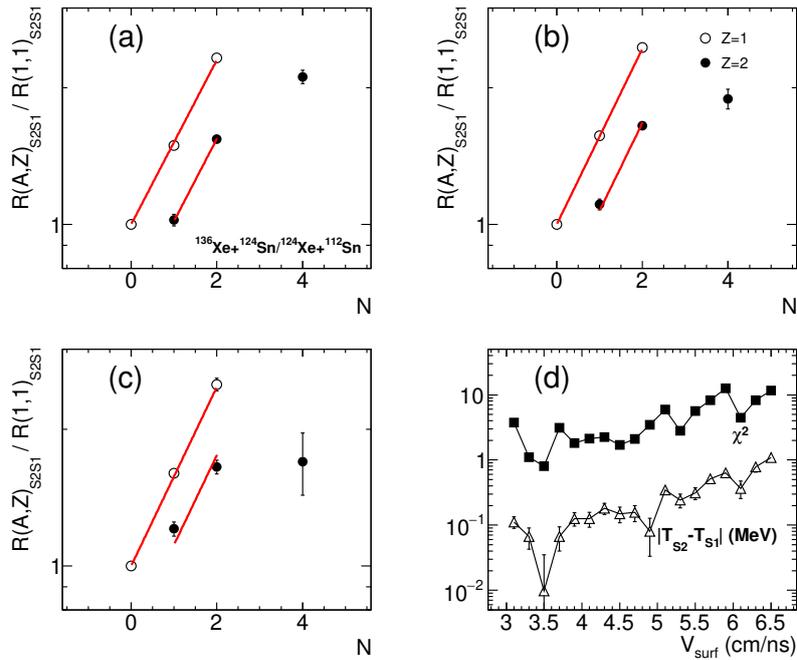


FIGURE 4.18 – Rapports d'*isocaling* normalisés entre les systèmes ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$ (S2) et ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$ (S1) pour 3 ensembles en v_{surf} : 3.3 (a), 4.7 (b) et 6.3 (c) cm/ns. Les lignes sont les ajustements utilisant la relation 4.32 pour chaque ensemble en excluant les ${}^6\text{He}$. La figure (d) présente l'évolution du χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté ainsi que la différence de température entre les deux systèmes en fonction de v_{surf} .

Afin d'éliminer de potentiels problèmes sur la production de particules entre les systèmes, on normalise les rapports d'*isocaling* des *clusters* par rapport à ceux des protons.

$$\frac{R(A, Z)_{S2S1}}{R(1, 1)_{S2S1}} = \exp [\alpha N + \beta (Z - 1)] \quad (4.33)$$

Cette normalisation permet également de faciliter la procédure d'ajustement puisque le point associé aux protons est (1,1) par construction et la constante de normalisation est éliminée.

Les figures 4.18-a à 4.18-c présentent les rapports d'*isocalings* normalisés des différentes espèces considérées pour différents ensembles de v_{surf} ainsi que les ajustements réalisés à partir de l'équation 4.32. Un ajustement est réalisé pour chaque ensemble (18 ajustements indépendants), en ne prenant pas en compte les ${}^6\text{He}$ (on discute de leur cas dans la suite). Les paramètres obtenus sont présentés dans la figure 4.19.

L'existence d'une relation d'*isocaling* pour les ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$ indique que la production de ces derniers est compatible avec les propriétés d'équilibre chimique. La figure 4.18-d présente le χ^2 calculé en fonction de v_{surf} , estimateur de la qualité des ajustements, ainsi que la différence en température entre S1 et S2 calculée avec la relation 4.3. Il existe une corrélation entre la différence de température et la qualité des ajustements qui confirme le fait que la relation d'*isocaling* est établie uniquement lorsque les systèmes possèdent des températures similaires.

Contrairement aux autres espèces, l' ${}^6\text{He}$ ne semble pas compatible avec les ajustements, l'une des hypothèses est que la production de ce dernier est supprimée par des effets de taille finie. En effet, les masses de sources varient entre 30 et 50 nucléons, former un *cluster* riche en neutrons et composé de 6 nucléons peut être difficile. Dans la suite du travail, on ne considérera plus l' ${}^6\text{He}$, ne contribuant finalement que très peu au système.

La figure 4.19 présente les paramètres d'*isocaling* α et β en fonction de v_{surf} . Dans la littérature [124-126], le paramètre α a été relié au coefficient de symétrie C_{sym} :

$$\alpha = 4 \frac{C_{\text{sym}}}{T} \left[\left(\frac{Z_{\text{S1}}}{A_{\text{S1}}} \right)^2 - \left(\frac{Z_{\text{S2}}}{A_{\text{S2}}} \right)^2 \right] \quad (4.34)$$

Cependant, cette relation n'est valide que dans la limite de température nulle ($T \rightarrow 0$) et ne peut donc pas être applicable ici pour des températures de l'ordre de 5 MeV.

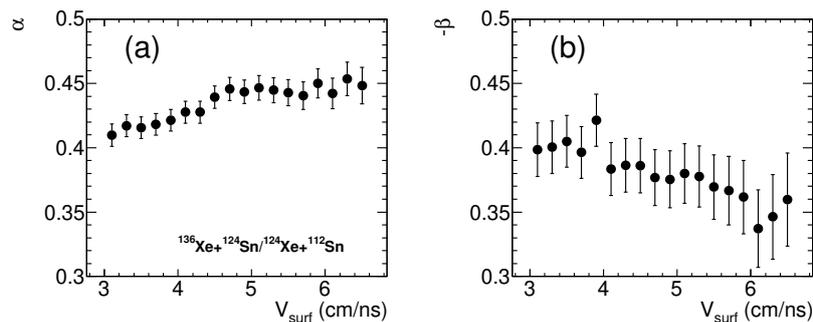


FIGURE 4.19 – Paramètres α (a) et $-\beta$ (b) des ajustements d'*isocaling* en fonction de v_{surf} .

4.5 Comparaison avec RMF

Dans les sections 4.2 et 4.3, nous avons présenté la construction de différents ensembles statistiques et avons caractérisé leurs propriétés thermodynamiques et composition chimique. La méthodologie originale de Qin *et al.* a été suivie, en considérant le formalisme

du gaz parfait (pas d'effets de milieu). Par le biais de nouvelles méthodes de comparaison entre les données expérimentales et le modèle RMF (où des effets de milieu existent) nous allons essayer de lever cette contradiction. Ces comparaisons seront réalisées dans le cadre d'une analyse bayésienne afin d'obtenir une distribution *a posteriori* du paramètre de couplage des *clusters* avec le milieu (voir la partie 1.1.3 pour la description du modèle employé). Les paramètres et contraintes expérimentales sont les propriétés thermodynamiques et les compositions chimiques mesurées pour les différents ensembles statistiques. Il nous faut donc définir une méthode d'évaluation de l'erreur entre les données et le modèle et trouver la solution optimale. En mathématiques, on parle de problème d'optimisation.

4.5.1 Méthode d'optimisation

Le principe de l'optimisation repose sur l'évaluation d'une fonction de coût (ou fonction d'erreur) traduisant la qualité de reproduction des données par le modèle. Cette fonction, définie sur l'espace des paramètres du modèle, doit ainsi prendre en compte la déviation de chaque point évalué par le modèle par rapport aux points expérimentaux par des variables de contrôle (composition chimique du système). Une fois cette fonction définie, on passe à l'étape d'optimisation, qui vise à trouver le minimum (global) de la fonction de coût en explorant efficacement l'espace des paramètres. Dans ce travail, on utilise une librairie en Julia, *BlackBoxOptim* [127], pour réaliser le travail d'optimisation.

Fonction de coût. On note $X_{T,\rho,y_p}^{\text{exp}}$ et $X_{T,\rho,y_p}^{\text{RMF}}(\vartheta)$ les observations de composition chimique des données et du modèle pour des mêmes conditions thermodynamiques (T, ρ, y_p) où ϑ représente l'ensemble des paramètres du modèle. Selon le théorème de Bayes, la probabilité a posteriori de ϑ s'écrit comme :

$$P(\vartheta|X_{T,\rho,y_p}^{\text{exp}}) = \frac{\mathcal{L}(\vartheta|X_{T,\rho,y_p}^{\text{exp}}) \times P(\vartheta)}{P(X_{T,\rho,y_p}^{\text{exp}})} \quad (4.35)$$

$P(\vartheta)$ est la probabilité a priori de ϑ choisie comme une distribution plate ; $P(X_{T,\rho,y_p}^{\text{exp}}) = \sum \mathcal{L}(\vartheta|X_{T,\rho,y_p}^{\text{exp}}) \times P(\vartheta)$ est la probabilité marginale pouvant être vu comme une constante de normalisation. La vraisemblance (ou *likelihood*) $\mathcal{L}(\vartheta|X_{T,\rho,y_p}^{\text{exp}})$ mesure la capacité d'un ensemble de paramètres ϑ à reproduire les données observées.

Dans le cas présent, les ensembles X_{T,ρ,y_p} désignent les mesures de compositions chimiques (Kc ou w) pour chaque ensemble statistique i (avec $i = (T_i, \rho_i, y_{p,i})$) et chaque espèce j (avec $j = (^1\text{H}, ^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He}, ^4\text{He})$). On choisit ici un *likelihood* gaussien, s'écrivant comme :

$$\mathcal{L}_{\text{gauss}}(\vartheta|X_{T,\rho,y_p}^{\text{exp}}) = \prod_{i,j} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma (X_{i,j}^{\text{exp}})^2}} \exp \left[-\frac{(X_{i,j}^{\text{exp}} - X_{i,j}^{\text{RMF}}(\vartheta))^2}{2\sigma (X_{i,j}^{\text{exp}})^2} \right] \quad (4.36)$$

La fonction à minimiser pour trouver la solution optimale (également appelée fonction de coût) dans l'espace des paramètres est définie comme :

$$f_{\text{cost}}(\vartheta) = -\log(\mathcal{L}_{\text{gauss}}) \quad (4.37)$$

Dans la suite, on fera référence au “score” de cette fonction, désignant simplement la qualité d’ajustement entre les données expérimentales et le calcul.

Recherche de la solution. Le nombre de paramètres peut être important (on le verra dans la suite), un échantillonnage uniforme de l’espace des paramètres serait beaucoup trop coûteux en temps. Pour trouver une solution globale à moindre coût, on utilise un algorithme d’optimisation chargé d’explorer “intelligemment” l’espace des paramètres. Beaucoup de méthodes différentes existent et répondent à des problèmes de nature très différente, il est alors important de choisir la méthode adéquate.

Par exemple, les méthodes de gradient se basent sur une descente pas à pas de la solution dans la direction du gradient calculé avec le point précédent. Cette technique est facilement mise en œuvre, mais nécessite que la fonction à minimiser soit différentiable en tout point. L’autre principal problème de cette méthode est sa nature locale : s’il existe des minimums locaux, il est facile que la solution se “bloque” dans ces derniers, rendant le minimum global inaccessible.

En revanche, il existe des techniques d’optimisation globales, qui regroupent notamment les algorithmes génétiques. Ces derniers, tout comme l’ensemble des algorithmes évolutifs, s’inspirent de processus inhérents au monde du vivant. Dans les algorithmes génétiques, une population de solutions (ou individus) est testée de façon itérative. À chaque itération, on réalise des opérations de croisements, de mutation et de reproduction sur les meilleurs individus (ceux qui présentent le plus grand score d’ajustement) et on répète le processus jusqu’à trouver la meilleure solution globale. Ces méthodes sont très performantes, car elles permettent d’explorer l’ensemble de l’espace des paramètres et ne nécessitent quasiment aucune connaissance *a priori* de la fonction de coût.

La méthode utilisée ici est un algorithme à évolution différentielle adaptative [128, 129], se basant sur la “mutation” itérative d’une population de points :

- Le processus commence par une population initiale de points (appelés agents) répartis aléatoirement dans l’espace des paramètres.
- On sélectionne un agent de la population puis 3 autres agents distincts aléatoirement.
- La mutation de l’agent correspond à sa nouvelle position dans l’espace des paramètres, calculée à partir d’une combinaison linéaire des positions des 3 autres agents.
- Si l’évaluation de la nouvelle position par la fonction de coût donne un meilleur score que la précédente, alors la nouvelle position remplace l’ancienne.
- On répète les trois dernières instructions pour tous les agents de la population ce qui constitue une itération. Les itérations sont répétées jusqu’à ce que le meilleur score d’ajustement soit satisfaisant.

Le caractère adaptatif de cette méthode se réfère à l’ajustement des hyper-paramètres (probabilité et facteur de mutation) et permet un équilibre entre l’exploration (capacité à rechercher une solution dans diverses régions de l’espace des paramètres) et l’exploitation (recherche de la meilleure solution dans la région optimale).

Le travail de comparaison réalisé dans les parties 4.5.2 et 4.5.3 est basé sur cette méthode d’évolution différentielle.

4.5.2 Approche du gaz parfait modifié

En premier lieu, on peut utiliser les constantes d'équilibre $\{K_{c_{i,j}}\}$ pour calibrer le modèle. Dès lors, le modèle possède un unique paramètre libre : x_s et un ensemble de conditions thermodynamiques (T, ρ, Y_p) pour lesquelles on évalue la reproduction des constantes d'équilibre chimique en utilisant la relation 4.36.

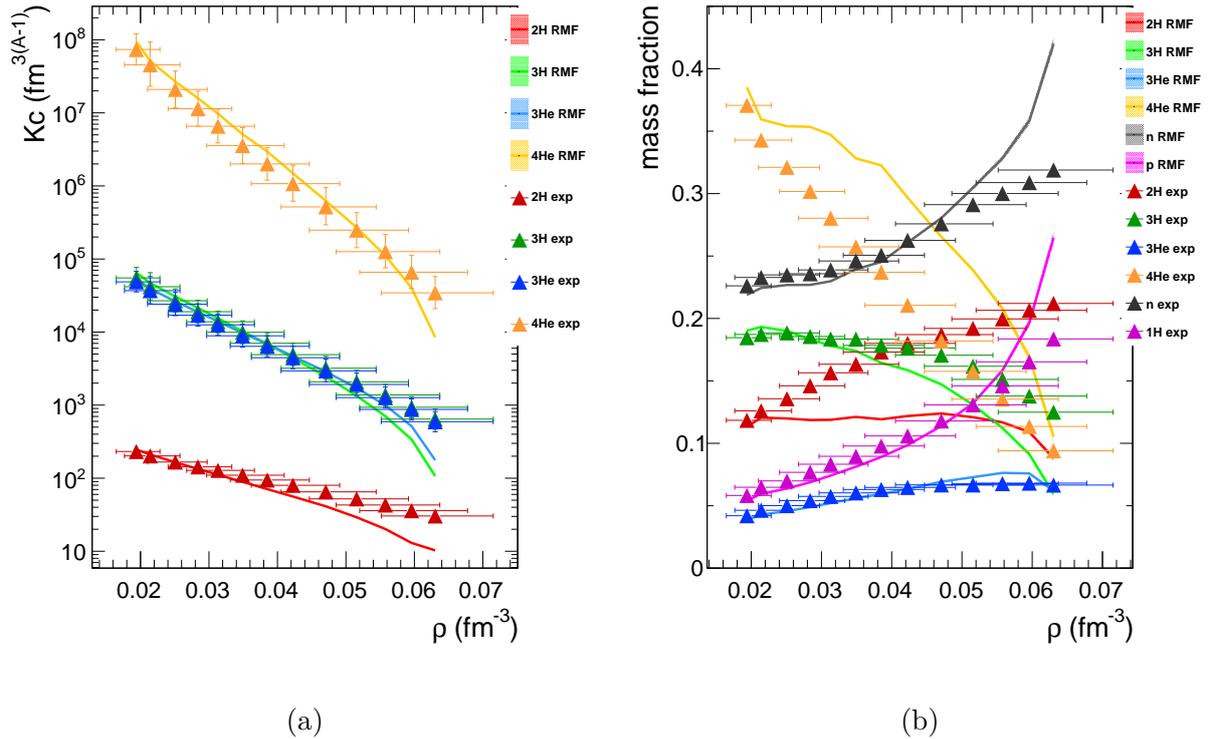


FIGURE 4.20 – Constantes d'équilibre chimique (a) et fractions massiques (b) des *clusters* légers et nucléons libres en fonction de ρ pour les données expérimentales (symboles) et le calcul RMF (lignes) pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. L'ajustement du modèle RMF est réalisé sur les comparaisons des constantes d'équilibre chimiques dans l'hypothèse du gaz parfait modifié. La valeur de x_s la plus probable est environ égale à 0.925.

La figure 4.20-a présente, en fonction de la densité baryonique, les constantes d'équilibre expérimentales et celle issues du modèle RMF après calibration du paramètre x_s . L'examen rapide de la figure amène à la conclusion suivante : les constantes d'équilibre chimique sont correctement reproduites jusqu'à une certaine densité (0.05 fm^{-3} pour les ^4He ; 0.045 fm^{-3} pour les ^3H et ^3He ; et 0.03 fm^{-3} pour les ^2H). De manière similaire, la figure 4.20-b présente quant à elle les fractions massiques issues de la même procédure d'ajustement. Il est important de noter que les fractions massiques donnent accès à deux informations supplémentaires : les protons et les neutrons libres, ces derniers n'étant pas directement détectés, ils ne sont pas pris en compte pour la procédure d'ajustement. On remarque cette fois un accord moins bon entre les données et le modèle. Par exemple, les fractions massiques des ^2H (en rouge) augmentent avec la densité dans les données expérimentales tandis qu'elles diminuent pour le modèle. Cette observation pose un problème, car les fractions massiques sont les observables les plus brutes utiles pour les comparaisons

tandis que les constantes d'équilibre ne sont finalement qu'un rapport de fractions massiques multipliés par la densité à la puissance $(1-A)$ du *cluster* considéré. On peut conclure que ces fractions massiques apportent une contrainte plus forte qu'il conviendra d'utiliser dorénavant. On peut conclure également que la calibration du modèle avec les constantes d'équilibre chimiques apporte sans doute un biais car celles-ci ne sont pas mesurées et dépendent de la densité.

La figure 4.21 présente la distribution a priori et a posteriori du paramètre x_s dont la valeur centrale (≈ 0.925) est compatible avec les résultats dans [111]. Sur la base des comparaisons avec RMF, on conclut que cette approche, basée sur les paramètres thermodynamiques du gaz parfait modifié, ne permet pas une bonne reproduction des fractions massiques expérimentales par un modèle de matière nucléaire infinie où il existe des interactions et des effets de milieu. L'incohérence soulevée suggère l'adoption d'une nouvelle méthode.

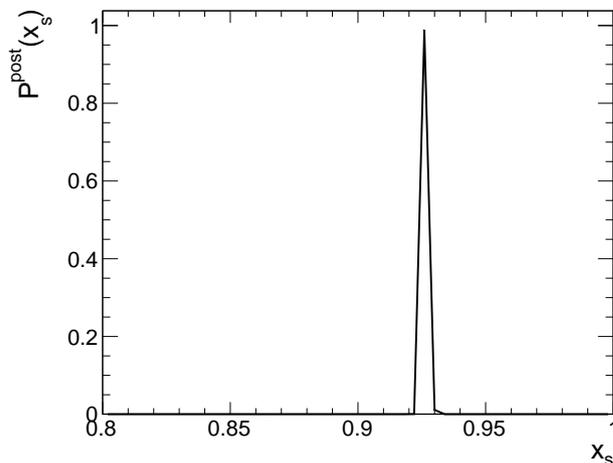


FIGURE 4.21 – Distribution de probabilité a posteriori du paramètre x_s .

4.5.3 Approche sans *a priori* simple

Au vu des résultats et conclusions présentés ci-dessus, on choisit une nouvelle approche dans laquelle les températures et densités ne dépendent plus de l'hypothèse du gaz parfait. Les observables ρ et T sont maintenant des paramètres du modèle définis par deux fonctions paramétriques de v_{surf} :

$$\rho(v_{\text{surf}}) = a_1 \times v_{\text{surf}}^2 + a_2 \times v_{\text{surf}} + a_3 \quad (4.38)$$

$$T(v_{\text{surf}}) = b_1 \times v_{\text{surf}}^2 + b_2 \times v_{\text{surf}} + b_3 \quad (4.39)$$

avec l'ensemble formé des 7 paramètres libres : $\vartheta = \{a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3, x_s\}$. Le choix de fonctions quadratiques se justifie par la volonté d'avoir un nombre de paramètres final faible tout en laissant un minimum de liberté aux valeurs que peuvent prendre ρ et T , en supposant tout de même qu'il existe une corrélation avec v_{surf} .

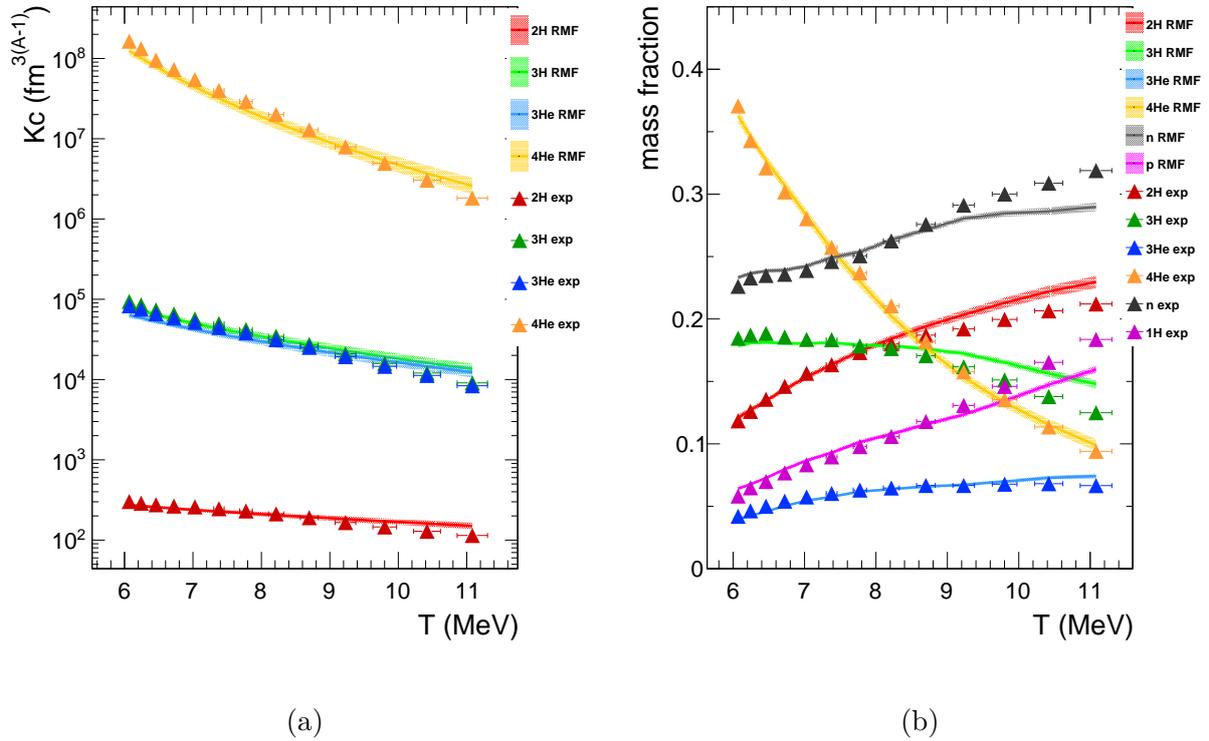


FIGURE 4.22 – Constantes d’équilibre chimique (a) et fractions massiques (b) des *clusters* légers et nucléons libres en fonction de ρ pour les données expérimentales (symboles) et le calcul RMF (lignes) pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. L’ajustement du modèle RMF est réalisé sur les comparaisons de fractions massiques avec les conditions thermodynamiques contraintes par les relations 4.38 et 4.39.

Les figures 4.22-a et 4.22-b présentent les constantes d’équilibre chimique et les fractions massiques en fonction des nouvelles températures pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. L’accord entre les données et le calcul RMF est nettement supérieur à ce qui a été observé sur la figure 4.20, tant pour les constantes d’équilibre que pour les fractions massiques. Cette approche semble donc bien plus robuste que l’approche précédente.

L’examen des densités a posteriori montrés sur la figure 4.23-a indique une compatibilité avec une valeur unique pour tous les ensembles en v_{surf} . Ce résultat marque une rupture avec les observations réalisées dans le cadre du modèle de gaz parfait modifié où les densités étaient compatibles avec l’évolution d’une source en expansion. Ainsi, avec cette nouvelle approche reproduisant mieux les compositions chimiques, tout porte à penser qu’une unique densité est accessible avec cette analyse et seules les variations de température de la source suffisent à en modifier la composition chimique. Ce résultat de densité unique, pourrait s’expliquer de la façon suivante : le système de matière nucléaire évolue initialement dense et chaud, évolue jusqu’à ce que la densité soit suffisamment faible pour que les interactions nucléaires cessent (*freeze-out* chimique), l’ensemble se propageant, “chimiquement figé”, vers les détecteurs. C’est donc cette densité de *freeze-out* qui serait la seule densité accessible en réalité. Sur la figure 4.24, on présente la distribution des densités obtenue lorsque les paramètres a_1 et a_2 de la relation 4.38 sont forcés à 0. La valeur de densité déduite est : $\rho = 0,017 \pm 0,004 \text{ fm}^{-3}$.

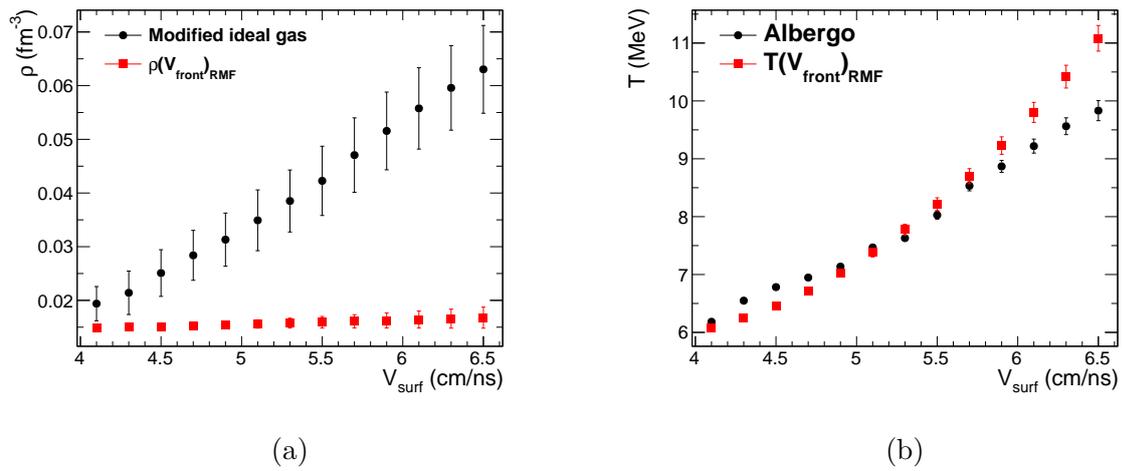


FIGURE 4.23 – Comparaison entre les densités (a) et températures (b) issues de l'analyse bayésienne (points rouges) et les valeurs expérimentales issues du modèle de gaz parfait modifié et du thermomètre d'Albergo (points noirs).

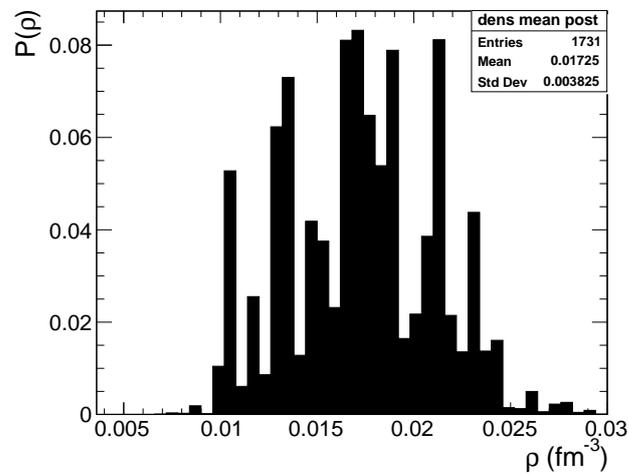


FIGURE 4.24 – Distribution a posteriori des densités selon la relation $\rho(v_{\text{surf}}) = a_3$.

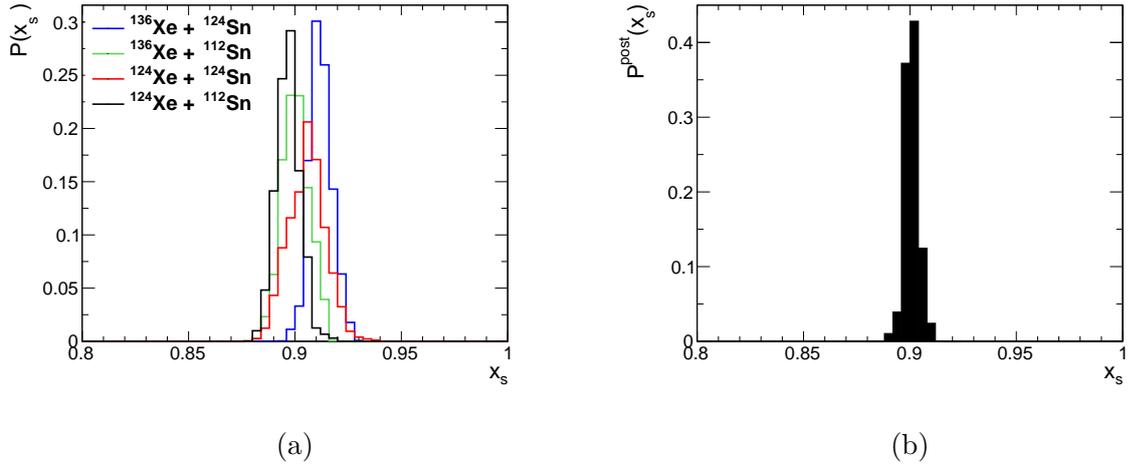


FIGURE 4.25 – Distributions a posteriori du paramètre x_s pour chaque système de collision séparés (a) et ensembles (b).

Les températures *a posteriori* montrés sur la figure 4.23-b sont compatibles avec celles obtenues expérimentalement avec la relation 4.3 ce qui valide la pertinence du thermomètre d’Albergo à basse densité. Les différences minimales observées s’expliquent par le fait que la fonction quadratique de la température n’est une hypothèse simplificatrice et rien n’indique que les températures doivent être corrélées avec v_{surf} de cette manière. La pertinence du thermomètre d’Albergo peut-être expliquée de la manière suivante. Son expression (4.3) fait intervenir une différence d’énergies de liaison des *clusters*. Bien que nous ayons pris les valeurs d’énergies de liaison dans le vide, la soustraction compenserait d’éventuelles modifications de ces dernières. Il en va de même pour le rapport protons et neutrons libres de la formule 4.6. Le doute était moindre sur cette dernière formule car la fraction de protons totale du système correspond bien à celle de la voie d’entrée pour les quatre systèmes analysés.

Nous avons présenté les résultats concernant le système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. Nous allons désormais présenter les résultats pour les quatre systèmes $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$. Dans un premier temps, la procédure d’ajustement sur chaque système de collision est réalisée indépendamment. La figure 4.25-a présente les distributions de probabilité *a posteriori* du paramètre x_s pour chacun des systèmes considérés. Les distributions montrent des écarts de valeurs centrales, bien qu’elles restent compatibles avec une valeur unique entre 0.9 et 0.91. La figure 4.25-b montre la distribution lorsque tous les systèmes sont pris en compte dans le même ajustement.

4.5.4 Approche sans *a priori* totale

Pour l’approche dite “sans *a priori* totale”⁵ la densité et la température ne sont plus caractérisées par une fonction quadratique, mais sont totalement libres. Ainsi, pour chaque système de collision, on a $3N_{\text{v}_{\text{surf}}} + 1$ (une densité, température et un x_s pour chaque ensemble en v_{surf}) paramètres libres à ajuster :

$$\vartheta = \{\rho_1, \dots, \rho_{N_{\text{v}_{\text{surf}}}}, T_1, \dots, T_{N_{\text{v}_{\text{surf}}}}, x_{s,1}, \dots, x_{s,N_{\text{v}_{\text{surf}}}}\}.$$

5. Cette analyse a été conduite en collaboration par Tiago Custódio, de l’université de Coimbra au Portugal. L’objectif était de conduire deux approches en parallèle et de confronter les résultats.

À l'instar des figures 4.20-b 4.22-b, la figure 4.26 présente la comparaison entre les fractions massiques des données expérimentales et celles issues du calcul RMF après optimisation des paramètres. Chaque ensemble en v_{surf} est présenté pour les 4 systèmes de collision. L'accord entre les données et le calcul est quasiment parfait s'expliquant ici par le nombre beaucoup plus important de paramètres, chaque ensemble en v_{surf} étant traité indépendamment des autres.

La figure 4.27 présente les valeurs moyennes de température et densité en fonction de v_{surf} . Ces résultats confirment les conclusions précédentes : tous les ensembles sont compatibles avec une valeur unique de densité baryonique (également entre 0.01 et 0.02 fm⁻³). Les températures quant à elles sont également compatibles avec celles extraites expérimentalement.

Sur la figure 4.28, les distributions a posteriori des paramètres T et x_s sont présentés pour chaque ensemble en v_{surf} et chaque système. Une corrélation semble exister entre la température et x_s , ce dernier diminuant à mesure que la température augmente. La ligne noire représente un ajustement de la relation quadratique 4.40. Des petites différences entre les systèmes sont observées (taches de mêmes couleurs) à l'instar des distributions sur la figure 4.25-a. Ces différences pourraient être liées à la différence en fraction de protons entre les systèmes. En effet, le paramètre de suppression x_s concerne uniquement la partie attractive de l'interaction (mésons σ), en revanche, s'il devait exister une modification sur la partie dépendante en isospin (mésons ρ), il faudrait ajouter un nouveau paramètre x_ρ . L'absence d'un paramètre supplémentaire pourrait expliquer des différences sur x_s qui compenseraient cette dépendance manquante.

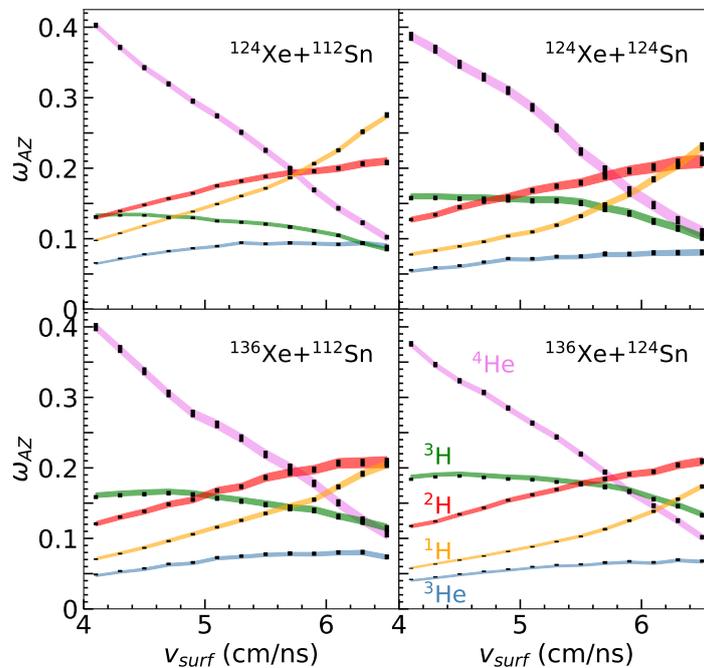


FIGURE 4.26 – Fractions massiques des espèces considérés en fonction de v_{surf} pour les données expérimentales (symboles) et le calcul RMF (bandes colorées) à 1- σ pour chaque système de collision. Issu de [130].

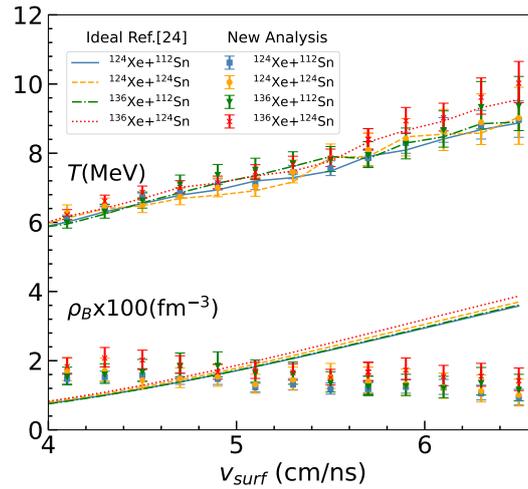


FIGURE 4.27 – Températures et densités moyennes issues de l’analyse bayésienne (points) et celles issues du modèle du gaz parfait modifié (lignes) pour chaque ensemble en v_{surf} . Issu de [130].

$$x_s(T) = aT^2 + bT + c \quad (4.40)$$

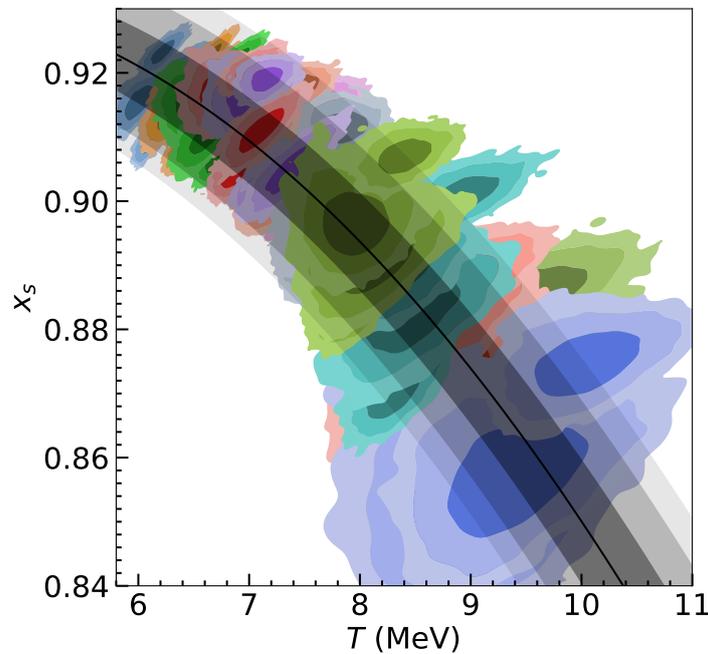


FIGURE 4.28 – Distributions de probabilité a posteriori de x_s et T à 1,2,3- σ pour chaque ensemble en v_{surf} (couleurs) et chaque système de collision. Les lignes et bandes noires représentent l’ajustement de la fonction quadratique $x_s = aT^2 + bT + c$. Issu de [130].

4.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons sélectionné des ensembles statistiques de nucléons libres et *clusters* légers compatibles avec la population de sources à différentes situations thermodynamiques à l'aide de l'observable de tri v_{surf} . Ces ensembles ont été caractérisés dans un premier temps sous une hypothèse de gaz parfait dans laquelle les volumes libres sont corrigés artificiellement. Les constantes d'équilibre chimique ont été calculées pour les isotopes d'hydrogène et d'hélium de chaque ensemble en v_{surf} puis comparées à au modèle de matière nucléaire infinie RMF. Ces comparaisons montrent une bonne reproduction des constantes d'équilibre chimiques pour un paramètre de suppression du couplage des *clusters* légers autour de 0.925. En revanche, les fractions massiques (étant des observables plus directes que les constantes d'équilibre chimiques et dépendant de moins d'hypothèses) ne sont pas bien reproduites pour ces premières comparaisons. Puisque les constantes d'équilibre chimiques ne sont finalement que des rapports de fractions massiques, on en conclut qu'elles suppriment certains effets et ne sont donc pas assez discriminantes pour ce travail.

Ces conclusions nous ont motivés à adopter une nouvelle approche : les températures et densités issues du modèle de gaz parfait sont écartées pour laisser place à une approche dite "sans *a priori*", où les températures et densités sont libres. Les comparaisons suite à cette approche montrent une bonne reproduction des fractions massiques expérimentales par le calcul RMF. Les nouvelles densités sont compatibles avec une valeur unique $\rho \simeq 0.015 = \frac{\rho_0}{10}$, pouvant s'interpréter comme la seule densité accessible par cette analyse : la densité de *freeze-out* chimique. En revanche, les températures sont compatibles avec celles évaluées par les multiplicités de ^3H et ^3He , ce qui appuie la pertinence du thermomètre d'Albergo à basse densité. L'approche initiale basée sur le modèle de gaz parfait ne permettant pas la bonne reproduction des fractions massiques, elle est donc abandonnée au profit de l'approche sans *a priori*. Cette approche sans *a priori* a été renforcée par la réalisation en parallèle de deux analyses : l'une en considérant une dépendance quadratique des T et ρ avec v_{surf} et l'autre en les considérant libres pour chaque ensemble. Ces deux analyses ont mené aux mêmes conclusions.

Enfin, nous avons étudié les corrélations entre le paramètre x_s et la température pour chaque ensemble en v_{surf} et une relation quadratique a pu être établie. Cette dépendance signifie que l'interaction entre les *clusters* et le milieu décroît à mesure que la température augmente.

L'ensemble de ce travail a été réalisé pour une paramétrisation unique de l'interaction nucléaire dans RMF : FSU [2]. Un travail de l'équipe de Coimbra est en cours pour généraliser ces comparaisons à un grand nombre de paramétrisations dans une approche de type *metamodel*.

En parallèle, l'étude des rapports de multiplicité entre plusieurs systèmes d'isospin différents a permis de mettre en exergue l'existence d'une relation d'*isocaling* pour les isotopes d'hydrogène et d'hélium sauf pour l' ^6He , ce dernier souffrant des effets de taille finie. L'établissement d'une relation d'*isocaling* atteste d'une compatibilité avec un équilibre chimique des systèmes considérés.

Chapitre 5

Clusters et nucléons produits au sein du quasi-projectile

Les collisions $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à 74 MeV/nucléon constituent la première partie de l'expérience E818. Le mécanisme de réaction qui nous intéresse pour cette analyse est la vaporisation, autrement dit, la fragmentation du système en *clusters* légers et nucléons libres. Une étude basée sur les données de la première campagne d'INDRA a permis de mettre en évidence les sections efficaces de vaporisation pour différentes énergies incidentes [58]. Les choix de l'intensité du faisceau et de la durée de prise de donnée ont été fait en conséquence. L'énergie incidente choisie est un compromis entre le maximum d'énergie disponible au GANIL, la capacité des télescopes de FAZIA à arrêter les particules les plus énergétiques et la section efficace de vaporisation. Dans ce travail, le deuxième système de collision $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ n'a pas été étudié.

Le but du travail ici est similaire à celui du chapitre précédent : mesurer la composition chimique de systèmes à différentes situations thermodynamiques. La différence principale entre les deux analyses est la nature du système étudié. Dans le travail précédent, on étudiait une source d'émission formée dans la région de mi-rapidité pour des collisions centrales, en excluant le plus possible une éventuelle contamination du QP. Ici, c'est en quelque sorte l'inverse : on étudie les produits issus de la fragmentation du QP, en excluant le plus possible la pollution de la région de mi-rapidité. Cette approche différente permet de tester les limites de l'analyse établie et, si les résultats le permettent, d'établir de nouvelles contraintes dans des conditions thermodynamiques différentes et renforcer l'universalité de l'analyse. En effet, dans les deux approches, les systèmes étudiés sont très différents et on ne s'attend aucunement à peupler exactement les mêmes conditions.

Lors de la première campagne d'INDRA le système $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ a également été étudié avec l'ancienne configuration du multidétecteur. Dans l'annexe D, on présente plusieurs comparaisons entre les données issues de la première campagne et celles issues de E818.

5.1 Sélections

À l'instar de l'analyse des événements de la 5^{ème} campagne, la première étape du travail consiste à sélectionner un sous-ensemble d'événements avec les caractéristiques souhaitées. Dans cette analyse, on souhaite étudier la source d'émission du quasi-projectile (QP) lorsqu'elle se fragmente en *clusters* légers et nucléons libres. Là où dans l'analyse de la 5^{ème} campagne on sélectionnait uniquement les produits de la mi-rapidité, on souhaite

ici s'en affranchir. De la même manière, les seules particules gardées pour l'analyse sont les isotopes d'hydrogène et d'hélium. En revanche, l'un des apports principaux de cette nouvelle expérience, est la mesure et l'identification des isotopes plus lourds, jusqu'à $Z=18$. Bien que l'analyse présentée dans cette thèse soit restreinte aux isotopes légers, le but à terme est d'étendre le travail à des noyaux plus lourds.

5.1.1 Problème d'identification dans les CsI d'INDRA pour les $Z=1$

Dans la partie 3.3, nous avons présenté un problème dans l'identification des couronnes d'INDRA. Ce problème affecte les particules de $Z=1$ qui voient leur énergie estimée à partir d'un certain seuil. En dessous de ce seuil, l'énergie est correcte, mais le spectre se retrouve tronqué. Le choix pour la suite de l'analyse est d'écarter les télescopes concernés dont la liste est présentée dans l'annexe C.

Ces télescopes représentent environ 40% des télescopes des couronnes 6 à 9, leur retrait affecte grandement les multiplicités mesurées. En considérant une symétrie azimutale (autour de l'axe du faisceau), on peut supposer que pour une espèce donnée, les multiplicités par télescope d'une même couronne sont équivalentes. Ainsi, on peut pondérer la multiplicité par espèce et par couronne en fonction du nombre de télescopes manquants.

5.1.2 Empilements

Au cours de l'expérience, si l'intensité du faisceau est élevée, des erreurs dans l'acquisition peuvent mener à la mise en coïncidence de plusieurs événements indépendants. Cet effet est appelé "empilement" ou "*pile-up*" d'événements. Une partie des événements concernés peuvent présenter un nombre anormalement grand de particules et il est donc nécessaire de les éliminer¹. Pour éliminer ces cas, il faut une observable sensible aux lois de conservation et qui soit bien mesurée sur 4π d'angle solide. Dans notre cas, on utilise la pseudo-quantité de mouvement parallèle totale définie par l'équation 5.1. L'impulsion traditionnelle ($\vec{p} = m\vec{v}$) n'est pas utilisée ici, car le nombre de masse n'est pas conservé à cause des neutrons libres qui ne sont pas détectés.

$$ZV_{Z,\text{tot}} = \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}} Z_i V_{Z,i} \quad (5.1)$$

Cette quantité nécessite la mesure de la charge et de l'énergie des particules. La charge est très bien mesurée sur 4π tandis que l'énergie n'est pas accessible pour les couronnes 10 à 17 d'INDRA. Le fait que les particules sans énergie n'interviennent pas dans le calcul importe peu, car dans la suite, nous nous intéresserons qu'aux particules détectées à l'avant du centre de masse. La pseudo-quantité de mouvement initiale du système (réduite à celle du projectile, la cible étant à l'arrêt) peut se calculer à partir de l'énergie incidente du projectile. En mécanique relativiste, la vitesse réduite s'exprime suivant l'équation 5.2. Pour le projectile d' ^{36}Ar , l'énergie cinétique est de 74 MeV/nucléon, la pseudo-quantité de mouvement initiale suivant l'axe du faisceau est donc : $ZV_{Z,\text{proj}} = 18 \times 11.29 =$

1. Il faut noter que seulement une partie des événements d'empilement peuvent être détectés de la sorte. En effet, si deux événements indépendants et incomplets sont mis en coïncidence, ils seront interprétés comme un unique événement complet qu'il ne sera pas possible d'éliminer. Ces événements ne sont en revanche que très peu probables.

203.2 cm/ns.

$$|\vec{\beta}| = \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E_c + mc^2} \right)^2}, \quad (5.2)$$

où mc^2 est l'énergie de masse et E_c l'énergie cinétique de la particule.

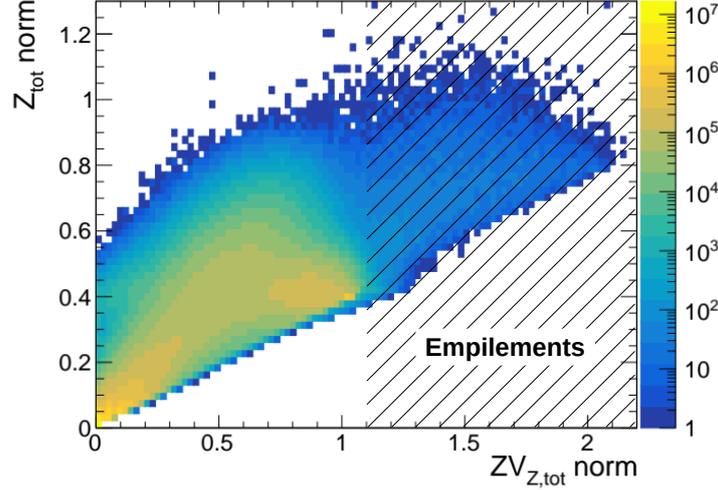


FIGURE 5.1 – Corrélations Z_{tot} versus $ZV_{Z,\text{tot}}$ pour tous les événements avec (en zone hachurée) la coupure des empilements.

La figure 5.1 présente les corrélations ($\frac{Z_{\text{tot}}}{Z_{\text{systeme}}}$ versus $\frac{ZV_{Z,\text{tot}}}{ZV_{Z,\text{proj}}}$) pour l'ensemble des événements. On observe que pour une partie des événements, la pseudo-quantité de mouvement parallèle totale est plus élevée que celle initiale, correspondant ainsi à une partie des empilements. On impose alors la condition suivante :

$$\frac{ZV_{Z,\text{tot}}}{ZV_{Z,\text{proj}}} < 1.1, \quad (5.3)$$

où la limite de 1,1 est définie légèrement au-dessus de la limite théorique de 1 dans la mesure où l'énergie cinétique des particules les plus énergétiques peut être légèrement erroné.

5.1.3 Complétude du quasi-projectile

L'efficacité géométrique du multidétecteur INDRA-FAZIA et de 91% environ, à cela s'ajoute l'efficacité intrinsèque des différents détecteurs et leurs seuils respectifs. En outre, il est rigoureusement impossible que tous les événements soient systématiquement bien mesurés, des particules peuvent manquer au bilan final de la réaction. Il faut donc sélectionner les événements pour lesquels une grande partie des produits de réaction sont détectés. Pour l'analyse qui suivra, il n'est d'aucun intérêt de souhaiter une conservation sur l'intégralité de l'angle solide, on souhaite seulement que les produits du quasi-projectile soient bien détectés. Le premier raisonnement est de considérer que les produits du QP se situent essentiellement à l'avant du centre de masse de la réaction. En réalité, le QP n'est qu'un sous-ensemble de ce qui est effectivement détecté à l'avant. On définit ainsi la charge totale mesurée à l'avant du centre de masse, incluant le QP (équation 5.4).

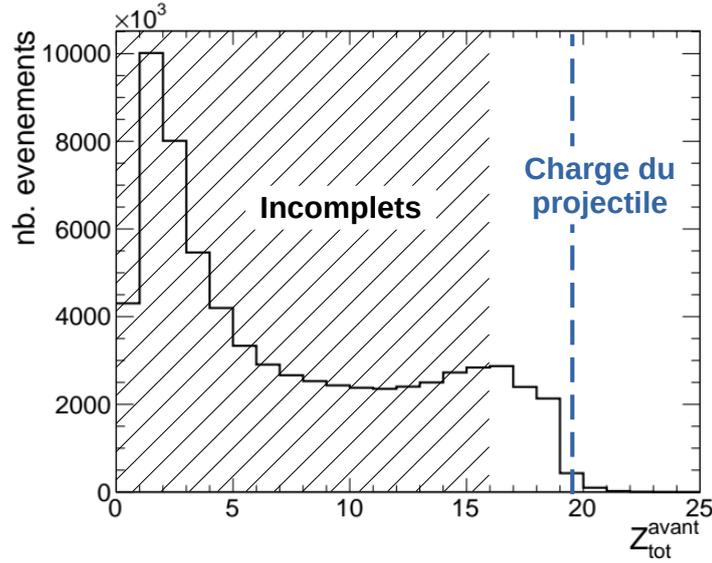


FIGURE 5.2 – Distribution de $Z_{\text{tot}}^{\text{avant}}$ pour l’ensemble des événements sélectionnés avec 5.3.

$$Z_{\text{tot}}^{\text{avant}} = \sum_{V_{Z,\text{CM}} > 0} Z_i, \quad (5.4)$$

La figure 5.2 présente la distribution de $Z_{\text{tot}}^{\text{avant}}$ pour les événements précédemment sélectionnés (“mauvais” télescopes et empilements retirés). Le nombre d’événements décroît fortement au-delà de $Z_{\text{tot}}^{\text{avant}} = 18$, ces événements minoritaires peuvent correspondre à des situations où l’espace géométrique définissant le QP est pollué par des émissions d’autres sources. On choisit de garder uniquement les événements dont la charge totale à l’avant est au moins égale à 16 (89% de la charge du projectile), soit :

$$Z_{\text{tot}}^{\text{avant}} \geq 16 \quad (5.5)$$

5.1.4 Vaporisation du quasi-projectile

La vaporisation telle que définie dans [58] est la fragmentation du système en un gaz de protons, neutrons et *clusters* légers ($Z < 3$). Le système étudié ici est le quasi-projectile, dont les produits sont compris dans la région $V_{Z,\text{cm}} > 0$. Le critère appliqué est que la charge la plus grande des particules détectées à l’avant du centre de masse soit égale ou inférieure à 2 : $Z_{\text{max}}^{\text{avant}} \leq 2$. La sélection en complétude 5.5 est donc indispensable, car il faut s’assurer que la charge la plus grande soit effectivement mesurée. Selon le critère de complétude définis, une charge d’au moins $Z=16$ doit être détectée à l’avant du centre de masse. Par rapport au projectile de charge $Z=18$, la sélection de vaporisation tolère au maximum un ${}^4\text{He}$ manqué dans l’événement. Ces événements impliquent tout naturellement la production d’un grand nombre de particules et font ainsi partie des événements les plus dissipatifs.

La figure 5.3 présente la distribution de $Z_{\text{max}}^{\text{avant}}$ pour l’ensemble des événements complets sélectionnés. La plupart des événements complets ayant au moins un noyau de charge supérieure à 2, les événements de vaporisation tels que définis dans [58] sont relativement

rares.

Par ailleurs, il est important de noter que cette sélection de vaporisation selon les critères de [58] ne constitue qu'un point de départ pour cette analyse. La vaporisation, au sens thermodynamique strict, ne se limite pas seulement à des particules de $Z < 3$, la distribution (bien que maximum pour les espèces légères) doit s'étendre à des *clusters* plus lourds. En effet, l'un des intérêts à avoir réalisé à nouveau les collisions $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ avec le nouveau dispositif INDRA-FAZIA est d'avoir accès à l'intégralité des isotopes détectés (et non pas que les isotopes d'hydrogène et d'hélium). L'ouverture de cette sélection à des *clusters* plus lourds constitue l'une des principales perspectives.

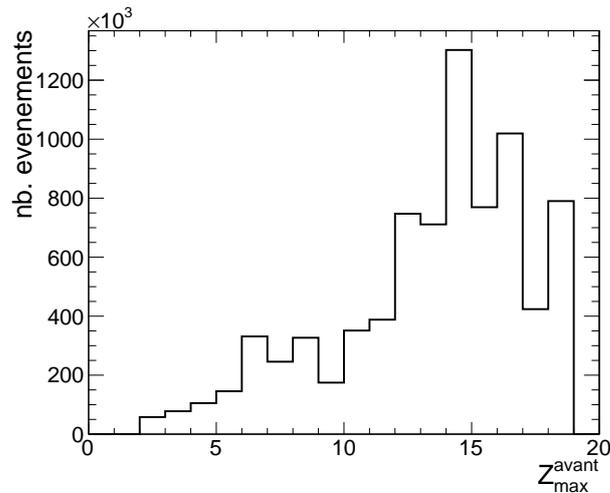


FIGURE 5.3 – Distribution de Z_{\max}^{avant} pour les événements complets.

5.1.5 Centralité

Dans le chapitre 4, on a sélectionné les collisions les plus centrales, car elles ont été attribuées à un niveau d'équilibration plus important au sein de la zone de mi-rapidité étudiée [64]. En revanche, lors de ces collisions (les plus dissipatives), on sait que le système perd la mémoire de la voie d'entrée, autrement dit, le projectile et la cible perdent leur identité, se confondant avec la zone participante à mi-rapidité. Or, dans le cas présent, pour étudier les produits du quasi-projectile, on a donc tout intérêt à ce qu'il soit toujours identifiable. C'est le cas pour les réactions les plus périphériques où seulement une partie du projectile interagit avec la cible, les deux gardant globalement leurs propriétés cinématiques.

L'observable traditionnelle est l'énergie transverse des particules légères (ici calculée à l'avant du centre de masse) définie dans 4.1. Dans le générateur d'événements HIPSE (décrit sommairement dans l'annexe A), le paramètre d'impact est connu pour chaque événement, on peut donc vérifier si des corrélations existent avec les observables souhaitées. La figure 5.4-a présente l'énergie transverse des particules légères en fonction du paramètre d'impact pour les événements HIPSE filtrés² et complets en QP. L'absence

2. Le filtre expérimental tient compte de l'efficacité géométrique du dispositif et des seuils de détections. Le but est de rendre les événements simulés comparables aux événements réels.

de corrélation claire entre les deux observables peut être liée au fait que le système de collision n'est pas symétrique, la fraction d'énergie transverse à l'avant du centre de masse n'est pas représentative de l'intégralité du système.

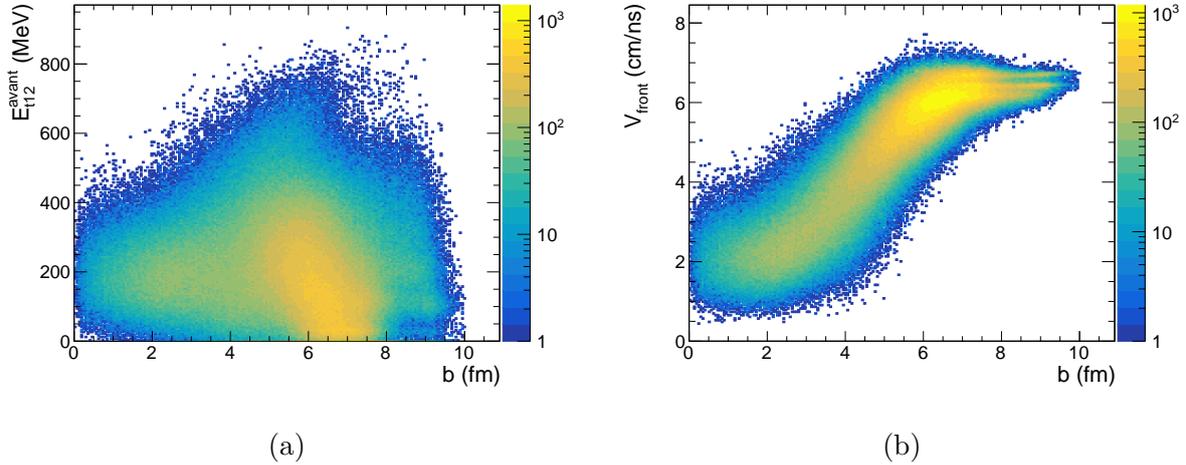


FIGURE 5.4 – E_{t12} (a) et V_{front} (b) en fonction du paramètre d'impact pour les événements générés par HIPSE avec $Z_{\text{tot}}^{\text{avant}} > 15$.

Afin d'avoir une observable plus représentative de la dynamique du quasi-projectile, on propose d'utiliser la vitesse du référentiel reconstruit avec l'ensemble des particules situées à l'avant du centre de masse :

$$V_{\text{front}} = \frac{\sum m_i \times v_i}{\sum m_i} \Big|_{v_{Z,\text{cm}} > 0} \quad (5.6)$$

Cette vitesse est liée à l'énergie cinétique du projectile dissipée lors de la collision. En effet, lors des collisions périphériques, le projectile n'interagit que très peu et garde une grande partie de son énergie cinétique initiale. Tandis que pour des collisions centrales, une partie de l'énergie cinétique du projectile sera dissipée, réduisant sa vitesse. La figure 5.4-b présente V_{front} en fonction du paramètre d'impact pour les événements HIPSE filtrés et complets en QP. Une corrélation claire existe entre les deux observables et est cohérente avec ce qui était attendu. Pour la suite de l'analyse, on choisira donc d'utiliser V_{front} comme observable de centralité.

Maintenant l'observable de centralité choisie, nous revenons sur les données expérimentales avec les événements de vaporisation sélectionnés. La figure 5.5 présente la distribution de V_{front} calculée dans le centre de masse que l'on choisit de découper arbitrairement en plusieurs intervalles de centralité. Chaque intervalle correspond à un paramètre d'impact moyen donné par HIPSE :

- I. $V_{\text{front}} < 3.5$ cm/ns : collisions centrales avec $\langle b \rangle = 2.4$ fm.
- II. $3.5 < V_{\text{front}} < 4.5$ cm/ns : collisions semi-périphériques avec $\langle b \rangle = 4$ fm
- III. $V_{\text{front}} > 4.5$ cm/ns : collisions périphériques avec $\langle b \rangle = 6.3$ fm

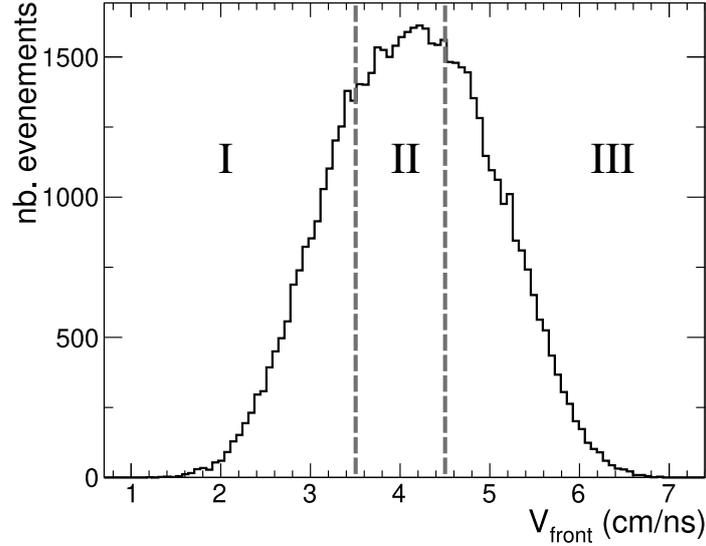


FIGURE 5.5 – Distribution de V_{front} pour les événements expérimentaux et définition des 3 régions de centralité : centraux (I) ; semi-périphériques (II) ; périphériques (III).

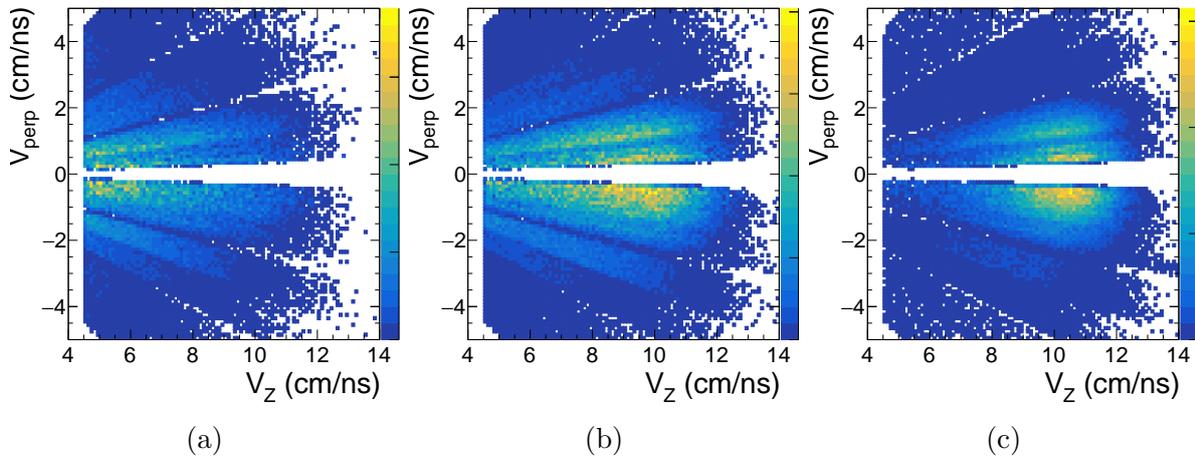


FIGURE 5.6 – Distributions $V_{\text{par}}-V_{\text{per}}$ des particules ${}^4\text{He}$ pour les 3 régions de centralité : centraux (a) ; semi-périphériques (b) ; périphériques (c).

Les distributions des vitesses des particules ${}^4\text{He}$ présentées dans la figure 5.6 révèlent une dépendance claire en fonction de la centralité : les ${}^4\text{He}$ produits dans les collisions les plus centrales sont essentiellement situés au niveau de la région de mi-rapacité (autour de 5.5cm/ns dans le laboratoire), tandis que pour les collisions les plus périphériques, les ${}^4\text{He}$ sont produits majoritairement au niveau du projectile (autour de 11cm/ns dans le laboratoire). Comme nous l'avons mentionné, on souhaite pouvoir identifier une source d'émission compatible avec le quasi-projectile. On ne garde donc que les événements les plus périphériques où la distribution des particules se situe proche de la vitesse du projectile avec la sélection : $V_{\text{front}} > 4.5$ cm/ns.

5.1.6 Bilan et effets des sélections

Le bilan des sélections successives est présenté dans le tableau 5.1 ainsi que les nombres d'événements associés.

Nom	Critères	événements
“Bons” événements	$ZV_{Z,\text{tot}}^{\text{norm}} < 1.1$ & $0 < M_{\text{tot}} \leq 96^3$ & “mauvais” télescopes retirés	6.9×10^7
Complets QP	Bon événements & $Z_{\text{tot}}^{\text{avant}} \geq 16$	7.97×10^6 (12%)
Vaporisation	Complets QP & $Z_{\text{max}}^{\text{avant}} \leq 2$	5.8×10^4 (0.08%)
Périphériques	Vaporisation & $V_{\text{front}} > 4.5$ cm/ns	2.1×10^4 (0.03%)

TABLE 5.1 – Les différentes sélections, leurs critères et les nombres d'événements associés

La figure 5.7 présente les corrélations entre la variable de sélection de vaporisation $Z_{\text{max}}^{\text{avant}}$ et la variable de complétude V_{front} . À mesure que V_{front} augmente, les collisions étant de moins en moins dissipatives, moins de particules légères sont produites et le $Z_{\text{max}}^{\text{avant}}$ est nécessairement plus grand. Or, dans notre cas, on recherche des événements périphériques avec uniquement des particules légères, qui sont relativement rares.

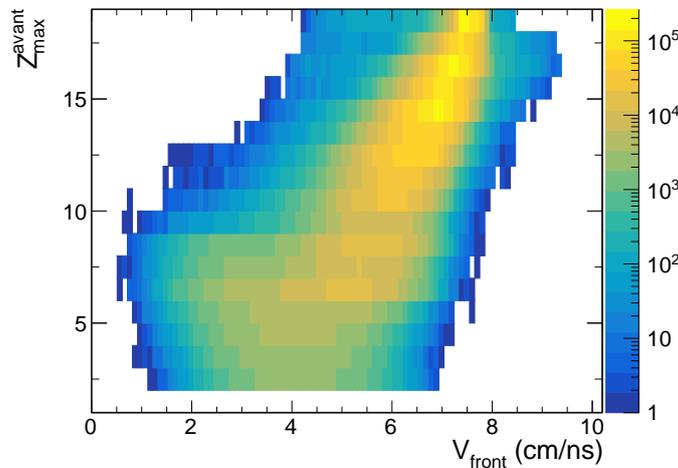


FIGURE 5.7 – $Z_{\text{max}}^{\text{avant}}$ en fonction de V_{front} pour les événements complets.

5.2 Contribution des états excités

Lors de la collision, une partie de l'énergie dissipée est convertie en énergie d'excitation distribuée parmi tous les fragments produits. Bien que les événements sélectionnés contiennent uniquement des isotopes d'hydrogène et d'hélium dans l'état final, rien ne garantit que ces derniers n'ont pas été produits par des décroissances secondaires⁴. La

4. Décroissances des fragments produits lors de la réaction, typiquement lors de la phase de propagation libre.

décroissance de ces fragments excités constitue un autre mode de production des particules qui n'est pas pris en compte dans le modèle utilisé pour les comparaisons (RMF), il faut donc estimer leur contribution. Si la décroissance d'un noyau excité est radiative (émission de paire e^+e^- ou d'un γ) il poursuivra une trajectoire quasiment identique et sera détecté comme s'il n'avait pas été excité. Si l'énergie d'excitation dépasse un seuil d'émission, le fragment excité peut décroître en émettant une ou plusieurs particules. Un cas d'école est l'état de Hoyle du ^{12}C pouvant décroître en trois particules α . Les particules produites sont corrélées et il est possible, si elles sont détectées, de remonter aux propriétés du fragment initial. C'est précisément la contribution de ces décroissances secondaires multi-particules sur la multiplicité finale qui nous intéresse ici.

Pour remonter aux propriétés des fragments excités avant décroissance, il est nécessaire d'avoir un dispositif capable de mesurer précisément des corrélations entre les produits. Un tel dispositif doit avoir une granularité importante de sorte que la reconstruction des vecteurs vitesses soit la plus précise possible et pour limiter le nombre de doubles coups (survenant lorsque deux particules sont détectées dans le même télescope). Le multi-détecteur FAZIA répond à ces caractéristiques en offrant un angle solide par détecteur de 0.62 msr entre 0° et 14° d'angle polaire.

5.2.1 Méthode de la masse invariante

Les résonances ou états excités à l'origine des émissions secondaires peuvent être reconstruits par la méthode dite de la masse invariante. Cette technique repose sur la simple conservation de l'énergie lors de la décroissance, en supposant que toute l'énergie d'excitation du noyau initial est convertie en énergie cinétique et en différence de masses. Pour les décroissances à deux corps, on a :

$$X^* \rightarrow Y_1 + Y_2 \quad (5.7)$$

où X , Y_1 et Y_2 sont respectivement le noyau initial, et les deux noyaux issus de la décroissance. Dans le référentiel du noyau excité, la conservation de l'énergie nous donne :

$$\begin{aligned} mc^2(X) + E^*(X) &= mc^2(Y_1) + mc^2(Y_2) + E_{\text{kin}}(Y_1) + E_{\text{kin}}(Y_2) \\ E^*(X) &= E_{\text{kin}}(Y_1) + E_{\text{kin}}(Y_2) - Q \end{aligned} \quad (5.8)$$

où E^* est l'énergie d'excitation du fragment, $E_{\text{kin}}(Y_1)$ et $E_{\text{kin}}(Y_2)$ sont les énergies cinétiques dans le centre de masse des deux noyaux issues de la décroissance et $mc^2(X)$, $mc^2(Y_1)$, $mc^2(Y_2)$ les énergies de masse des noyaux initial et fils. Il est donc nécessaire de détecter tous les produits de décroissance pour cette méthode. L'équation 5.8 s'applique dans un cadre non-relativiste et sert ici pour présenter l'idée de la méthode. En réalité, la reconstruction est réalisée dans un cadre relativiste, en utilisant les méthodes du *framework* KaliVeda [106].

5.2.2 Reconstructions expérimentales

Pour réaliser les reconstructions expérimentales, on sélectionne dans un premier temps uniquement les particules pertinentes pour les corrélations : celles qui sont détectées dans le multi-détecteur FAZIA en appliquant la condition $\vartheta < 14^\circ$. On souhaite ici une estimation grossière de la proportion des décroissances secondaires en incluant toutes les particules se situant à l'avant du centre de masse. On étudie ici les événements de vapori-

sation, en utilisant les sélections (complets, vaporisation, périphériques) présentées dans la section 5.1.

On choisit ici de regarder seulement certaines reconstructions d'intérêt :

- $^1\text{H} + ^4\text{He} \rightarrow ^5\text{Li}$
- $^2\text{H} + ^4\text{He} \rightarrow ^6\text{Li}$
- $^3\text{H} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Li}$
- $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be}$
- $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}$

Ces combinaisons d'intérêt incluent au moins un ^4He garantissant une population suffisante pour étudier les corrélations.

Pour chaque couple, on réalise toutes les combinaisons de particules au sein d'un même événement en calculant à chaque fois l'énergie d'excitation, notée E_{ij}^* . La figure 5.8 présente le spectre en énergie d'excitation obtenu après toutes les combinaisons $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}$. Il s'agit du spectre le plus peuplé (en raison du nombre important de ^4He) parmi les combinaisons présentées ci-dessus. De manière générale, le spectre en énergie d'excitation de toutes les combinaisons (on l'appellera le spectre total) s'exprime comme :

$$Y_{\text{total}}(E_{ij}^*) = Y_{\text{correl}}(E_{ij}^*) + Y_{\text{uncorrel}}(E_{ij}^*), \quad (5.9)$$

où Y_{correl} est le spectre des corrélations que l'on veut obtenir et Y_{uncorrel} le spectre des combinaisons non corrélées. On peut le voir sur la figure 5.8, un pic est visible autour de $E_{ij}^* = 0$ suivi d'un fond continu. Il s'agit en réalité de l'état fondamental du ^8Be suivi du fond issu des combinaisons décorréliées (qu'on appellera fond décorrélié), illustrant les deux composantes dans l'expression 5.9.

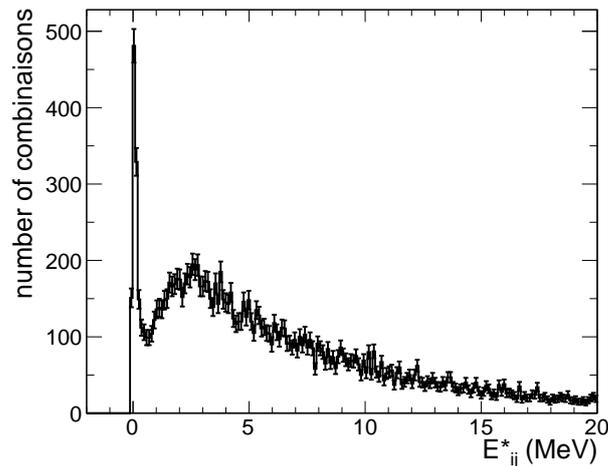


FIGURE 5.8 – Spectre d'énergie d'excitation pour les reconstructions $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}$.

5.2.3 Fond décorrélié

L'expression 5.9 montre qu'il est nécessaire de connaître le fond décorrélié (ou non-résonnant) pour accéder au spectre corrélé. Cette contribution décorréliée est induite di-

rectement par le fait que toutes les combinaisons à deux corps sont réalisées et parmi elles certaines dont les particules ne sont pas issues d'une même décroissance.

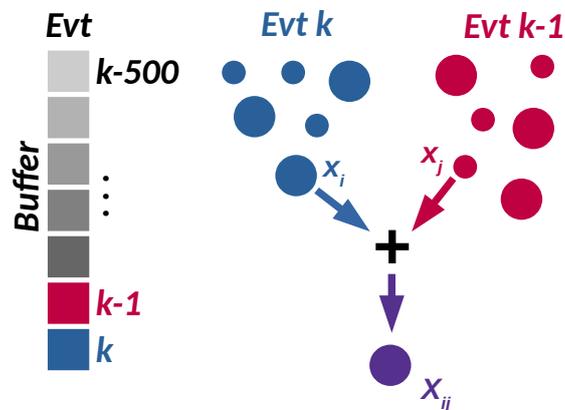


FIGURE 5.9 – Schéma illustrant la méthode de l'*event mixing* avec un *buffer* de 500 événements où k est l'indice de l'événement courant, x_i et x_j les noyaux à combiner issus de deux événements indépendants et x_{ij} le noyau reconstruit.

La technique employée ici (qui est également l'une des techniques les plus utilisées pour ce type de travail) pour évaluer ce fond est l'*event mixing*⁵. L'*event mixing* consiste à combiner des particules issues d'événements indépendants et donc complètement décorrélées. La figure 5.9 illustre la technique telle qu'elle est employée ici : on constitue un *buffer*⁶ avec les N_{buffer} ⁷ derniers événements ; on combine ensuite l'événement courant avec chaque événement du *buffer* ; pour chaque combinaison d'événements indépendants, on combine chaque particule de l'événement courant avec chaque particule de l'événement du *buffer*. Les événements mélangés passent évidemment par les mêmes sélections expérimentales de l'analyse de sorte que l'espace des phases soit équivalent.

Lors du mélange d'événements, il faut également s'assurer que les deux particules utilisées pour la reconstruction n'aient pas été détectées dans le même télescope. En effet, au sein d'un même événement, deux particules ne peuvent pas être détectées dans un même télescope. Ne pas prendre en compte cela pourrait affecter l'espace des phases accessible pour les deux particules et induire une erreur sur les reconstructions.

5. Mélange d'événements

6. Il s'agit ici simplement d'une liste d'événements.

7. le nombre est arbitrairement grand pour augmenter le nombre de combinaisons d'événements et rendre les erreurs statistiques négligeables.

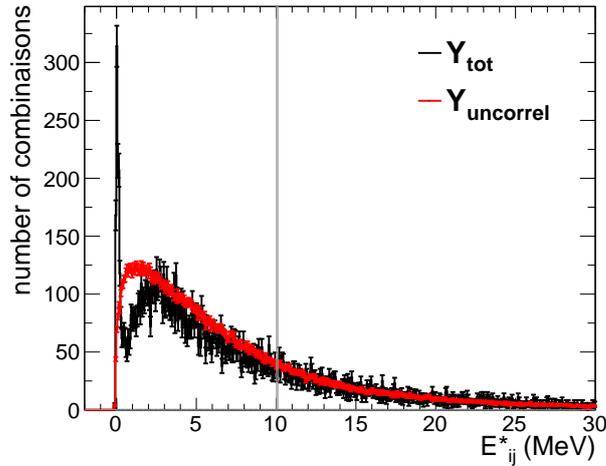


FIGURE 5.10 – Spectre d'énergie d'excitation pour les reconstructions ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$ expérimentales (noir) et d'*event mixing* (rouge).

À l'instar des combinaisons réalisées dans un même événement, on calcule toutes les caractéristiques du noyau formé pour chaque combinaison d'intérêt. Le nombre de combinaisons réalisées par *event mixing* peut être très différent (idéalement beaucoup plus grand) du nombre de combinaisons expérimentales. Pour que le fond décorrélé soit comparable avec le spectre total, il doit être normalisé. Pour ce faire, on définit une région du spectre où aucune résonance n'est attendue ou observée. Par exemple, pour le spectre du ${}^8\text{Be}$, la région est définie à partir de 10 MeV d'énergie d'excitation. On ajuste ensuite le fond décorrélé en fonction du rapport d'intégrales entre ce dernier et le spectre total sur la région définie.

Comme on peut le voir sur la fig 5.10, le fond décorrélé calculé (en rouge) est surestimé à faible énergie d'excitation. Le mélange de particules chargées avec l'*event mixing* ne tient pas compte de la déformation de l'espace des phases par la répulsion coulombienne entre les deux noyaux, expliquant alors la population importante à faible impulsion relative et donc faible énergie d'excitation. Une distorsion coulombienne peut également être engendrée par le reste de la charge de l'événement et doit donc dépendre du temps de formation des deux noyaux. Ces effets peuvent être tout de même pris en compte *a posteriori* par l'application d'un facteur de pondération sur la distribution décorrélée. Ce facteur est appelé facteur de Gamow [131] (équation 5.10).

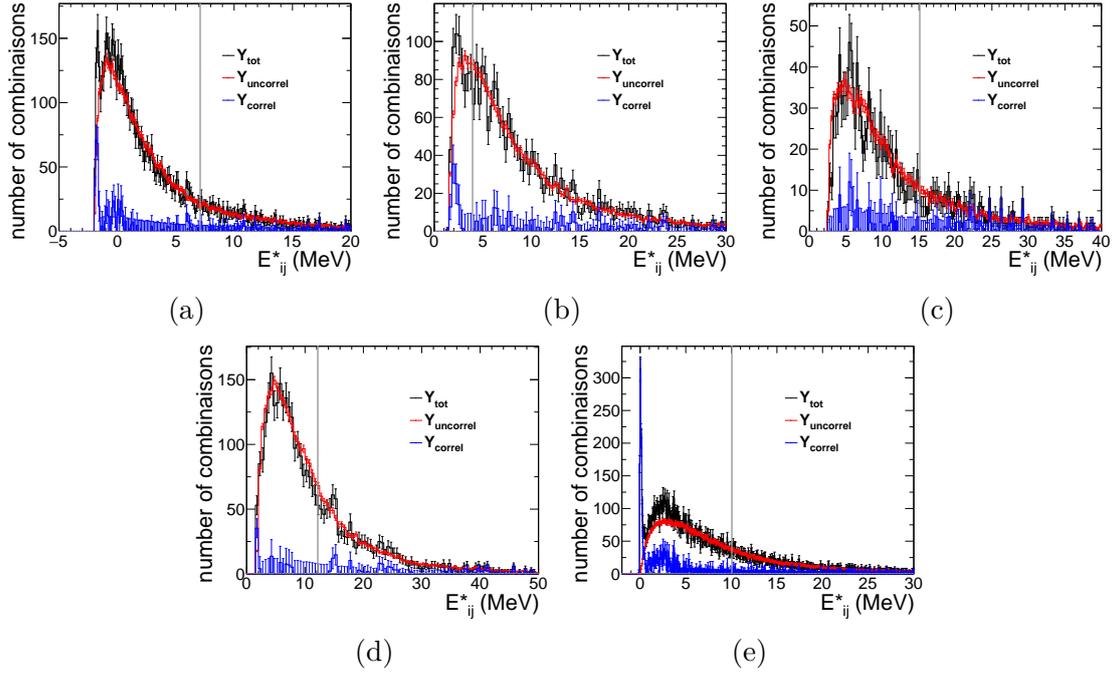


FIGURE 5.11 – Spectre d'énergie d'excitation pour les reconstructions : ${}^1\text{H} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li}$ (a), ${}^2\text{H} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$ (b), ${}^3\text{H} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li}$ (c), ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}$ (d), ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$ (d). Les distributions totales (noir), d'*event mixing* (rouge) et corrélées (bleu) sont présentées. Les spectres décorrelés sont corrigés avec le facteur de Gamow.

$$G(\eta) = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1}, \quad \eta = \frac{\mu_{ij} \times Z_i \times Z_j}{\hbar \times q_{ij} \times k} \quad (5.10)$$

où q_{ij} est l'impulsion relative entre les deux espèces, Z_i , Z_j leurs charges respectives, $\mu_{ij} = \frac{m_i \times m_j}{m_i + m_j}$ leur masse réduite, k un paramètre fixé pour l'ensemble des reconstructions et \hbar la constante de Planck réduite.

Les spectres après correction de Gamow sont présentés sur la figure 5.11 (en rouge). On observe cette fois que le fond décorrelé est systématiquement inférieur (ou égal) au spectre total. On peut ainsi obtenir le spectre corrélé (en bleu) simplement par la soustraction entre le spectre total et le spectre décorrelé. Sur les 5 reconstructions considérées, deux présentent des erreurs statistiques trop importantes pour observer une quelconque résonance : ${}^3\text{H} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li}$ (5.11-c) et ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}$ (5.11-d). On considérera alors que ces reconstructions ne contribuent pas à la production de particules de décroissance secondaire.

5.2.4 Résonances et multiplicités

États attendus pour la décroissance multi-particule. À partir des spectres corrélés obtenus et présentés dans la figure 5.11, on souhaite extraire les résonances visibles. Dans un premier temps, on vérifie la cohérence entre les pics observés et les états attendus qui sont connus dans la littérature.

Dans le tableau 5.2, on a regroupé les états attendus qui décroissent en particules chargées pour chaque reconstruction d'intérêt. On a choisi de regarder uniquement les

états dont l'énergie est inférieure à 10 MeV puisqu'au-delà, on juge qu'ils deviennent difficilement peuplés, compte tenu du système et de l'énergie de bombardement considéré. Parmi les états présentés, tous ne sont pas observés. La raison est principalement liée à la faible statistique des combinaisons expérimentales, la même raison pour laquelle les autres reconstructions ont été écartées.

E^* (MeV)	Γ (MeV)	J^π
${}^5\text{Li}$		
0	1.23	$3/2^-$
${}^6\text{Li}$		
2.186	2.4×10^{-2}	3^+
4.312	1.3	2^+
5.366	0.541	2^+
5.65	1.5	1^+
${}^8\text{Be}$		
0	5.57×10^{-6}	0^+
3.03	1.513	2^+

TABLE 5.2 – États des ${}^5\text{Li}$, ${}^6\text{Li}$ et ${}^8\text{Be}$ décroissant par émission de particules chargées dont l'énergie est inférieure à 10 MeV.

Dans le cas des reconstructions ${}^1\text{H} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li}$, on remarque l'existence d'un pic situé autour de -2 MeV. L'énergie d'excitation n'est, par construction, jamais inférieure à 0 MeV. Ce pic est compatible avec le scénario suivant : ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^1\text{H}$. Dans le cas présent, seulement un seul des deux ${}^4\text{He}$ est corrélé avec le proton, expliquant le décalage observé. Ce cas a également été observé dans des collisions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{197}\text{Au}$ [132]. Pour cette décroissance, seule la contribution du ${}^1\text{H}$ est gardée, le ${}^8\text{Be}$ étant inclus dans les reconstructions ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$. Le deuxième pic dans ces mêmes reconstructions est centré autour de 0 MeV et correspond à l'état fondamental du ${}^5\text{Li}$.

Dans les reconstructions ${}^2\text{H} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$, un seul pic est visible autour de 2 MeV d'énergie d'excitation, pouvant correspondre au premier état 3^+ à 2.186 MeV.

Pour les reconstructions ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$, le premier pic visible correspond à l'état fondamental. Sa largeur intrinsèque est typiquement trop faible (5.57 eV) pour être mesurée avec FAZIA, la résolution expérimentale prend le dessus. Le deuxième pic, plus large, correspond au premier état 2^+ à 3.03 MeV.

Extraction des résonances En raison des fluctuations statistiques importantes, l'extraction des résonances se base sur l'ajustement de fonctions sur chaque pic observé sur les spectres. Pour les états les plus fins ($\Gamma \lesssim 100$ keV), la résolution expérimentale est trop faible pour être sensible à la largeur intrinsèque de l'état. Lorsque les états sont proches du seuil d'émission, leur forme est légèrement asymétrique. La résolution expérimentale devient également asymétrique lorsque l'énergie relative entre les produits est faible, cette dernière ne pouvant pas être négative. Pour les premiers pics du ${}^5\text{Li}$ et du ${}^8\text{Be}$, on utilise donc une distribution de Landau et une distribution gaussienne pour les autres. La figure 5.12 présente (en bleu) les distributions corrélées pour les reconstructions d'intérêt avec (en noir) les ajustements pour l'extraction des résonances. Le nombre de reconstructions corrélées est obtenu en intégrant les fonctions ajustées. Pour chaque espèce, le nombre de

particules issues des corrélations est calculé comme :

$$N_{\text{correl}}(X) = \sum_i k \times \int f_i(E^*) dE^* \quad (5.11)$$

où \sum_i représente la somme sur les états produisant au moins une fois l'espèce X ; $f_i(E^*)$ représente la fonction ajustée de l'état i ; k est le nombre d'espèce X produites par la décroissance de l'état. Le pourcentage d'espèces issues des décroissances secondaires est estimé à : **2.70%** pour les ^1H , **1.27%** pour les ^2H et **5.98%** pour les ^4He . Cette contribution, maximum pour les ^4He , ne dépasse pas 6%, mais est tout de même retirée pour la suite. Cette faible contribution des décroissances secondaires semble indiquer que l'énergie d'excitation du système n'est pas considérable.

Nous rappelons qu'il s'agit ici d'estimations minimales, puisque d'autres décroissances non considérées ici (essentiellement pour des raisons de statistique) pourraient également contribuer. Cette estimation est également inclusive par rapport aux ensembles statistiques qui seront présentés dans la section suivante, la dépendance avec la variable de tri statistique n'est pas étudiée dans ce travail.

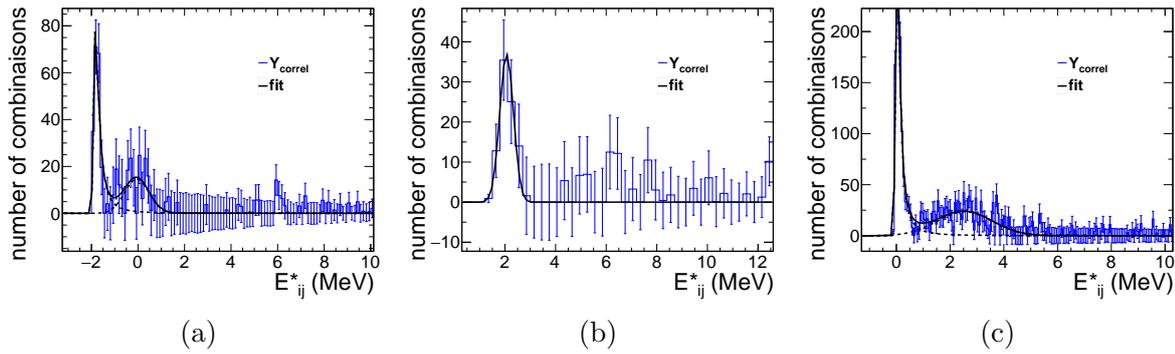


FIGURE 5.12 – Spectres corrélés des reconstructions : $^1\text{H} + ^4\text{He} \rightarrow ^5\text{Li}$ (a), $^2\text{H} + ^4\text{He} \rightarrow ^6\text{Li}$ (b), $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}$ (c) (en bleu). Les lignes noires représentent les ajustements pour l'extraction des résonances visibles.

5.3 Construction des ensembles statistiques

À l'instar de l'analyse présentée dans le chapitre 4, on adopte une approche de mélange statistiques des événements en plusieurs ensembles qui doivent être construits par une observable sensible aux propriétés thermodynamiques du système. Dans les travaux précédents, l'observable de tri utilisée était la vitesse des particules à la surface de la source d'émission. Cette méthode nécessitait de regrouper les particules individuelles dans les différents ensembles statistiques, mélangeant alors entre elles des particules d'événements différents. Le calcul de la vitesse de surface dans le repère du QP nécessiterait la reconstruction de ce dernier. Des approximations seraient nécessaires puisqu'on sait que la région dans l'espace de vitesses où se trouve le QP peut-être polluée par une production à mi-rapidité [62]. De plus, le mélange de particules issu d'événements indépendants rend l'interprétation des ensembles légèrement plus délicate d'un point de vue de la physique statistique. Le fait d'opter pour un tri des événements (et non pas des particules) semble un choix plus pertinent. Ainsi, on choisit ici de ne pas opter pour une reconstruction du

QP et de trier les événements autrement.

L'observable de tri choisie est la même observable que pour la sélection en centralité, V_{front} définie dans l'équation 5.6, car elle permet de caractériser des dynamiques différentes de la collision et donc des conditions thermodynamiques également différentes. La figure 5.13 présente le découpage du spectre de V_{front} en 7 intervalles de 4.5 à 6.25 cm/ns. Ainsi, chaque événement peut être vu comme une réalisation du système formé par chaque ensemble statistique.

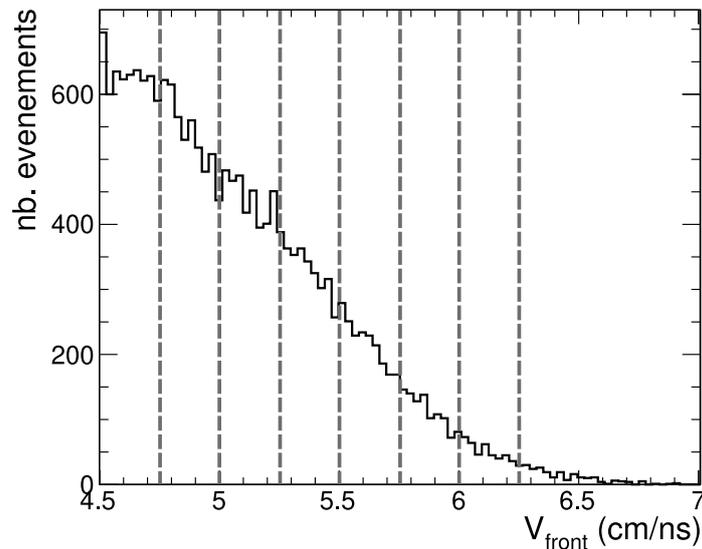


FIGURE 5.13 – Distribution de V_{front} et illustration du découpage où chaque espace entre les lignes définit un ensemble statistique d'événements.

5.4 Séparation des sources

Les systèmes construits représentent plusieurs situations thermodynamiques composées majoritairement des produits issus du QP grâce à la sélection en centralité. En revanche, on ne s'attend pas à avoir fait totalement disparaître la contribution "non QP" pouvant provenir de la région de mi-rapacité. Pour le vérifier, on peut regarder les spectres en vitesse parallèle dans le centre de masse des ^4He pour plusieurs ensembles statistiques (figure 5.14). On remarque que pour le premier ensemble un épaulement est visible sur la gauche de la distribution des vitesses. Cet épaulement, situé au niveau de la région de mi-rapacité, constitue une pollution et s'explique par la grande centralité de la collision pour laquelle la mémoire de la voie d'entrée est moins forte. Pour le deuxième ensemble, l'épaulement est moins prononcé et est pratiquement absent pour le troisième ensemble.

La sélection des particules situées à l'avant du centre de masse ne suffit donc pas à sélectionner uniquement la source du quasi-projectile y compris pour les événements les plus périphériques. Une pollution importante peut exister dans la région proche de la vitesse du centre de masse (ou mi-rapacité). Tout le défi est de réussir à s'affranchir le plus possible de cette pollution. On choisit ici de retirer directement la contribution "polluante" les spectres mesurés pour chaque espèce et chaque ensemble statistique. Cette méthode a l'avantage de conserver une partie importante des événements limitant ainsi les problèmes liés à une faible statistique. En revanche, nous avons besoin d'un outil pour

nous permettre de caractériser les contributions de ces spectres.

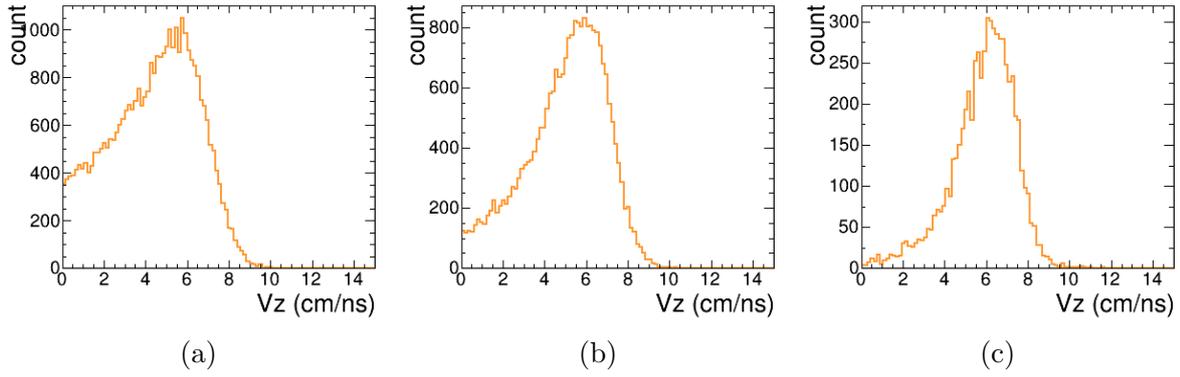


FIGURE 5.14 – Distributions des vitesses parallèles des ^4He dans le centre de masse. Trois ensembles en V_{front} sont présentés : 4.5–4.75 cm/ns (a), 5–5.25 cm/ns (b), 5.75–6 cm/ns (c).

5.4.1 Déconvolution des spectres en vitesse avec HIPSE

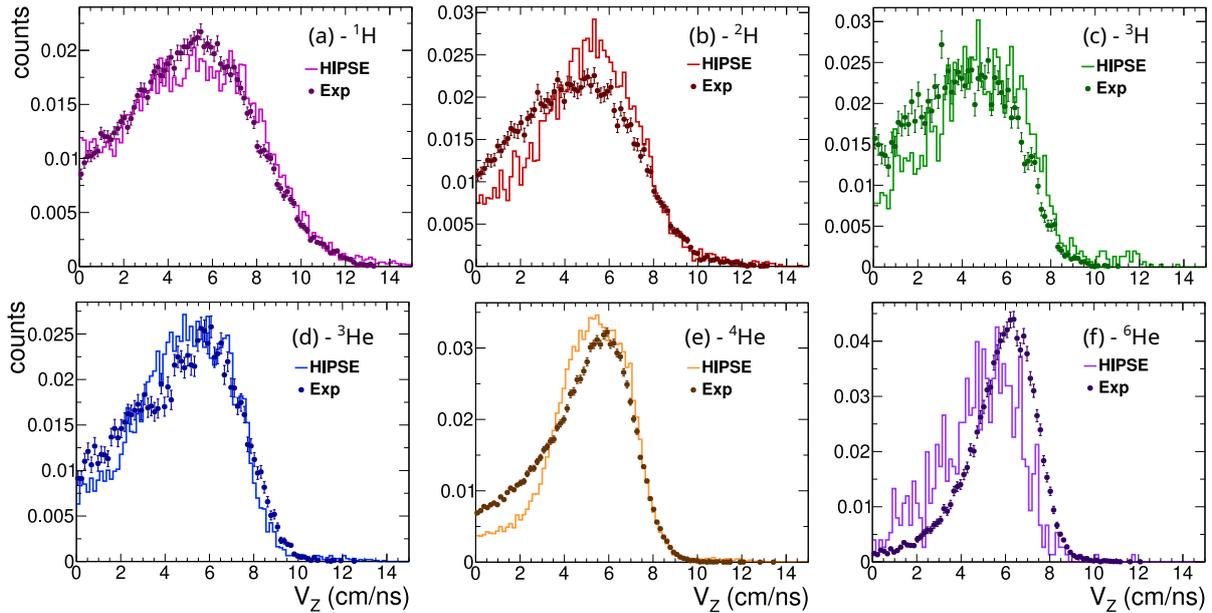


FIGURE 5.15 – Spectres en vitesse dans le c.m. des ^1H (a), ^2H (b), ^3H (c), ^3He (d), ^4He (e) et ^6He (f) pour les données expérimentales (marqueurs) et les données HIPSE (lignes). Les événements de vaporisation sont sélectionnés et $4.5 < V_{\text{front}} < 5.5$ cm/ns.

Pour étudier les contributions issues des différentes sources de production, on peut s'aider du générateur d'événement HIPSE [87] (dont une description sommaire est présentée dans l'annexe A). Dans HIPSE, les *clusters* et les nucléons libres proviennent essentiellement de trois régions d'origine : la quasi-cible, le quasi-projectile et la zone participante. La connaissance de l'origine de chaque particule permet de décomposer le spectre des vitesses selon les différentes sources d'émission. Si la dynamique de production des *clusters*

et nucléons libres n'est pas forcément bien décrite dans un tel générateur, la cinématique, quant à elle, est relativement correcte. La figure 5.15 présente les spectres en vitesse dans le centre de masse des différentes espèces étudiées pour les événements expérimentaux et les événements HIPSE avec exactement les mêmes sélections. On a regroupé ici les événements avec $4.5 < V_{\text{front}} < 5.5$ cm/ns. La reproduction des spectres en vitesse par HIPSE est relativement bonne, validant ainsi son utilisation pour comprendre la cinématique d'émission des différentes sources et s'en servir pour déconvoluer les spectres expérimentaux.

La figure 5.16 présente les distributions de vitesse des ^4He pour la contribution "QP", la contribution "non QP" notée $Y_{\text{noQP}}^{\text{HIPSE}}(V_{Z,\text{cm}})$ et la contribution "totale" notée $Y_{\text{tot}}^{\text{HIPSE}}(V_{Z,\text{cm}})$. La contribution "non QP" correspond à tout ce qui provient de la zone participante et de la quasi-cible (pour cette dernière source, la contribution est nulle pour $V_{Z,\text{cm}} > 0$). À l'instar de la figure 5.14, on note que l'épaule à gauche du spectre diminue à mesure que V_{front} augmente. Le centroïde de la contribution "QP" est situé autour de 6 cm/ns et coïncide avec la vitesse du projectile. Ceci valide le fait que les ^4He sont essentiellement produits par le QP pour les valeurs les plus grandes de V_{front} . À $V_{Z,\text{cm}} = 0$, la contribution "non QP" est maximum et représente l'essentiel de la distribution. Elle devient nulle à $V_{Z,\text{cm}} \simeq 9$ avec une décroissance quasi-linéaire entre les deux points. On choisit d'estimer cette contribution "non QP" par une fonction linéaire décroissante, les deux points extrêmes servant de contrainte. Soit :

$$f_{\text{noQP}}(V_Z) = a \times V_Z + b \quad (5.12)$$

avec $f_{\text{noQP}}(0) = Y_{\text{tot}}^{\text{HIPSE}}(0)$ et $f_{\text{noQP}}(V_Z^{\text{max}}) = Y_{\text{tot}}^{\text{HIPSE}}(V_Z^{\text{max}})$. Ces deux contraintes dépendent uniquement du spectre total et sont donc applicables pour les données expérimentales où la forme de la distribution "non QP" n'est pas accessible.

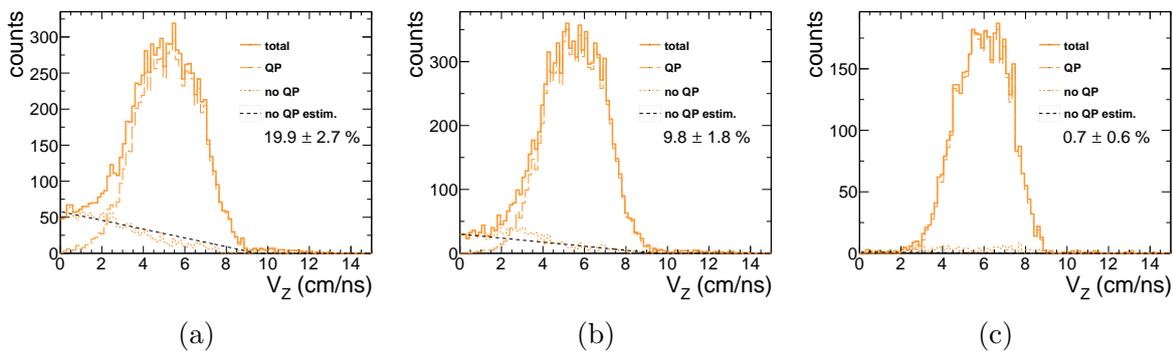


FIGURE 5.16 – Distributions des vitesses parallèles dans le centre de masse des particules ^4He totale (ligne pleine), issues du QP (ligne à tirets), issues des autres sources (ligne pointillée) et la fonction ajustée pour reproduire ces derniers (ligne droite noire) avec le pourcentage de la multiplicité totale associée et son incertitude systématique. Trois ensembles en V_{front} sont présentés : 4.5–4.75 cm/ns (a), 5–5.25 cm/ns (b), 5.75–6 cm/ns (c). Données du générateur HIPSE.

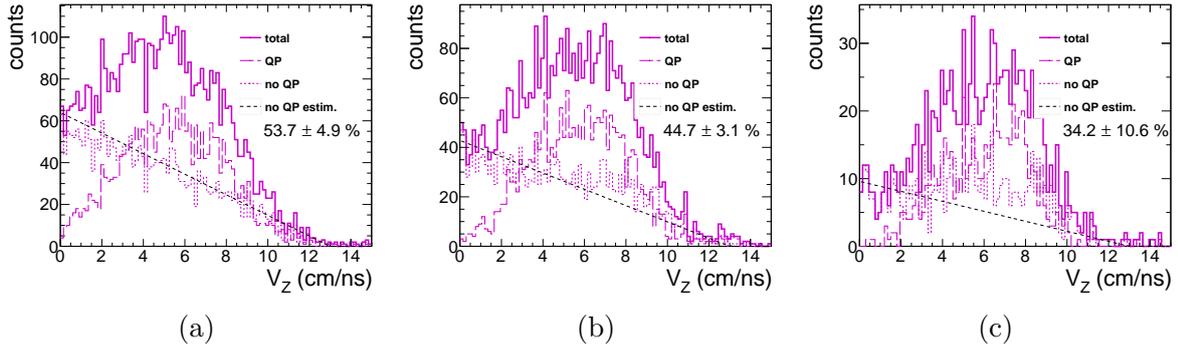


FIGURE 5.17 – Distributions des vitesses parallèles dans le centre de masse des particules ^1H totale (ligne pleine), issues du QP (ligne à tirets), issues des autres sources (ligne pointillée) et la fonction ajustée pour reproduire ces derniers (ligne droite noire) avec le pourcentage de la multiplicité totale associée et son incertitude systématique. Trois ensembles en V_{front} sont présentés : 4.5–4.75 cm/ns (a), 5–5.25 cm/ns (b), 5.75–6 cm/ns (c). Données du générateur HIPSE.

Les fonctions $f_{\text{noQP}}(V_Z)$ sont représentées sur la figure 5.16 par une ligne noire en pointillé. Le pourcentage associé indique le rapport entre l’intégrale de $Y_{\text{tot}}^{\text{HIPSE}}(V_Z)$ et l’intégrale de $f_{\text{noQP}}(V_Z)$ ce qui correspond à la proportion des ^4He provenant d’une émission “non QP”. L’incertitude systématique associée est déterminée par la différence entre $f_{\text{noQP}}(V_Z)$ et $Y_{\text{noQP}}^{\text{HIPSE}}(V_Z)$, mesurant en quelque sorte la capacité de la fonction à reproduire le nombre de particules qui ne sont pas issues du QP :

$$u_{\text{syst}}(N_{\text{noQP}}) = \left| \int Y_{\text{noQP}}^{\text{HIPSE}}(V_Z) dV_Z - \int f_{\text{noQP}}(V_Z) dV_Z \right| \quad (5.13)$$

où N_{noQP} est le nombre de particules issues de la contribution “non QP”.

Sur la figure 5.17, on représente les mêmes distributions, mais pour les ^1H . La contribution non QP est ici plus importante et la forme semble moins linéaire (cela se voit notamment pour l’ensemble 5.75–6 cm/ns sur la figure 5.17-c). Toutefois, à défaut d’autres moyens, on garde la même fonction pour estimer cette contribution, l’incertitude systématique s’en trouvera élargie.

5.4.2 Estimation de la pollution pour les données E818

On peut maintenant appliquer la méthode présentée dans la section ci-dessus sur les données expérimentales. La différence ici est que l’on n’a pas accès au détail des contributions des sources, on supposera alors que le comportement général est similaire à celui observé les données HIPSE.

Les fonctions de la forme 5.12 sont reprises pour estimer la contribution “non QP” des distributions expérimentales $Y_{\text{tot}}^{\text{exp}}(V_Z)$. Toutefois, elles doivent être redéfinies puisque les spectres sont différents. De la même manière, les deux points extrêmes de la distribution totale $Y_{\text{tot}}^{\text{exp}}(V_Z)$ servent à engendrer la fonction $f_{\text{noQP}}(V_Z)$. Or, pour la détermination du premier point ($Y_{\text{tot}}^{\text{exp}}(0)$), les fluctuations statistiques (en \sqrt{N} , N étant le nombre de coups dans le *bin* de l’histogramme) peuvent introduire une incertitude. Cette incertitude sur la pente de la fonction est prise en compte en définissant deux fonctions extrêmes notées $f_{\text{noQP}}^{\text{min}}(V_Z)$ et $f_{\text{noQP}}^{\text{max}}(V_Z)$.

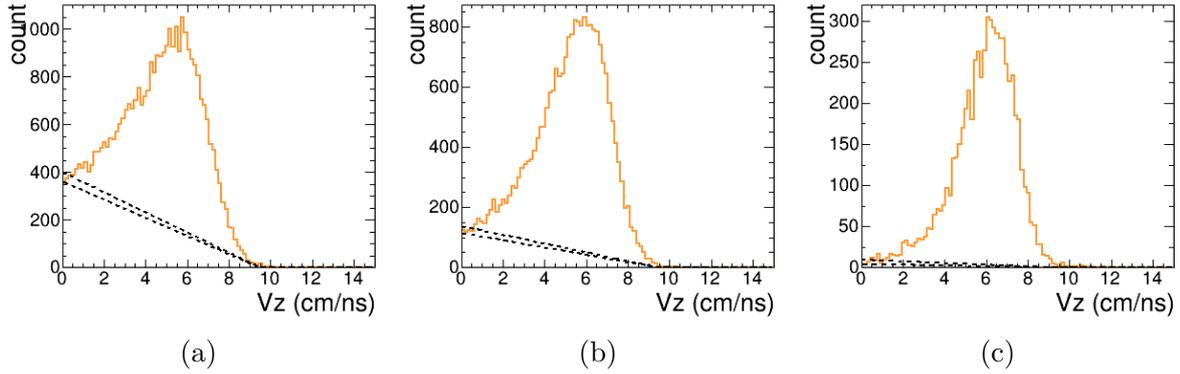


FIGURE 5.18 – Distributions des vitesses parallèles dans le centre de masse des ${}^4\text{He}$ avec (en lignes pointillées) les fonctions extrêmes (engendrées par l’incertitude de $Y_{\text{tot}}(0)$) pour l’estimation de la contribution “non QP”. Trois ensembles en V_{front} sont présentés : 4.5 – 4.75 cm/ns (a), 5 – 5.25 cm/ns (b), 5.75 – 6 cm/ns (c).

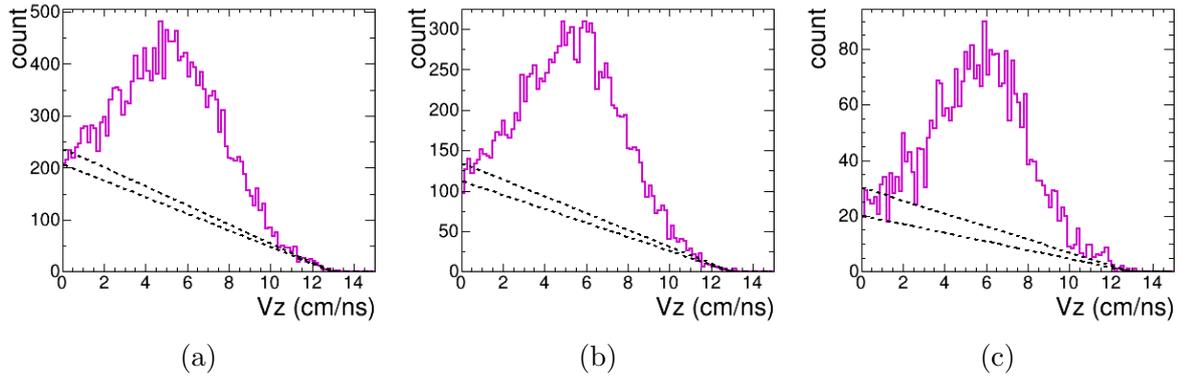


FIGURE 5.19 – Distributions des vitesses parallèles dans le centre de masse des ${}^1\text{H}$ avec (en lignes pointillées) les fonctions extrêmes (engendrées par l’incertitude de $Y_{\text{tot}}(0)$) pour l’estimation de la contribution “non QP”. Trois ensembles en V_{front} sont présentés : 4.5 – 4.75 cm/ns (a), 5 – 5.25 cm/ns (b), 5.75 – 6 cm/ns (c).

Les figures 5.18 et 5.19 présentent les distributions en vitesse de le centre de masse des ${}^4\text{He}$ et des ${}^1\text{H}$ pour trois ensembles en V_{front} d’événements expérimentaux. Les fonctions extrêmes $f_{\text{noQP}}^{\text{min}}(V_Z)$ et $f_{\text{noQP}}^{\text{max}}(V_Z)$ sont également présentées. À chaque fonction extrême, est associée une intégrale et le nombre de particules ne provenant pas du QP est défini comme la moyenne des deux :

$$N_{\text{noQP}} = \frac{\int f_{\text{noQP}}^{\text{min}}(V_Z)dV_Z + \int f_{\text{noQP}}^{\text{max}}(V_Z)dV_Z}{2} \quad (5.14)$$

L’incertitude sur la pente de la fonction est définie par la différence des deux :

$$u_{\text{pente}}(N_{\text{noQP}}) = \frac{\left| \int f_{\text{noQP}}^{\text{min}}(V_Z)dV_Z - \int f_{\text{noQP}}^{\text{max}}(V_Z)dV_Z \right|}{2} \quad (5.15)$$

À l’incertitude de pente s’ajoute l’incertitude systématique estimée avec HIPSE. L’incer-

titude totale sur le nombre de particules issues de la pollution s'écrit alors :

$$u_{\text{tot}}(N_{\text{noQP}}) = \sqrt{(u_{\text{syst}}(N_{\text{noQP}}))^2 + (u_{\text{pente}}(N_{\text{noQP}}))^2} \quad (5.16)$$

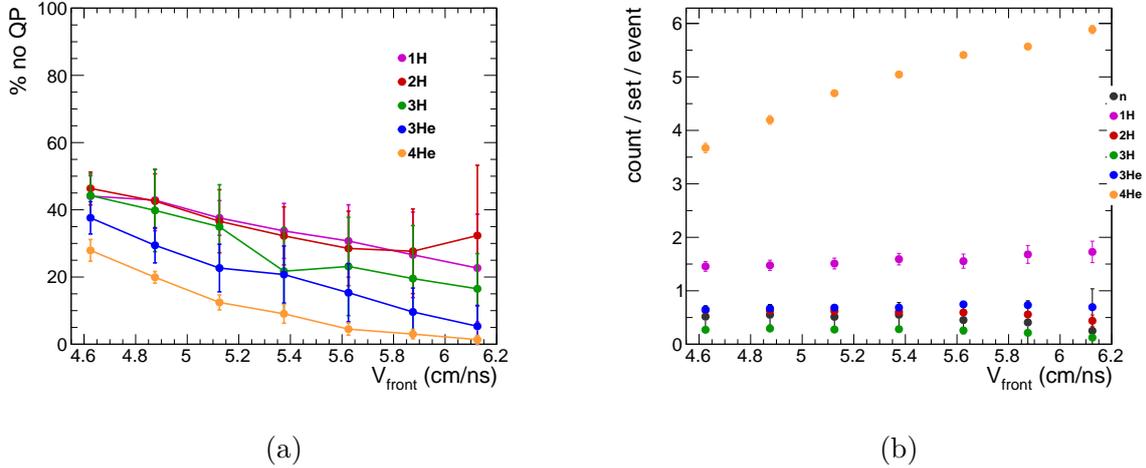


FIGURE 5.20 – Pourcentage des particules non-issues du QP (a) et multiplicités par événement des isotopes d’hydrogène et d’hélium émis par le QP (b) en fonction de V_{front} .

La figure 5.20-a présente l’évolution (en % du spectre total) de la pollution “non QP” des différentes espèces en fonction de V_{front} . La hiérarchie indique que les ^4He sont les moins affectés par cette pollution, contrairement aux ^1H et ^2H pour lesquels la contribution “non QP” se situe entre 20% et 50%. Pour toutes les espèces, la contribution “non QP” diminue avec V_{front} , ce qui est cohérent avec le lien entre la centralité de la collision et le mélange des sources. On observe également une augmentation de l’incertitude avec V_{front} , cela s’explique par le fait que les ensembles possèdent de moins en moins d’événements, les incertitudes statistiques deviennent importantes.

Le nombre d’espèces issues du “QP” et calculé avec l’équation 5.17 et présenté sur la figure 5.20-b par événement et par ensemble en V_{front} . Ces multiplicités constituent la base de l’analyse de la composition chimique des ensembles statistiques qui sera présentée dans la suite.

$$N_{\text{QP}} = \int Y_{\text{tot}}^{\text{exp}}(V_Z) dV_Z - N_{\text{noQP}} \quad (5.17)$$

5.5 Caractéristiques des ensembles statistiques

Dans cette section, on présente les principales caractéristiques des ensembles statistiques nécessaires aux comparaisons avec le modèle RMF. Ces ensembles sont triés avec V_{front} , qui est la variable reliée à la centralité des événements pouvant caractériser différentes situations thermodynamiques, à l’instar de v_{surf} utilisé dans le chapitre précédent. Les événements étudiés sont sélectionnés selon les critères définis dans la partie 5.1 : complétude, vaporisation, périphériques. Le calcul des observables pour chaque ensemble statistique est similaire à ce qui a été présenté dans la partie 4.3 à laquelle le lecteur pourra se référer. Contrairement à l’analyse de la 5^{ème} campagne, on n’adopte ici pas d’approche de type gaz parfait, il n’y a donc pas de calcul de volume, de densité et de constantes

d'équilibre chimiques. Seule la température est issue du modèle thermodynamique, cette dernière ayant été validée pour des densités autour de $\rho_0/10$ par les comparaisons avec RMF réalisées dans le chapitre précédent.

La figure 5.21 présente le nombre d'événements, la fraction de protons (Y_p), la masse (A) et la température (T) pour chaque ensemble en V_{front} .

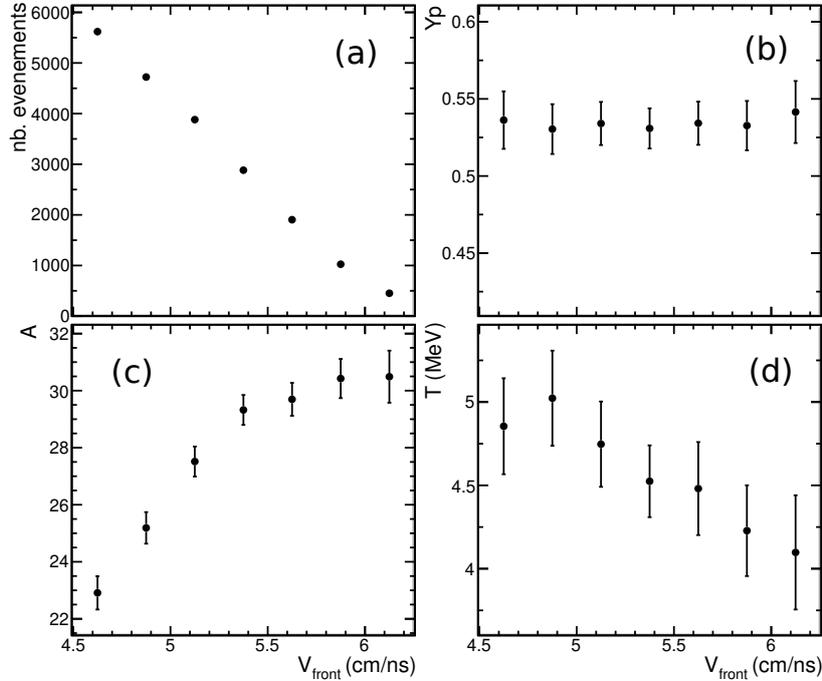


FIGURE 5.21 – Nombre d'événements (a), fraction de protons (b), masse (c) et température (d) pour chaque ensemble en V_{front} .

Température apparente. La température apparente de la source est calculée avec les doubles rapports de multiplicités d'Albergo selon l'équation 4.3. Les températures calculées se situent entre 4 et 5 MeV et sont donc en dessous de ce qui a été mesuré dans les événements centraux issus de la 5^{ème} campagne. Ici, les événements les plus périphériques ont été sélectionnés. Ces événements étant beaucoup moins dissipatifs que les centraux, on s'attend à des températures plus faibles. Cela se vérifie par la dépendance en V_{front} de T : la température diminue avec V_{front} et donc augmente avec la centralité. Ces valeurs de température sont par ailleurs compatibles avec les faibles taux de particules issues des décroissances secondaires présentés dans la partie 5.2, indiquant une faible énergie d'excitation.

Fraction de protons. Les fractions de protons sont calculées comme le rapport entre le nombre de protons (libres et ceux dans les *clusters*) et le nombre total de nucléons. Les neutrons libres sont également inclus et sont calculés par rapport au nombre de protons libres selon le rapport dans l'équation 4.6. La fraction de protons est constante autour de 0.53 (légèrement pauvre en neutrons), elle est peu éloignée de celle du projectile d' ^{36}Ar qui est de 0.5. Cette légère différence pourrait s'expliquer par des effets de diffusion d'isospin et d'enrichissement de la région à mi-rapacité [133], engendrant un appauvrissement du QP en neutrons.

Masse de source. La masse de la source est calculée comme la somme des masses de toutes les particules individuelles contenues dans l'ensemble rapportée au nombre d'événements. Elle est maximum (~ 31) pour l'ensemble de plus grand V_{front} et diminue progressivement pour atteindre un minimum (~ 23) pour l'ensemble de plus petit V_{front} . Cette diminution s'explique par le fait que la pollution issue de la région de mi-rapacité est plus importante pour les faibles valeurs de V_{front} , la masse restante du système s'en trouve réduite.

Fractions massiques. Les fractions massiques sont calculées comme le rapport entre la masse d'un type d'espèce et la masse totale du système. La figure 5.22 présente les fractions massiques ainsi que les fractions de multiplicité des différentes espèces en fonction de V_{front} . Les ${}^4\text{He}$ dominent largement la composition chimique du système (jusqu'à 80%) quel que soit V_{front} , tandis que les autres espèces constituent individuellement entre 1% et 10% de la composition. Cette observation est confirmée par les résultats du modèle RMF à des températures entre 4 et 5 MeV et des densités autour de $\rho_0/10$ où les ${}^4\text{He}$ sont les plus abondants.

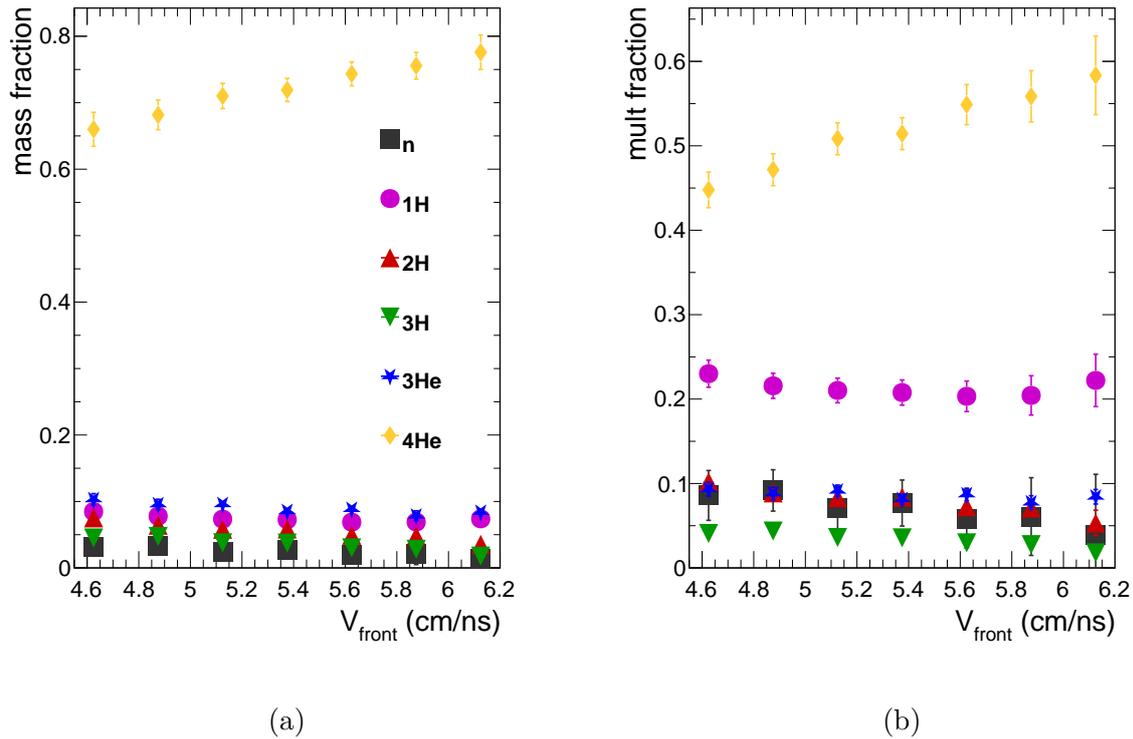


FIGURE 5.22 – Fractions de masse (a) et de multiplicité (b) des différentes espèces en fonction de V_{front} .

5.6 Comparaison avec RMF

La dernière étape du travail consiste à comparer les compositions chimiques expérimentales de chaque ensemble statistique avec celles issues de calculs RMF. On utilise l'approche sans *a priori*, où la densité, la température, et la fraction de couplage x_s sont

libres pour chaque ensemble en V_{front} . La fraction de protons est quant à elle calculée à partir des données expérimentales.

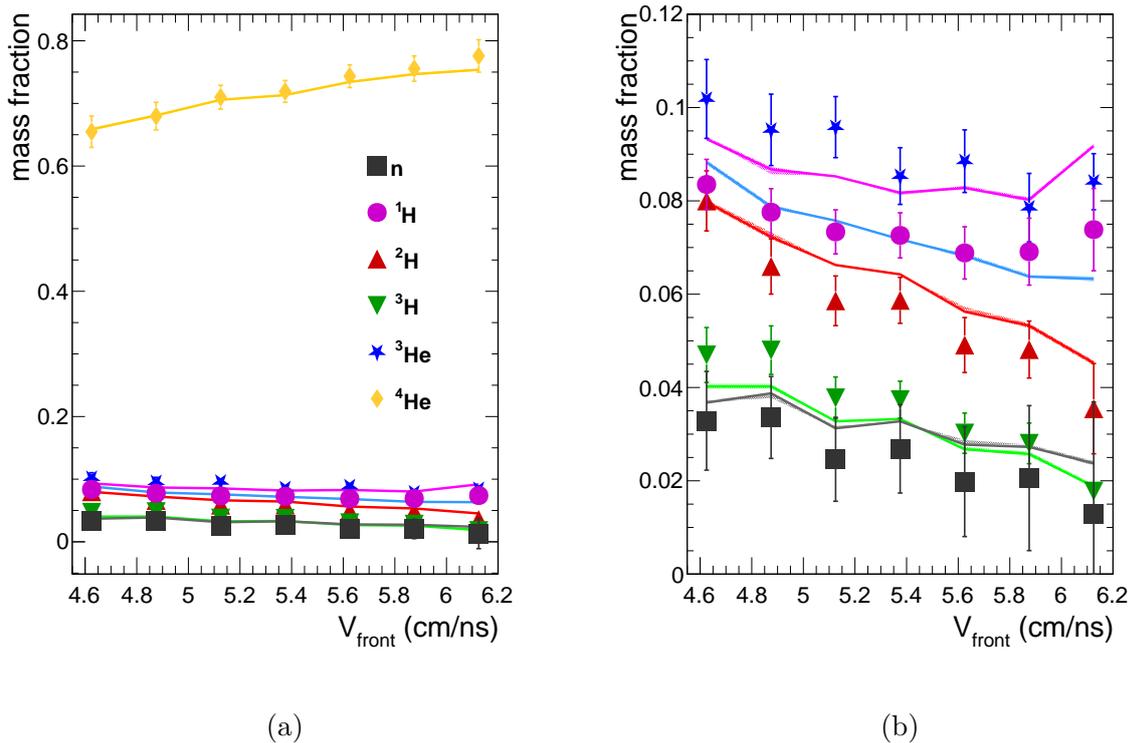


FIGURE 5.23 – Fractions massiques par espèce et par ensemble en V_{front} pour les données expérimentales (points) et valeurs médianes issues de l’analyse bayésienne avec RMF (lignes). La figure (a) présente toute la gamme et la figure (b) un zoom sur les espèces $A < 4$. Toutes les incertitudes sont données à $1\text{-}\sigma$.

La figure 5.23 présente le résultat des comparaisons. La reproduction des fractions massiques par le modèle n’est pas aussi bonne que dans l’analyse précédente : les fractions massiques des ^1H et ^3He sont inversées par rapport aux données. Pour les ^4He , la reproduction est plutôt bonne mais ces dernières représentent entre 65% et 80% de la masse du système et peuvent être responsables d’une forte tension pour les fractions des autres espèces.

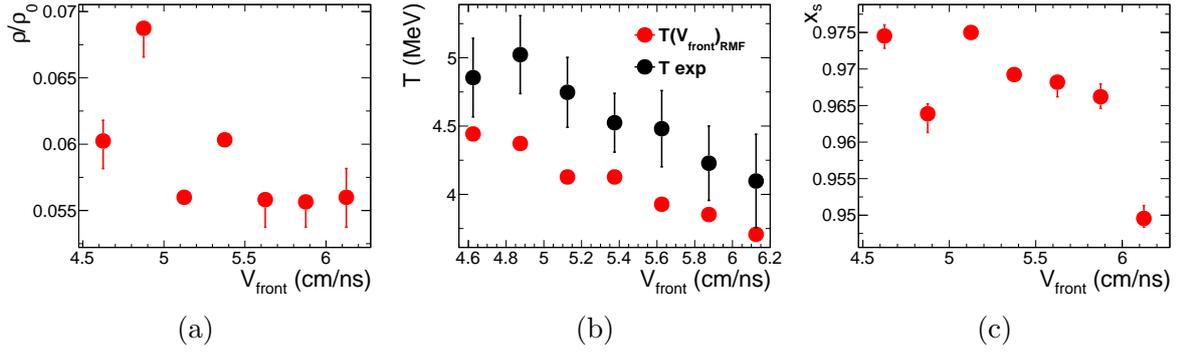


FIGURE 5.24 – Valeurs médianes des distributions *a posteriori* des densités (a), températures (b) et fractions de couplage x_s (c) pour chaque ensemble en V_{front} .

Les valeurs *a posteriori* des paramètres (densité, température et x_s) sont présentées dans la figure 5.24 à titre purement indicatif, puisque les fractions ne sont de toute manière pas reproduites. On observe notamment que les températures sont différentes de celles obtenues par le thermomètre d’Albergo, mais suivent une évolution similaire avec V_{front} .

Comme test supplémentaire, on choisit de prendre les températures expérimentales comme paramètres pour les calculs RMF, puisque ce thermomètre a été validé avec les résultats de l’analyse du chapitre 4. Les figures 5.25 et 5.26 présentent les résultats de ce test. On observe que les fractions massiques ne sont toujours pas reproduites par le modèle.

Plusieurs choses pourraient expliquer cette mauvaise reproduction. Premièrement, la domination des ${}^4\text{He}$ rend le problème plus complexe : des petites erreurs sur les multiplicités des ${}^4\text{He}$ se répercutent fortement sur les fractions des autres espèces. Deuxièmement, à ces températures on peut s’attendre à ce que les *clusters* plus lourds ($Z > 2$) jouent un rôle plus important. La sélection dite de vaporisation ($Z_{\text{max}}^{\text{avant}} \leq 2$) introduit probablement un biais en favorisant la production de particules de $Z=2$, rendant les ensembles construits incompatibles avec une description statistique d’un gaz de *clusters* et de nucléons. Le code RMF utilisé pour ce travail n’intégrant pas de *clusters* plus lourds, cette sélection a été utilisée comme point de départ. En ce qui concerne ces *clusters* plus lourds, des travaux supplémentaires peuvent évaluer leur importance [42]. Troisièmement, le tri des événements selon l’observable $/v_f$ n’est peut-être pas le plus adapté, des effets dynamiques non contrôlés peuvent exister. Par exemple, il a été observé que les hélium-3, en moyenne, disposent d’une énergie cinétique plus importante que les hélium-4. Cette anomalie semble indiquer un processus de production hors équilibre ou une émission à un instant plus tôt dans la collision [134]. Quatrièmement, l’étude des produits du quasi-projectile est beaucoup plus délicate puisqu’il a été montré qu’une pollution importante des particules issues de la mi-rapidité peut subsister, y compris après avoir sélectionné les événements les plus périphériques (sélection qui de plus, supprime une partie importante des événements les plus dissipatifs, limitant le domaine en température).

5.7 Conclusion

Nous avons analysé les événements produits par des réactions ${}^{36}\text{Ar} + {}^{58}\text{Ni}$ à 74 MeV/nucléon. À l’instar des travaux déjà établis, nous avons sélectionné les collisions pour lesquelles les produits à l’avant du centre de masse sont bien détectés et composés uniquement d’isotopes d’hydrogène et d’hélium, événements historiquement attribués à la vaporisation.

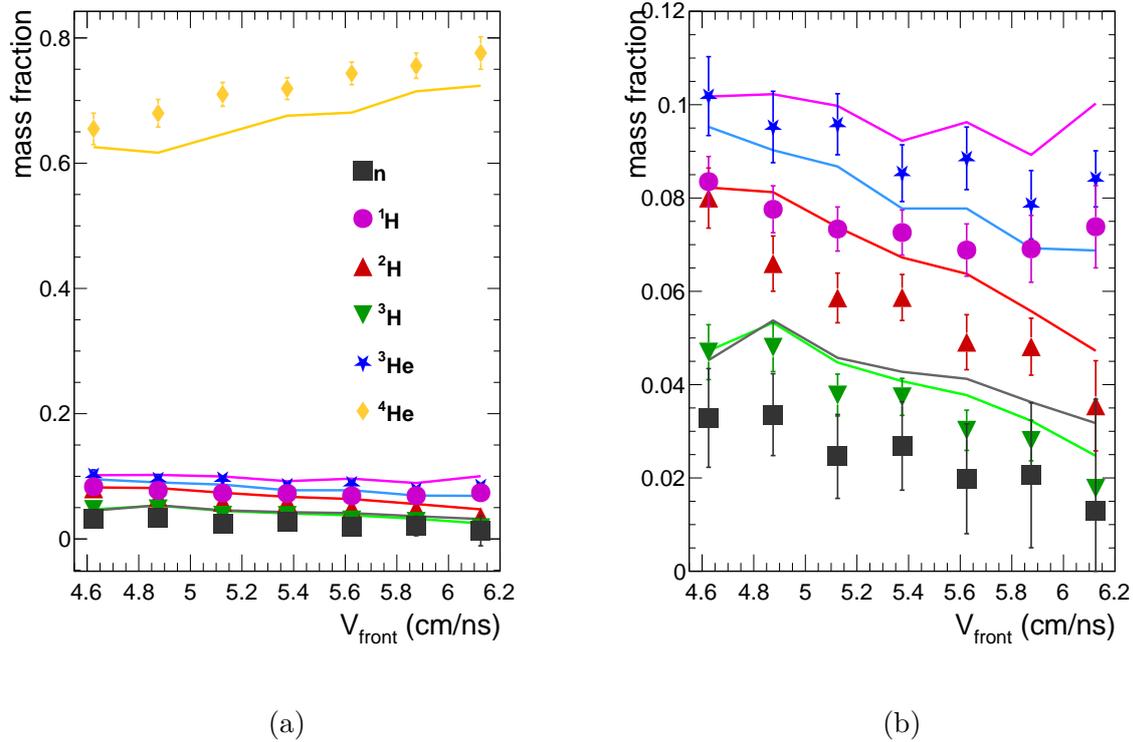


FIGURE 5.25 – Fractions massiques par espèce et par ensemble en V_{front} pour les données expérimentales (points) et valeurs médianes issues de l’analyse bayésienne avec RMF (lignes) avec les températures expérimentales. La figure (a) présente toute la gamme et la figure (b) un zoom sur les espèces $A < 4$.

L’inspection des spectres en vitesses a permis de mettre en évidence une importante contribution des particules issues de la mi-rapacité pour les événements où le barycentre des particules situées à l’avant du centre de masse est le plus lent. Une sélection sur cette vitesse nous a permis de garder uniquement les événements pour lesquels la pollution est minoritaire, mais toujours présente. Ces événements sélectionnés correspondent aux collisions les plus périphériques, le quasi-projectile garde une grande partie de la vitesse initiale du projectile, rendant la séparation des sources plus simple. Une étude des corrélations à deux corps nous a permis d’estimer la contribution des décroissances secondaires pour tous les événements par la technique de la masse invariante. Le fond décorrélaté a été estimé à l’aide de la méthode d’*event-mixing* et retiré des spectres des reconstructions. La contribution des décroissances secondaires sur les espèces considérées est inférieure à 6%, avec un maximum pour les ^4He , et semble compatible avec des énergies d’excitation plutôt faibles. Cette estimation n’est qu’un minimum, l’étude ayant été limitée par le nombre d’événements. Des ensembles statistiques ont été construits à l’aide de la variable de centralité V_{front} , afin de trier les événements selon différents niveaux de dissipation et donc différentes situations thermodynamiques. L’utilisation du générateur d’événements HIPSE nous a permis d’avoir une idée plus précise des contributions des différentes sources pour ne garder que la contribution du quasi-projectile. Enfin, on a déterminé les caractéristiques de composition chimique de chacun des ensembles pour les comparer avec le modèle RMF. Ces comparaisons ont révélé une difficulté à reproduire

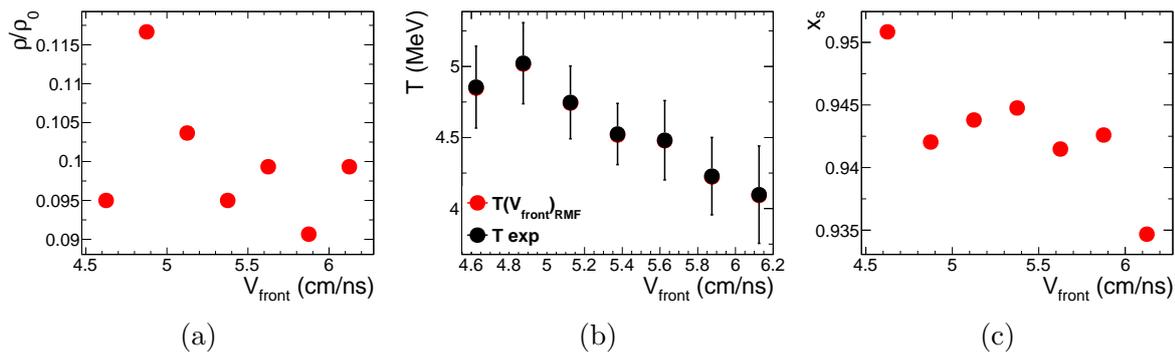


FIGURE 5.26 – Valeurs médianes des distributions *a posteriori* des densités (a), températures (b) et fractions de couplage x_s (c) pour chaque ensemble en V_{front} avec les températures expérimentales.

les fractions massiques expérimentales avec une méthode sans *a priori* sur les paramètres thermodynamiques. Les raisons possibles de cette mauvaise reproduction ont été discutées dans la partie précédente. La principale ouverture serait d'intégrer les *clusters* plus lourds à l'analyse et de réaliser un tri statistique plus physique des événements qui correspondent à un gaz de *clusters* et de nucléons.

Conclusion et discussions

Au cours du travail présenté dans ce manuscrit, nous avons exploré les modifications *in-medium* des *clusters* légers au sein de la matière nucléaire à basse densité et température finie. Cette étude s'inscrit dans un contexte théorique assez général puisque ces modifications ont de nombreuses implications et peu de modèles disposent de contraintes robustes. Dans notre cas, on utilise les collisions d'ions lourds comme un moyen pour former des systèmes de matière nucléaire excitée à basse densité et à température finie.

Ce travail a permis de tester une nouvelle version du dispositif INDRA-FAZIA dans laquelle INDRA a bénéficié d'une nouvelle électronique numérique. Cette mise à jour a grandement amélioré les performances du couplage entre INDRA et FAZIA. L'expérience E818 a été conduite avec succès au GANIL les mois d'avril et mai 2022. En a suivi environ une année de réduction des données, consistant en la calibration en énergie des détecteurs et l'identification des particules détectées.

En parallèle, nous avons analysé les produits de la région de mi-rapacité d'événements centraux mesurés avec INDRA lors de la 5^{ème} campagne, dans une approche similaire à celle présentée dans [109]. Des ensembles statistiques sont construits avec une observable sensible au temps d'émission d'une source en expansion : v_{surf} . L'utilisation du modèle thermodynamique grand-canonique nous permet d'accéder aux caractéristiques des différents ensembles comme la température, les volumes, la densité ou encore les constantes d'équilibre chimiques. Dans cette approche, l'inconsistance des volumes libres des *clusters* avec le modèle du gaz parfait a été levée en appliquant une correction phénoménologique. Les constantes d'équilibre chimiques ont été comparées avec les calculs issus d'un modèle de champ moyen relativiste avec *clusters*. Dans une première comparaison, les paramètres thermodynamiques du modèle (densités, températures et fractions de protons) sont fixés par le modèle thermodynamique pour chaque ensemble statistique. Tandis que les constantes d'équilibre chimiques expérimentales sont relativement bien reproduites par le modèle, les fractions massiques ne le sont pas du tout. Cela s'explique par le fait que les constantes d'équilibre chimiques font intervenir des rapports de fractions massiques, des effets peuvent s'annuler rendant ces observables moins contraignantes. Les fractions massiques quant à elles sont des observables beaucoup plus directes et ne dépendent pas d'une densité issue du modèle thermique. Cela nous a amené à appréhender une nouvelle approche sans *a priori* dans laquelle les températures et les densités sont libres. Les comparaisons sous cette approche se sont révélées beaucoup plus concluantes et semblent indiquer que les ensembles statistiques sont compatibles avec une valeur unique de densité. À partir de là, l'hypothèse du gaz parfait modifié a été abandonnée au profit de cette approche avec moins d'hypothèses.

Le travail réalisé repose tout de même sur une hypothèse importante : celle de l'équilibre thermodynamique, permettant de justifier la construction d'ensembles où l'on peut associer une composition chimique, une température et une densité bien définies. L'étude

de l'*isoscaling* a été réalisée pour tester cette hypothèse d'équilibre. Les résultats ont mis en évidence l'existence d'une relation d'*isoscaling* pour cinq des six isotopes légers étudiés, validant l'hypothèse pour ces derniers. Seul l'hélium-6 n'est pas compatible avec la relation d'*isoscaling*, indiquant que ce dernier n'est pas produit à l'équilibre. Il est suggéré que les effets de taille finie du système suppriment la production de l'hélium-6 (noyau riche en neutrons ainsi que le plus massif des *clusters* étudiés).

Le second travail d'analyse porte sur l'étude d'événements attribués à la vaporisation du quasi-projectile (QP) mesurés lors de l'expérience E818. Afin de sélectionner plus efficacement les produits du quasi-projectile, les collisions les plus périphériques ont été retenues. La contribution des particules non-issues du QP a été estimée à l'aide du générateur d'événements HIPSE et retirée des événements. La contribution des décroissances secondaires a également été estimée en étudiant les corrélations à deux corps au sein des événements et le fond non-résonant a été estimé par la méthode d'*event-mixing*. À l'instar de l'analyse de la 5^{ème} campagne, les compositions chimiques des ensembles statistiques ont été comparées avec le modèle RMF dans une approche sans *a priori* sur la température et la densité. Les résultats, discutés dans le chapitre précédent, indiquent que le modèle ne parvient pas à reproduire toutes les fractions massiques expérimentales, seules celles des hélium-4 sont bien reproduites. Plusieurs hypothèses ont été énoncées quant à la raison de ces différences et ce travail ne constitue qu'un premier pas, non-conclusif. Ces résultats motivent en effet plusieurs ouvertures possibles, comme l'extension de l'étude à des *clusters* plus lourds (non-disponibles dans le modèle au moment de l'écriture) ou la comparaison avec d'autres modèles, intégrant des effets dynamiques.

Annexe A

Le générateur d'événement HIPSE

Le générateur que nous décrivons ici, HIPSE¹[87], permet de simuler les collisions d'ions lourds à des énergies allant de la dizaine à la centaine de MeV/nucléon. Le modèle décrit la collision en quatre phases : la phase d'approche, la phase de création des fragments, la phase de *freeze-out* chimique et la phase de décroissance.

La phase d'approche. La phase d'approche commence avant la réaction, lorsque les deux noyaux sont éloignés et subissent une interaction mutuelle définie par le potentiel :

$$V_{P,C}(r) = e^2 \frac{Z_C \times Z_P}{r} + 4\pi \frac{R_C \times R_P}{R_C + R_P} \varphi(r - R_C - R_P) \quad (\text{A.1})$$

où r est la distance relative entre les deux noyaux, R_C et R_P leurs rayons respectifs, Z_C et Z_P leurs charges respectives. Ce potentiel tient donc compte d'une partie coulombienne répulsive et d'une partie nucléaire attractive à courte portée où φ est une fonction exponentielle décroissante. La phase d'approche se termine quand le recouvrement géométrique entre les deux noyaux est maximal.

La phase de formation des fragments. Cette phase met en jeu les nucléons issus du recouvrement géométrique pour créer la partition des fragments, autrement dit leur distribution en masse et en impulsion. La définition de la zone de recouvrement (ou zone participante) est purement géométrique et les noyaux projectile et cible constituent les zones spectatrices de la collision. Pour les trois zones, les impulsions des nucléons sont distribuées selon une fonction de Thomas-Fermi.

Une fraction des nucléons issus de la cible ou du projectile sont transférés vers la zone participante selon un paramètre empirique. Un nombre de collisions nucléon-nucléon est également un paramètre déterminé empiriquement, définissant les particules dites de pré-équilibre émises, comme leur nom l'indique, avant la thermalisation du système.

Pour le reste des nucléons de la zone participantes, un algorithme de coalescence est appliqué pour former les fragments. Cet algorithme consiste à tester plusieurs critères de formation d'un fragment par ajouts de nucléons successifs. Concrètement, un nucléon aléatoire de la partition est choisi puis une région de proximité est définie autour de ce

1. *heavy-ion phase space exploration*)

dernier, incluant d'éventuels nucléons à agréger au premier. Le premier critère d'agrégation est la stabilité de l'isotope, définie par une table de masses expérimentale. Le deuxième critère est la viabilité énergétique du fragment formé, définie par un potentiel limite. Lorsque les critères sont validés le fragment est formé et le processus est itéré pour chaque nucléon dans la zone de coalescence avant de passer au prochain point de coalescence.

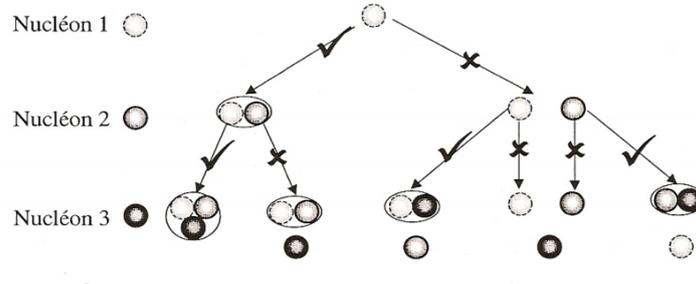


FIGURE A.1 – Schéma simplifié de l'algorithme de coalescence.

La phase de *freeze-out* chimique. Une fois les fragments et nucléons libres formés au sein de la zone participante, il faut les propager jusqu'au *freeze-out* chimique. Cette propagation est réalisée en réutilisant le même potentiel l'équation A.1 pour assurer la cohérence et la continuité. Une fois la propagation réalisée, des tests de fusion sont réalisés sur les nucléons et fragments pouvant être suffisamment proches.

Énergie d'excitation et phase de décroissance. La dernière phase concerne la décroissance asymptotique des fragments qui possèdent une énergie d'excitation. Le calcul de cette énergie d'excitation se fait dans un premier temps au niveau de la partition entière selon le bilan en énergie suivant :

$$E_{\text{tot}} = Q + E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} + E^* + E_{\text{rot}} \quad (\text{A.2})$$

avec, dans l'ordre des termes : le Q de formation de la partition, l'énergie cinétique des produits, l'énergie du potentiel d'interaction, l'énergie d'excitation et l'énergie de rotation.

L'énergie d'excitation est finalement distribuée selon le nombre de nucléons pour les fragments légers et selon l'énergie cinétique interne des nucléons pour les fragments plus lourds. Le modèle de décroissance (aussi appelé *after-burner*) SIMON[86] est finalement utilisé pour produire l'état final de la partition en dissipant toute l'énergie d'excitation par décroissances secondaires. Il intègre la plupart des mécanismes de décroissance, allant de l'évaporation à la fission tout en propageant les fragments et particules par répulsion coulombienne.

Annexe B

Implémentation du code RMF

B.1 *Wrapper*

Le modèle RMF se présente sous un programme écrit en FORTRAN chargé de résoudre les équations du mouvement présentées ci-dessus. Le programme demande plusieurs paramètres d'entrée : les conditions thermodynamiques (T, ρ, Y_p) ; le paramètre de couplage x_s ; la paramétrisation de l'équation d'état ; les solutions initiales des équations.

Pour faciliter l'utilisation du calcul et son application à un grand nombre de paramètres, un *wrapper* a été développé dans le langage Julia. Le *wrapper* consiste à intégrer le programme, la gestion des paramètres d'entrée et des sorties dans une fonction exécutable, comme représenté schématiquement sur la figure B.1. Cette implémentation facilite énormément le travail d'analyse bayésienne entre le modèle et les données expérimentales, voir partie 4.5.

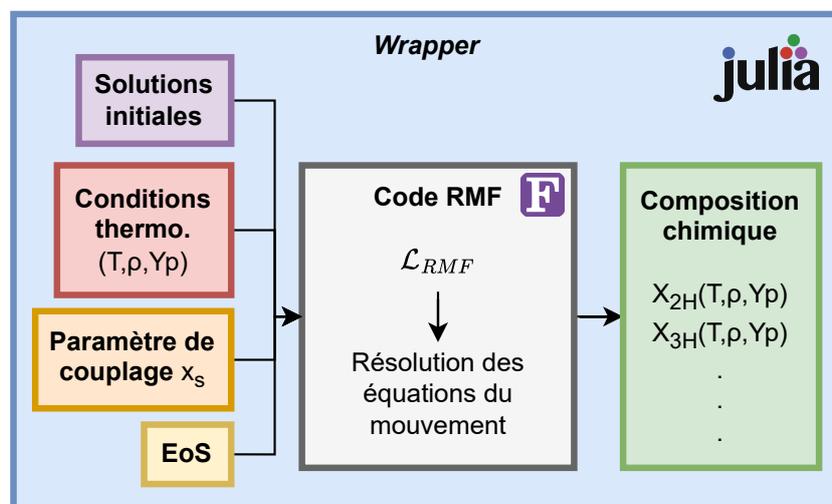


FIGURE B.1 – Schéma du *wrapper* pour le programme RMF.

B.2 Solutions initiales des équations

La résolution des équations du mouvement du modèle utilise la méthode de Newton. Cette méthode a pour but d'approcher analytiquement la racine d'une fonction de manière itérative et nécessite une solution initiale, relativement proche de la racine. Dans le code RMF, il faut donner des solutions initiales pour les 8 équations du mouvement. Ces solutions, appelées $\{z_1, z_2, z_3, z_4, z_5, z_6, z_7, z_8\}$, ne peuvent pas être connues *a priori* et doivent être initialisées par le résultat d'essais manuels. Dans notre cas, le code fourni possède des solutions initiales (codées en dur) pour quelques domaines en température : $T < 4$; $4 \leq T \leq 6$; $6 < T \leq 7.5$; $7.5 < T \leq 11$. Ces solutions conviennent dans la plupart des cas, mais le temps nécessaire au programme pour converger vers la solution exacte peut fortement varier d'un point à l'autre. Pour remédier à ce problème, on propose la solution suivante : on pré-calcul les solutions initiales pour un ensemble de conditions en température et densité. En effet, il est possible de réaliser un *mapping* des solutions en parcourant de proches en proches un grand nombre de paramètres thermodynamiques avec des limites relativement larges. Ce *mapping* est réalisé à x_s et fraction de protons constants, mais ces derniers sont choisis assez proches des conditions où le modèle sera utilisé pour ne pas trop impacter la résolution. La mise en place de cette solution a permis de gagner plus d'un facteur 10 sur la vitesse de résolution des équations.

Annexe C

Données additionnelles sur E818

C.1 Configuration INDRA

La partie du détecteur INDRA utilisée comprenait les couronnes 6 à 17. Les étages de détection étaient formés de siliciums et de CsI(Tl). Les chambres d'ionisation n'étaient pas présentes. Des siliciums d'épaisseur $150\ \mu\text{m}$ étaient montés sur les couronnes 8/9 (modules 11, 12, 13, 14, 23 et 24). Partout ailleurs l'épaisseur des siliciums était de $300\ \mu\text{m}$.

Seules les couronnes 6 à 9 participaient au déclenchement de l'acquisition.

Pour ce qui concerne ce mémoire, les CsI(Tl) des couronnes 10 à 17 ne sont pas calibrés en énergie.

Le tableau suivant donne la liste des télescopes INDRA (détecteurs CsI(Tl)) affectés par l'absence d'identification en masse des $Z=1$ à partir d'une certaine quantité de lumière. Pour ces particules, l'énergie a été calculée en supposant que la particule était un proton. Pour ces particules un nouveau code de calibration en énergie a été créé. Pour ce mémoire, ces télescopes problématiques ont été éliminés car le but était de caractériser la composition isotopique des événements étudiés.

Couronne	Modules
6	2, 3, 6, 8, 10, 17, 24
7	3, 7, 8, 9, 11, 13, 15, 16, 19, 20
8	2, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 13, 16, 19, 22, 24
9	1, 11, 12, 14, 15, 20, 22, 24
10	24
11	20

TABLE C.1 – Liste des télescopes INDRA affectés par l'absence d'identification en masse des $Z=1$ à partir d'une certaine quantité de lumière.

C.2 Configuration FAZIA

Le détecteur FAZIA était à une distance de 80 cm de la cible. Donc en position rapprochée par rapport à l'expérience précédente.

La configuration standard d'un télescope FAZIA est silicium-1(300 μm)-silicium-2(500 μm)-CsI(Tl). Pour cette expérience les siliciums 500 μm des blocs 0, 1, 2 et 3 ont été remplacés par des 750 μm .

C.3 Les codes d'identification et de calibration

Les tableaux suivants donnent la liste des codes d'identification et de calibration en énergie présents dans l'expérience E818 pour les détecteurs INDRA et FAZIA.

Code d'identification INDRA	Signification
2	Identification CsI(Tl) par forme du signal
3	Identification par silicium/CsI(Tl)
9	Identification par CsI(Tl)
10	Identification CsI(Tl) avec masse hors page
14	Pas d'identification

TABLE C.2 – Liste des codes d'identification et leur signification pour INDRA

Code d'identification FAZIA	Signification
-1	Pas d'identification
0	Gamma
11	Identification silicium-1 par forme du signal
12	Identification silicium-1/silicium-2
13	Identification silicium-1/CsI(Tl)
23	Identification silicium-2/CsI(Tl)
123	Identification silicium-2/CsI(Tl)
33	Identification CsI(Tl) par forme du signal
5	Particule arrêtée dans le premier étage et pas identifiée

TABLE C.3 – Liste des codes d'identification et leur signification pour FAZIA. A noter que les ^8Be identifiés sont labellés ^8He .

Code calibration en énergie INDRA	Signification
0	Pas de calibration
1	Calibration normale
2	Quelques pertes dans des étages ont été calculées
3	Attention énergie correspondant à un pouvoir d'arrêt supérieur à celui du télescope
4	Pertes en énergie estimée, nouveau code correspondant au problème d'identification des Z=1 de haute énergie dans les CsI(Tl)

TABLE C.4 – Liste des codes de calibration en énergie et leur signification pour INDRA.

Code calibration en énergie FAZIA	Signification
0	Pas de calibration
1	Calibration normale
2	Quelques pertes dans des étages ont été calculées
3	Attention énergie correspondant à un pouvoir d'arrêt supérieur à celui du télescope
4	Pertes en énergie calculées de manière tentitative

TABLE C.5 – Liste des codes de calibration en énergie et leur signification pour FAZIA.

Annexe D

Comparaison E818 et INDRA première campagne

D.1 Préambule

D.1.1 Campagne 1 : Ar+Ni 74 A.MeV

- Détecteur utilisé : INDRA dans sa configuration initiale avec les télescopes phoswich (couronne phosphore sandwich remplacée lors de la campagne INDRA au GSI par une couronne silicium/CsI(Tl)).
- Le déclenchement minimum de l'acquisition était basé sur quatre particules détectées (les chambres d'ionisation ne participaient pas à la décision).
- Les chambres d'ionisations des couronnes 13-17 ne fonctionnaient pas.

D.1.2 Campagne INDRA/FAZIA (E818) : Ar+Ni 74 A.MeV

- Détecteurs utilisés : FAZIA et INDRA dans la configuration couronnes 6 à 17. FAZIA est composé de 192 télescopes alors que les couronnes 1 à 5 d'INDRA couvrent approximativement le même domaine angulaire que FAZIA avec 96 télescopes. L'ouverture angulaire des télescopes de FAZIA est identique alors que celle d'INDRA varie avec le numéro de couronne (de 0.37 msr à 3.21 msr pour les couronnes 1 à 5).
- Le déclenchement minimum de l'acquisition était basé sur une particule détectée par FAZIA ou une particule détectée par INDRA dans les couronnes 6 à 9.
- Les chambres d'ionisations d'INDRA n'étaient pas présentes.

D.1.3 Comparaison

Pour pouvoir comparer les deux expériences, certaines conditions ont été imposées sur les deux jeux de données pour les rendre équivalents :

- Au-moins quatre particules doivent être présentes dans chaque événement collecté pour E818.
- Les particules identifiées à l'aide des chambres d'ionisation ont été éliminées pour la campagne 1.

D'où la condition, $M_{SC}^{4\pi} > 3$, pour la campagne 1 qui signifie multiplicité totale sur 4π supérieure à 3 sans l'utilisation des chambres d'ionisation et $M^{4\pi} > 3$ pour E818 qui signifie multiplicité totale sur 4π supérieure à 3.

Les deux jeux de données ont été comparés et nous donnons ici seulement quelques exemples qui concernent les multiplicités, les distributions en numéro atomique et les spectres en énergie des ^1H et des ^4He pour FAZIA et pour les couronnes 1 à 5 d'INDRA. Cette dernière comparaison a été retenue pour cette annexe car il a été trouvé des différences notables entre les deux expériences.

D.2 Comparaison des domaines angulaires avec un générateur d'événements

Pour illustrer l'effet du dispositif sur la détection des particules, on peut générer des événements $^{36}\text{Ar} + ^{58}$ à l'aide du générateur HIPSE [87]. Ces événements passent ensuite dans ce qu'on appelle un filtre expérimental, simulant la géométrie du multidétecteur et les effets de seuils. Dans la figure D.1, les distributions angulaires des particules sont présentées pour deux filtres différents : un pour la première campagne (a) et un pour E818 (b). On peut remarquer la différence de granularité entre le multidétecteur FAZIA et les couronnes 1 à 5 d'INDRA (au centre des deux figures). Pour l'expérience E818, le gap entre INDRA et FAZIA est bien visible mais est irréductible dans la configuration actuelle des détecteurs.

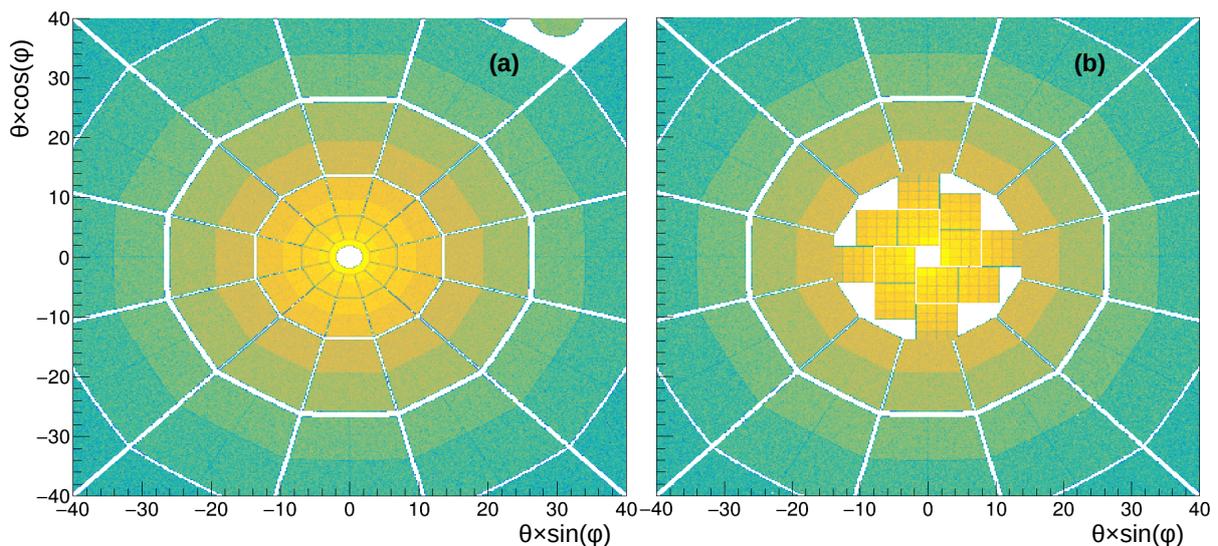


FIGURE D.1 – Domaine angulaire des particules issues des événements HIPSE avec le filtre première campagne (a) et E818 (b), où ϑ est l'angle polaire défini par rapport à la direction du faisceau et φ est l'angle azimutal.

D.3 Comparaison des multiplicités des particules légères

Nous présentons une comparaison qui concerne la production des particules légères chargées ($Z < 3$). Le choix d'exclure, dans un premier temps, les particules plus lourdes est dicté par le fait qu'il a été difficile de tracer certaines lignes sur les cartes d'identification de certains télescopes de l'expérience E818 par manque de statistique. Pour la campagne

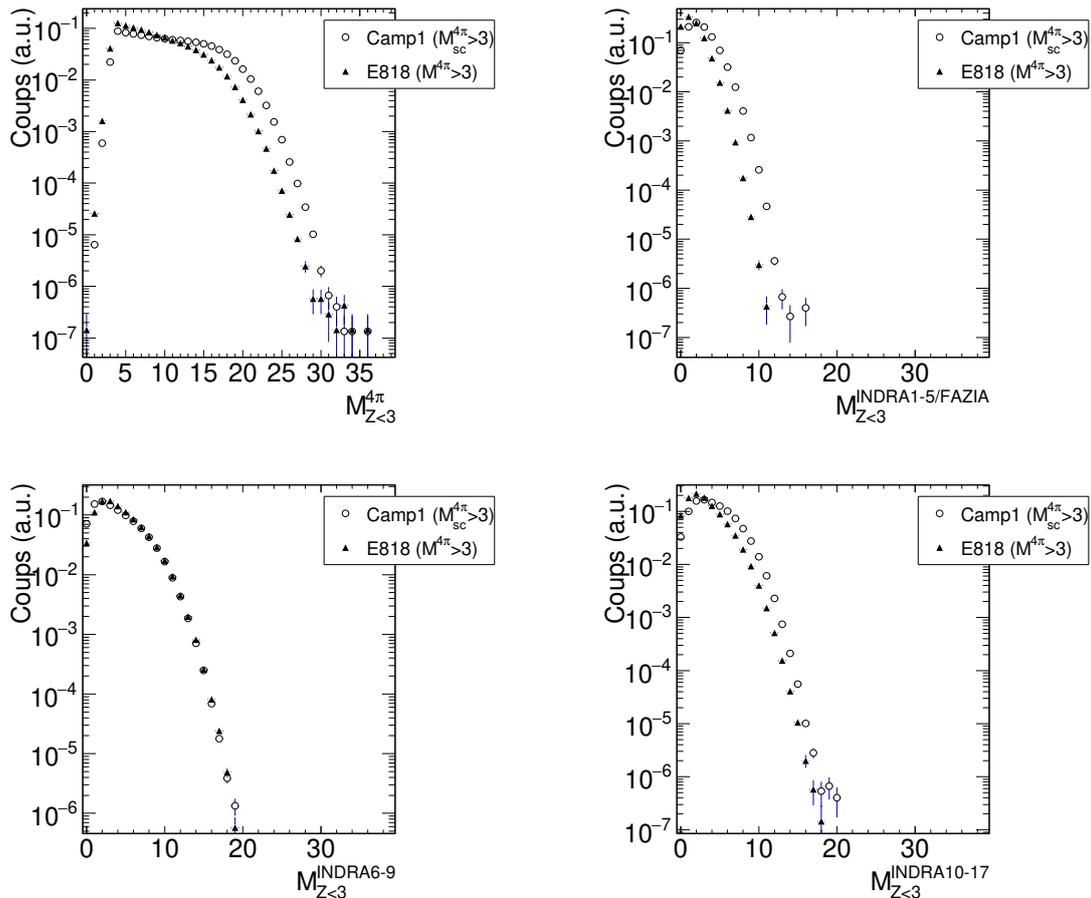


FIGURE D.2 – Comparaison des multiplicités des particules légères chargées détectés dans la campagne 1 INDRA et l'expérience E818. La figure en haut/gauche correspond à tout l'angle solide de détection. La figure en haut/droite correspond à la partie avant (couronnes 1 à 5 de la campagne 1 et FAZIA de l'expérience E818). La figure en bas/gauche correspond aux couronnes INDRA 6 à 9. La figure en bas/droite correspond aux couronnes INDRA 10 à 17. Tous les spectres sont normalisés au nombre d'événements détectés. Les télescopes INDRA de la E818 affectés par l'absence d'identification en masse des $Z=1$ à partir d'une certaine quantité de lumière ont été ici conservés.

1, ce ne fût pas le cas car l'identification globale de cette campagne a été effectuée avec également des systèmes plus lourds.

La figure D.2 présente les multiplicités détectées pour les deux expériences et pour diverses parties de l'ensemble de détection. La comparaison sur tout l'angle solide de détection (figure D.2 haut/gauche) reflète le fait que la couverture angulaire de FAZIA est plus faible que celle des couronnes 1 à 5 d'INDRA (figure D.2 haut/droite) même

si lors de cette expérience FAZIA a été rapproché au maximum de la cible de manière à réduire le gap entre INDRA et FAZIA. Pour ce qui concerne la couverture en angle solide commune aux deux expériences, il est trouvé une excellente compatibilité pour les couronnes 6 à 9 (figure D.2 bas/gauche) et un déficit d'une unité pour les couronnes 10 à 17 (figure D.2 bas/droite) qui pourrait être expliqué par le fait que ces couronnes n'étaient pas dans le processus de déclenchement de l'acquisition pour la E818.

Les multiplicités de particules légères sont compatibles entre les deux expériences.

D.4 Comparaison des distributions en numéro atomique

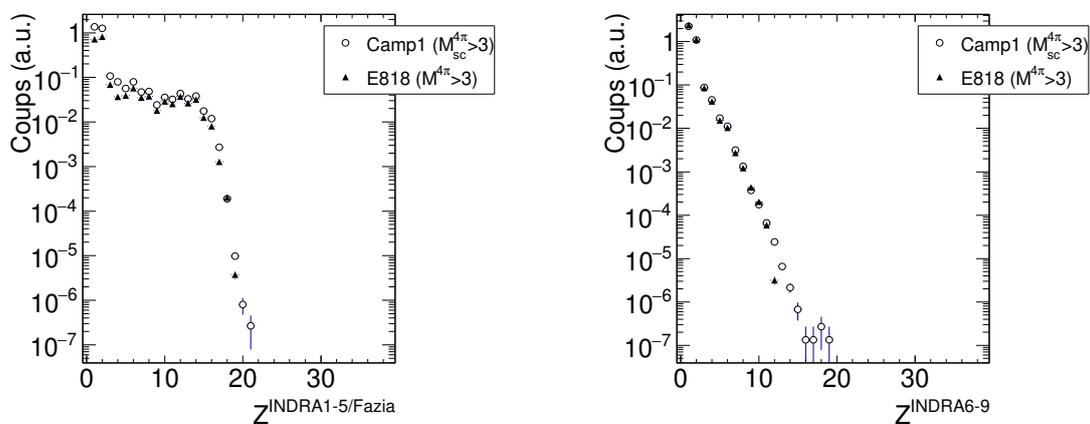


FIGURE D.3 – Comparaison des distribution en numéro atomique des particules détectés dans la campagne 1 INDRA et l'expérience E818. La figure à gauche correspond à la partie avant (couronnes 1 à 5 de la campagne 1 et FAZIA de l'expérience E818). La figure à droite correspond aux couronnes INDRA 6 à 9. Tous les spectres sont normalisés au nombre d'événements détectés. Les télescopes INDRA de la E818 affectés par l'absence d'identification en masse des $Z=1$ à partir d'une certaine quantité de lumière ont été ici conservés.

Les figures D.3 et D.4 présentent les distributions en numéro atomique des particules détectées pour les deux expériences et pour diverses parties de l'ensemble de détection.

La comparaison concernant les couronnes 6 à 9 d'INDRA pour les deux expériences (figure D.3 droite) montre une excellente compatibilité. Sur cette partie de la figure, le manque de statistique pour tracer les lignes d'identification au-delà de $Z=10$ est visible pour les données de l'expérience E818. Cette dernière remarque est également valable pour la comparaison concernant les couronnes 10 à 17 (figure D.4) pour les Z au-delà de 4. Il est à noter que la majeure partie des fragments sont détectés à l'avant (figure D.3 gauche) et sont reliés à la désexcitation du projectile. A l'avant (figure D.3 gauche) on retrouve le déficit de détection lié à la moindre couverture angulaire de FAZIA par rapport aux couronnes 1 à 5 d'INDRA.

Dans l'ensemble les distributions en numéro atomique sont compatibles entre les deux expériences. Il faut toutefois noter que le rapport de production entre les $Z=1$ et les $Z=2$ est inversé entre les deux expériences pour le domaine angulaire couvert par les couronnes 1 à 5 (figure D.3 gauche).

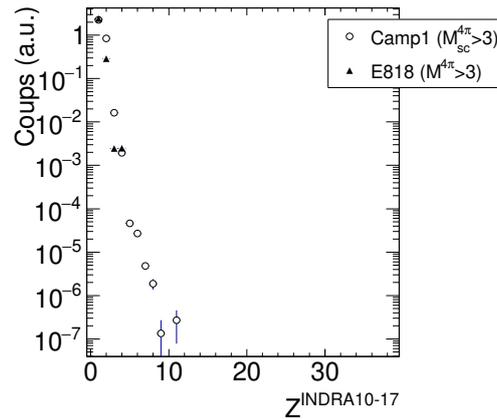


FIGURE D.4 – Comparaison des distributions en numéro atomique des particules détectées dans la campagne 1 INDRA et l’expérience E818. La figure correspond aux couronnes INDRA 10 à 17. Tous les spectres sont normalisés au nombre d’événements détectés. Les télescopes INDRA de la E818 affectés par l’absence d’identification en masse des $Z=1$ à partir d’une certaine quantité de lumière ont été ici conservés.

D.5 Comparaison des spectres en énergie des protons et des ^4He

Nous présentons ici une comparaison des spectres en énergie des protons et des ^4He entre les deux expériences pour la zone angulaire couverte par les couronnes 1 à 5 d’INDRA et le détecteur FAZIA.

D.5.1 Comparaison avec tous les événements détectés

Les figures D.5 et D.6 présentent les distributions en énergie dans le laboratoire des protons et des ^4He détectés pour les deux expériences et pour la partie avant de l’ensemble de détection (INDRA couronnes 1 à 5 pour la campagne 1 et FAZIA pour E818). Pour la couronne 1 de la première campagne INDRA, les données présentées concernent non pas les protons et les ^4He mais les particules ayant un $Z=1$ et un $Z=2$ puisque cette couronne ne possède pas de résolution isotopique.

Chaque ligne correspond au domaine angulaire d’une couronne d’INDRA. Le numéro de la couronne est indiqué par l’indice lié au mot INDRA dans le titre. Pour FAZIA une coupure angulaire correspondante a été appliquée. Pour chaque ligne, la partie gauche présente les protons détectés et la partie droite les ^4He détectés. Les données sont normalisées au nombre d’événements et à la taille de l’intervalle en énergie.

Il est constaté une plus faible couverture angulaire pour FAZIA par rapport aux couronnes 1 à 5 d’INDRA (comme indiqué précédemment). La sélection angulaire couronne par couronne permet ici de préciser les choses. Cette différence est causée par les zones mortes des télescopes FAZIA (détecteurs silicium, supports) qui sont plus importantes par rapport à celles d’INDRA. La perte d’efficacité géométrique de FAZIA reste raisonnable pour les angles couverts par les couronnes 1 à 4 et devient très importante pour les angles couverts par la couronne 5 à cause cette fois de l’absence physique de détecteurs dans cette zone angulaire.

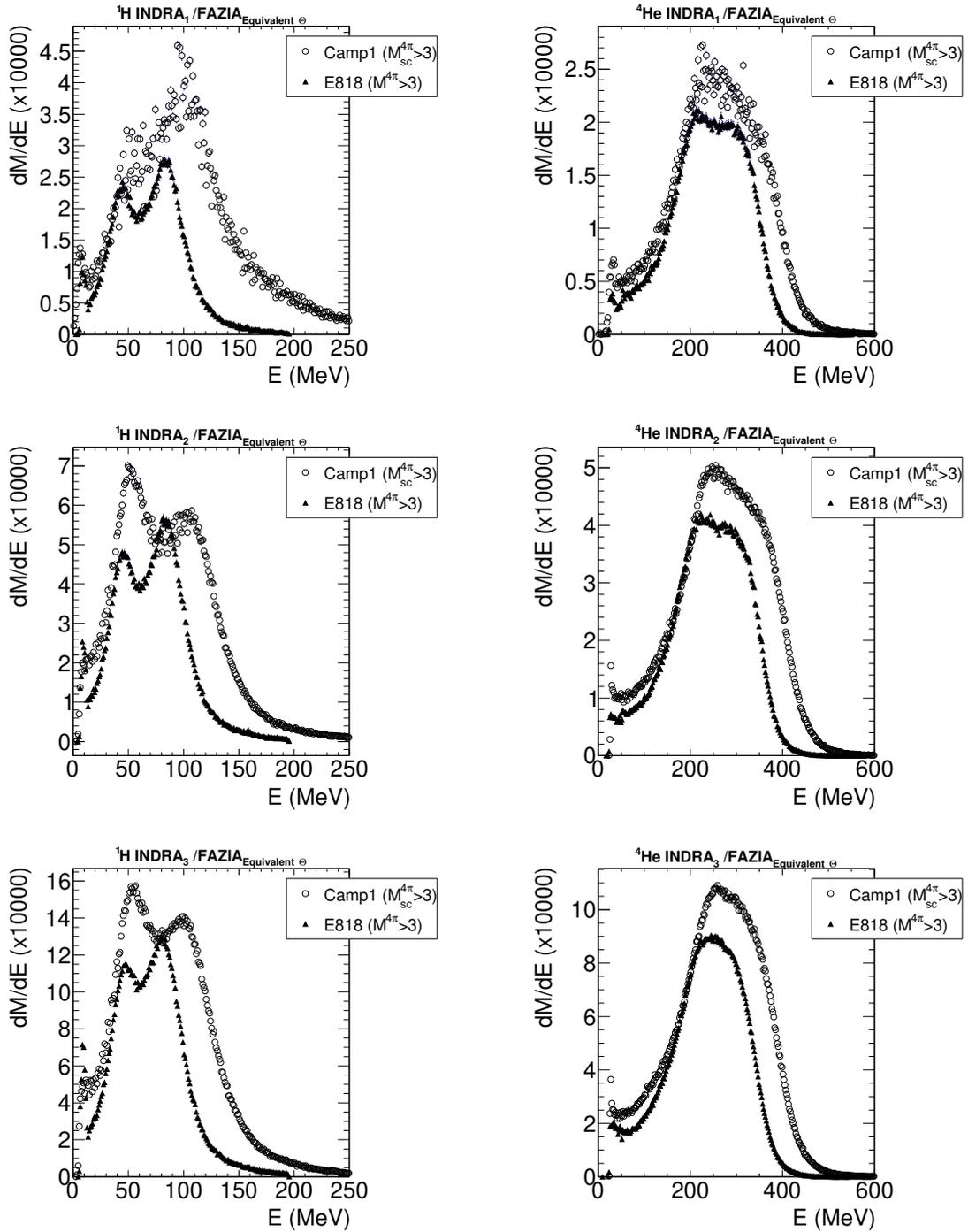


FIGURE D.5 – Distributions en énergie dans le laboratoire des protons (gauche) et des ^4He (droite) détectés pour les deux expériences et pour la partie avant de l'ensemble de détection (INDRA couronnes 1 à 3 pour la campagne 1 et FAZIA pour E818). Chaque ligne correspond au domaine angulaire d'une couronne d'INDRA : de 1 à 3 de haut en bas. Les spectres sont normalisés au nombre d'événements détectés et à la taille de l'intervalle en énergie.

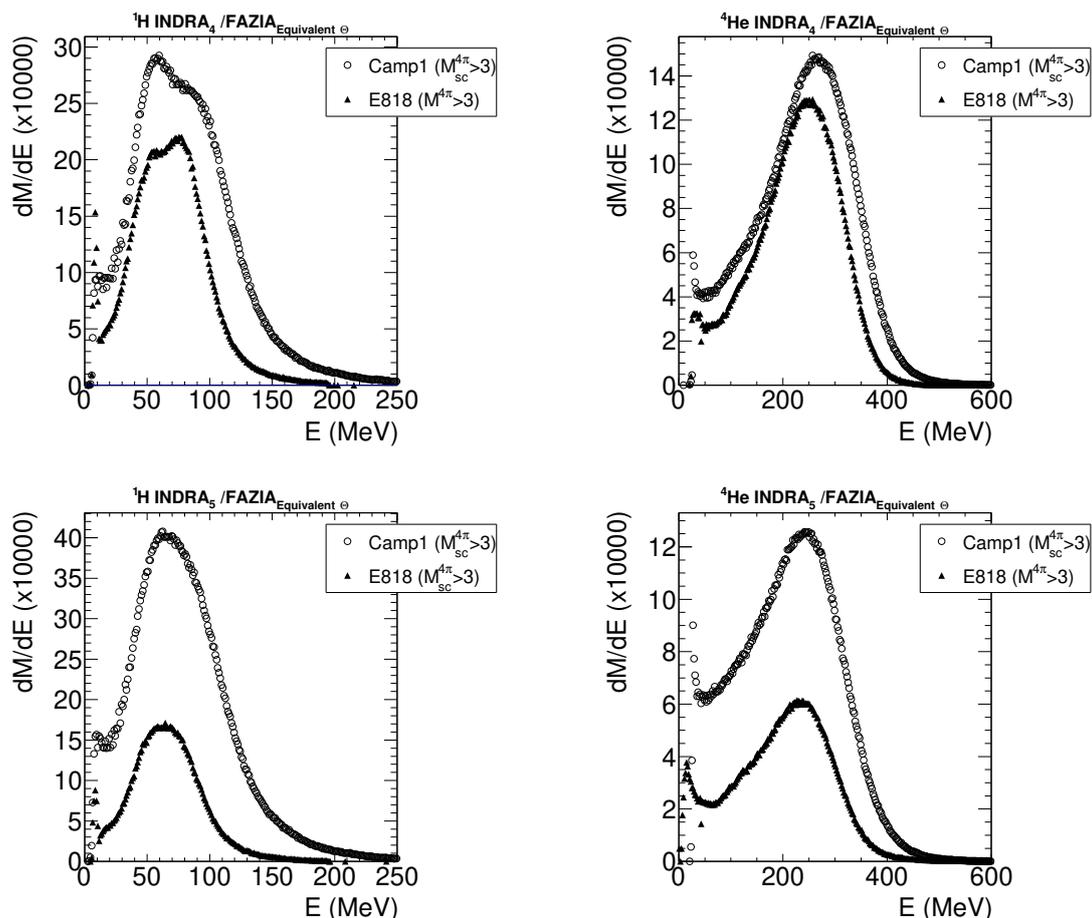


FIGURE D.6 – Distributions en énergie dans le laboratoire des protons (gauche) et des ${}^4\text{He}$ (droite) détectés pour les deux expériences et pour la partie avant de l’ensemble de détection (INDRA couronnes 4 et 5 pour la campagne 1 et FAZIA pour E818). Chaque ligne correspond au domaine angulaire d’une couronne d’INDRA : de 4 à 5 de haut en bas. Les spectres sont normalisés au nombre d’événements détectés et à la taille de l’intervalle en énergie.

D'autre part, nous constatons que la calibration en énergie ne donne pas le même résultat pour les deux expériences : les énergies des particules sont en moyenne plus importantes pour la campagne 1. De plus, la forme des distributions pour les protons diffère pour les zones angulaires des couronnes INDRA 2, 3 et 4 entre les deux expériences. Cette différence n'est pas observée pour les ^4He .

D.5.2 Comparaison avec les événements des collisions périphériques

Pour préciser les différences observées, nous présentons les distributions en énergie des protons et en énergie par nucléon des ^4He pour des collisions très périphériques sélectionnées à l'aide de la multiplicité sur l'ensemble de l'angle solide. La sélection sur la multiplicité a été fixée à une valeur de 4 ou 5.

Cette comparaison pour les collisions très périphériques permet de sélectionner le processus d'évaporation à partir d'un projectile excité qui doit refléter une dissymétrie dans la distribution en énergie lorsqu'un domaine angulaire restreint est imposé. En effet, pour une évaporation isotrope à partir d'une source l'angle solide sélectionné par une coupure angulaire dans le laboratoire est plus important pour une émission à l'avant de la source (grande énergie dans le laboratoire) par rapport à une émission à l'arrière de la source (basse énergie dans le laboratoire).

Cette fois les spectres sont normalisés à l'intégrale de la distribution pour en comparer la forme.

Nous retrouvons le fait que la calibration en énergie ne donne pas le même résultat pour les deux expériences : les énergies des particules sont plus importantes pour la campagne 1. Ce décalage s'estompe pour la couronne 5. En examinant ces figures qui correspondent aux collisions périphériques pour les zones angulaires des couronnes 2 à 4 on peut remarquer que pour FAZIA le spectre des protons présente un minimum à une valeur voisine de 65/70 MeV alors que ce minimum pour la campagne 1 est proche de 80 MeV. En considérant que ce minimum correspond à la vitesse de la source émettrice, cette valeur est trop élevée pour la campagne 1. Cette différence entre les deux expériences est moins élevée pour les ^4He .

Pour les zones angulaires des couronnes 2 à 4, la dissymétrie des spectres liée à une émission isotrope des protons à partir d'un projectile excité est présente pour l'expérience E818 mais est inversée pour la campagne 1 d'INDRA (plus de particules à l'avant). Pour la couronne 1 (de conception technique différente par rapport aux autres couronnes d'INDRA) les résultats concernant les protons des deux expériences sont compatibles à la calibration en énergie près. Pour ce qui concerne les ^4He , mis à part encore la différence concernant la calibration en énergie, la forme des spectres est quasi identique pour les deux expériences et présente bien la dissymétrie attendue pour les angles les plus faibles. Donc pour la campagne 1, cette dissymétrie inversée des couronnes 2 à 4 pour les protons est en complète contradiction avec le résultat pour les ^4He et le résultat pour les protons de la couronne 1.

Pour donner une idée quantitative des multiplicités des protons et des ^4He , nous précisons que pour la zone angulaire qui correspond à la couronne 2 et pour ces collisions périphériques nous avons mesuré les multiplicités moyennes¹ suivantes : $M(^1\text{H})=0.055$ pour la campagne 1 et 0.036 pour la E818, $M(^4\text{He})=0.054$ pour la campagne 1 et 0.051 pour la E818. Les rapports de production entre protons et ^4He sont très différents entre

1. Multiplicités dans la couronne 2 moyennées sur tous les événements.

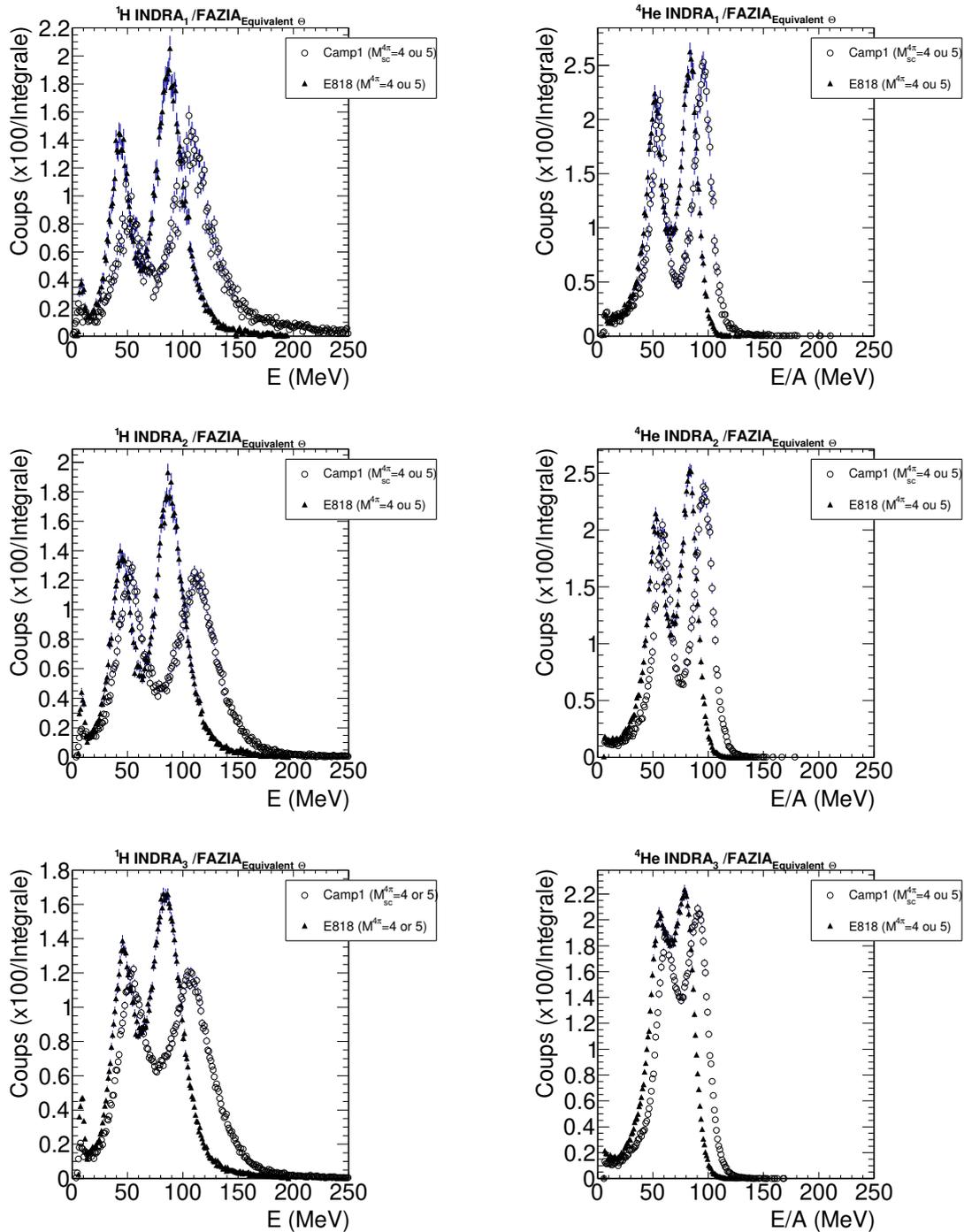


FIGURE D.7 – Distributions en énergie dans le laboratoire des protons (gauche) et distributions en énergie par nucléon dans le laboratoire des ${}^4\text{He}$ (droite) détectés pour les deux expériences et pour la partie avant de l'ensemble de détection (INDRA couronnes 1 à 3 pour la campagne 1 et FAZIA pour E818). Chaque ligne correspond au domaine angulaire d'une couronne d'INDRA : de 1 à 3 de haut en bas. Les spectres sont normalisés à l'intégrale de la distribution.

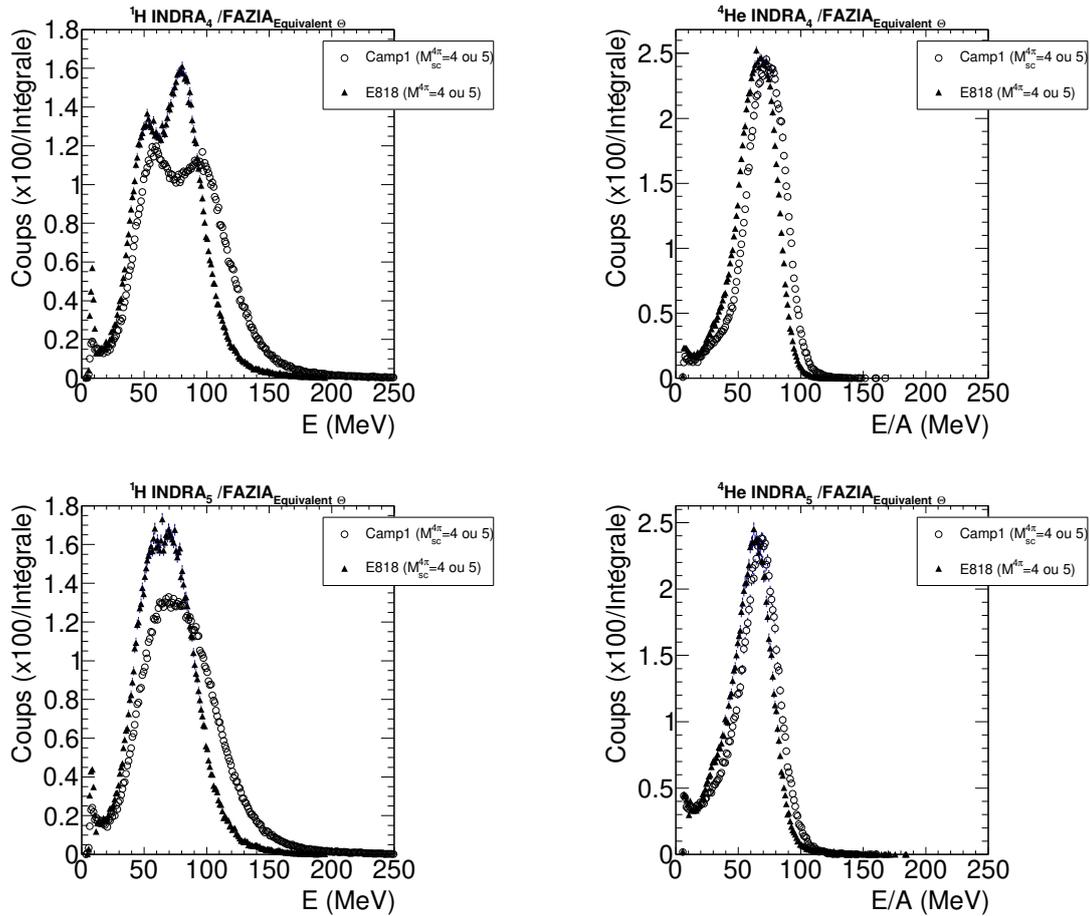


FIGURE D.8 – Distributions en énergie dans le laboratoire des protons (gauche) et distributions en énergie par nucléon dans le laboratoire des ^4He (droite) détectés pour les deux expériences et pour la partie avant de l'ensemble de détection (INDRA couronnes 4 et 5 pour la campagne 1 et FAZIA pour E818). Chaque ligne correspond au domaine angulaire d'une couronne d'INDRA : de 4 à 5 de haut en bas. Les spectres sont normalisés à l'intégrale de la distribution.

les deux expériences et ceci est causé par une production protonique plus grande pour la campagne 1 (voir aussi la figure D.3 gauche).

Tout ceci nous conduit à penser que cette différence n'est pas liée à la différence en granularité entre INDRA et FAZIA qui pourrait provoquer un nombre plus élevé de double coups dans le même télescope pour INDRA par rapport à FAZIA. Les spectres d'INDRA semblent souffrir non pas d'un déficit à haute énergie mais d'un surplus problématique à basse énergie. ce surplus peut être du à

- Des erreurs concernant la procédure d'identification à basse énergie. Les lignes concernant les protons dans les cartes d'identification CsI(Tl) sont tracées manuellement dans un espace très proche de la zone liée aux particules neutres. Le détecteur FAZIA a lui un pouvoir de résolution beaucoup plus important.
- La présence d'une composante d'interaction neutronique dans les CsI(Tl) d'INDRA ($^{133}\text{Cs}(n,p)X$). Ces conversions polluent les spectres protons à basse énergie. Cet effet est moindre pour FAZIA car ses CsI(Tl) sont moins volumineux.

Nous concluons donc pour cette partie qu'il existe une erreur de calibration en énergie pour la campagne 1 d'INDRA. Qu'à cette erreur s'ajoute un problème de pollution des spectres en énergie des protons.

Bibliographie

- [1] P. RING. In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37** (1996), 193-263 (cf. p. 12).
- [2] W.-C. CHEN et al. In : *Phys. Rev. C* **90** (2014), 044305 (cf. p. 12, 118).
- [3] R. NEGREIROS et al. In : *ApJ* **863** (2018), 104 (cf. p. 12).
- [4] G. A. LALAZISSIS et al. In : *Phys. Rev. C* **55** (1997), 540-543 (cf. p. 12).
- [5] H. SHEN. In : *ApJ* **891** (2020) (cf. p. 12).
- [6] P. HAENSEL et al. *Neutron stars. 1 : Equation of state and structure*. Astrophysics and space science library. New York : Springer Science + Business Media, 2007 (cf. p. 13).
- [7] J. R. OPPENHEIMER et al. In : *Phys. Rev.* **55** (1939), 374-381 (cf. p. 13).
- [8] G. WATANABE et al. In : *Phys. Rev. C* **69** (2004), 055805 (cf. p. 13).
- [9] J. M. LATTIMER. In : *Nucl. Phys. A* **535** (1991), 331-376 (cf. p. 13, 17).
- [10] D. G. RAVENHALL et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983), 2066-2069 (cf. p. 13).
- [11] T. MARUYAMA et al. In : *Phys. Rev. C* **72** (2005), 015802 (cf. p. 13).
- [12] G. WATANABE et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005), 031101 (cf. p. 13).
- [13] H. SONODA et al. In : *Phys. Rev. C* **81** (2010), 049902 (cf. p. 13).
- [14] F. GRILL et al. In : *Phys. Rev. C* **90** (2014), 045803 (cf. p. 13).
- [15] A. SCHNEIDER et al. In : *Phys. Rev. C* **90** (2014), 055805 (cf. p. 13).
- [16] G. RÖPKE et al. In : *Nucl. Phys. A* **379** (1982), 536-552 (cf. p. 13, 17).
- [17] G RÖPKE et al. In : *Nucl. Phys. A* **399** (1983), 587-602 (cf. p. 13).
- [18] S. TYPEL et al. In : *Phys. Rev. C* **81** (2010), 015803 (cf. p. 13, 18, 22, 104).
- [19] G RÖPKE. In : *Nucl. Phys. A* **867** (2011), 66-80 (cf. p. 13).
- [20] M. FERREIRA et al. In : *Phys. Rev. C* **85** (2012), 055811 (cf. p. 13).
- [21] G. RÖPKE. In : *Phys. Rev. C* **101** (2020), 064310 (cf. p. 13).
- [22] C. ILIADIS. *Nuclear physics of stars*. Physics textbook. Weinheim : Wiley-VCH, 2007 (cf. p. 13).
- [23] H.-T. JANKA et al. In : *Phys. Rep.* **442** (2006), 38-74 (cf. p. 13).
- [24] A. MEZZACAPPA. In : *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55** (2005), 467-515 (cf. p. 13).
- [25] R. C. DUNCAN et al. In : *ApJ* **309** (1986), 141-160 (cf. p. 15).
- [26] R. D. HOFFMAN. In : *ApJ* **482** (1997), 951-962 (cf. p. 15).
- [27] A. ARCONES et al. In : *Phys. Rev. C* **78** (2008), 015806 (cf. p. 15).

-
- [28] T. FISCHER et al. In : *Eur. Phys. J. A* **50** (2014), 46 (cf. p. 16).
- [29] C DRISCHLER et al. In : *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **71** (2021), 403-432 (cf. p. 16).
- [30] D. LEE. In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* **63** (2009), 117-154 (cf. p. 16).
- [31] T. H. R. SKYRME. In : *Philos. Mag.* **1** (1956), 1043-1054 (cf. p. 16).
- [32] J. DECHARGÉ et al. In : *Phys. Rev. C* **21** (1979) (cf. p. 16).
- [33] J. D. WALECKA. In : *Ann. Phys.* **83** (1974), 491-529 (cf. p. 16, 17).
- [34] M. OERTEL et al. In : *Rev. Mod. Phys.* **89** (2017), 015007 (cf. p. 17).
- [35] H. SHEN et al. In : *Nucl. Phys. A* **637** (1998), 435-450 (cf. p. 17).
- [36] H. DINH THI et al. In : *A&A* **672** (2023), A160 (cf. p. 17).
- [37] A. S. BOTVINA et al. In : *Nucl. Phys. A* **843** (2008), 98-132 (cf. p. 17).
- [38] D. H. RISCHKE et al. In : *Z. Phys. C* **51** (1991), 485-489 (cf. p. 17).
- [39] A. V. YUDIN. In : *Astron. Lett.* **37** (2011), 576-587 (cf. p. 17).
- [40] G. RÖPKE. In : *Phys. Rev. C* **92** (2015), 054001 (cf. p. 17).
- [41] C. J. HOROWITZ et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) (cf. p. 18).
- [42] H. PAIS et al. In : *Phys. Rev. C* **99** (2019), 055806 (cf. p. 18, 143).
- [43] H. PAIS et al. In : *Phys. Rev. C* **97** (2018), 045805 (cf. p. 18).
- [44] T. CUSTÓDIO. In : *Phys. Rev. C* **104** (2021), 035801 (cf. p. 18).
- [45] J. BOGUTA et al. In : *Nucl. Phys. A* **292** (1977), 413-428 (cf. p. 19).
- [46] Y SUGAHARA et al. In : *Nucl. Phys. A* **579** (1994), 557-572 (cf. p. 19).
- [47] B. G. TODD-RUTEL et al. In : *International Conference on Current Problems of Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE 2006)* (2006), 33-42 (cf. p. 20).
- [48] T. FISCHER et al. In : *Phys. Rev. C* **102** (2020), 055807 (cf. p. 22, 23).
- [49] M. HEMPEL et al. In : *Nucl. Phys. A* **837** (2010), 210-254 (cf. p. 22).
- [50] A. MEZZACAPPA et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) (cf. p. 22).
- [51] E SURAUD. *Physique des collisions nucléaires*. HERMANN, 1998 (cf. p. 24).
- [52] D DURAND et al. *Nuclear Dynamics in the Nucleonic Regime*. Institute of Physics Publishing, 2000 (cf. p. 24).
- [53] A. J. COLE. *Statistical models for nuclear decay : from evaporation to vaporization*. Fundamental and applied nuclear physics series. Bristol, UK ; Philadelphia : Institute of Physics Publishing, 2000 (cf. p. 24).
- [54] J. BONDORF et al. In : *Nucl. Phys. A* **443** (1985), 321-347 (cf. p. 25).
- [55] B BORDERIE et al. In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* **61** (2008), 551-601 (cf. p. 25).
- [56] B. BORDERIE. In : *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **28** (2002), R217-R247 (cf. p. 25).
- [57] B. BORDERIE et al. In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* **105** (2019), 82-138 (cf. p. 25, 93).
- [58] C. O. BACRI et al. In : *Phys. Lett. B* **353** (1995), 27-31 (cf. p. 25, 119, 122, 123).
- [59] B. BORDERIE et al. In : *Phys. Lett. B* **388** (1996), 224-228 (cf. p. 25).
- [60] M. RIVET et al. In : *Phys. Lett. B* **388** (1996), 219-223 (cf. p. 25).
-

-
- [61] B. BORDERIE et al. In : *Eur. Phys. J. A* **6** (1999), 197-202 (cf. p. 25).
- [62] T LEFORT et al. In : *Nucl. Phys. A* **662** (2000), 397-422 (cf. p. 25, 133).
- [63] D DORE et al. In : *Phys. Rev. C* **63** (2001), 034612 (cf. p. 25).
- [64] R. BOUGAULT et al. In : *Phys. Rev. C* **97** (2018), 024612 (cf. p. 25, 88-91, 123).
- [65] R BOUGAULT et al. In : *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **47** (2020), 025103 (cf. p. 25, 88, 93).
- [66] G PEILERT et al. In : *Phys. Rev. C* **39** (1989), 1402-1419 (cf. p. 26).
- [67] A. ONO et al. In : *Phys. Rev. C* **47** (1993), 2652-2660 (cf. p. 26).
- [68] H FELDMEIERS. In : *Nucl. Phys. A* **515** (1990), 147-172 (cf. p. 26).
- [69] A. ONO. In : *Journal of Physics : Conference Series* **420** (2013), 012103 (cf. p. 26).
- [70] A BONASERA et al. In : *Phys. Rep.* **243** (1994), 1-124 (cf. p. 26).
- [71] C.-Y. WONG. In : *Phys. Rev. C* **25** (1982), 1460-1475 (cf. p. 26).
- [72] V BARAN et al. In : *Nucl. Phys. A* **703** (2002), 603-632 (cf. p. 26).
- [73] P NAPOLITANI. In : *Phys. Lett. B* **726** (2013), 382-386 (cf. p. 27).
- [74] P. DANIELEWICZ. In : *Nucl. Phys. A* **673** (2000), 375-410 (cf. p. 27).
- [75] J. XU et al. In : *Phys. Rev. C* **93** (2016), 044609 (cf. p. 27).
- [76] A. ONO. In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* **105** (2019), 139-179 (cf. p. 27).
- [77] H. WOLTER et al. In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* **125** (2022), 103962 (cf. p. 27).
- [78] M COLONNA et al. In : *Phys. Rev. C* **82** (2010), 054613 (cf. p. 27).
- [79] S. T. BUTLER et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961), 69-71 (cf. p. 27, 100).
- [80] A. SCHWARZSCHILD et al. In : *Phys. Rev.* **129** (1963), 854-862 (cf. p. 27, 100).
- [81] G. D. WESTFALL et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976), 1202-1205 (cf. p. 28).
- [82] A. MEKJIAN. In : *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977), 640-643 (cf. p. 28, 87, 95, 100).
- [83] S. DAS GUPTA et al. In : *Phys. Rep.* **72** (1981), 131-183 (cf. p. 28).
- [84] S. ALBERGO et al. In : *Nuov Cim A* **89** (1985), 1-28 (cf. p. 28, 87, 95).
- [85] K. M. BURBIDGE et al. In : *Rev. Mod. Phys.* **29** (1957), 547-650 (cf. p. 28).
- [86] D DURAND. In : *Nucl. Phys. A* **541** (1992), 266-294 (cf. p. 29, 150).
- [87] D. LACROIX et al. In : *Phys. Rev. C* **69** (2004), 054604 (cf. p. 29, 135, 149, 158).
- [88] J. POUTHAS et al. In : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **357** (1995), 418-442 (cf. p. 31).
- [89] G. F. KNOLL. *Radiation detection and measurement*. 4th ed. Hoboken, N.J : John Wiley, 2010 (cf. p. 32).
- [90] F. GAGNON-MOISAN. « Effets d'isospin et noyaux chauds ». Thèse de doct. Université Paris XI, 2010. URL : <https://lpccaen-mail.in2p3.fr/service/home/~/?auth=co&loc=fr&id=6144&part=2> (cf. p. 33).
- [91] M. HENRI. « Etude des propriétés de transport et d'équilibration de la matière nucléaire dans le domaine de l'énergie de Fermi ». Thèse de doct. Université de Caen Normandie, 2018 (cf. p. 34, 47).
-

- [92] J POUTHAS. In : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **369** (1996), 222-247 (cf. p. 36).
- [93] V. METIVIER. « Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u : apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA. » Thèse de doct. Université de Caen, 1995 (cf. p. 37).
- [94] P. ECOMARD. « Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4pi INDRA ». Thèse de doct. Université de Caen, 1995. URL : <https://hal.in2p3.fr/in2p3-00010207> (cf. p. 37).
- [95] H. BETHE. In : *Ann. Phys.* **397** (1930), 325-400 (cf. p. 37).
- [96] D. GRUYER. « Aspects dynamiques de la désexcitation nucléaire : de la fission à la multifragmentation. » Thèse de doct. Université de Caen Basse-Normandie, 2014 (cf. p. 39, 53).
- [97] J. QUICRAY. « Etudes expérimentales du transport de l'isospin et de son influence dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi ». Thèse de doct. Université de Caen Normandie, 2021 (cf. p. 40).
- [98] C. CIAMPI. « Study of quasi-projectile breakup in semiperipheral collisions of (64,58)Ni+(64,58)Ni at 32 AMeV and 52 AMeV with the INDRA-FAZIA apparatus ». Thèse de doct. Università degli studi di Firenze, 2021 (cf. p. 40).
- [99] J. LEMARIE. « Etude expérimentale de la diffusion d'isospin dans les réactions 58,64Ni+58,64Ni à 32 et 52 MeV/nucléon mesurées avec INDRA-FAZIA ». Thèse de doct. Université de Caen Normandie, 2022 (cf. p. 40).
- [100] *mesytec - MDPP-32*. URL : <https://www.mesytec.com/products/nuclear-physics/MDPP-32.html> (cf. p. 43, 45, 46).
- [101] THE FAZIA COLLABORATION et al. In : *Eur. Phys. J. A* **50** (2014), 47 (cf. p. 48).
- [102] L BARDELLI et al. In : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **605** (2009), 353-358 (cf. p. 48).
- [103] N. LE NEINDRE et al. In : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **701** (2013), 145-152 (cf. p. 49).
- [104] S. VALDRÉ et al. In : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **930** (2019), 27-36 (cf. p. 49).
- [105] F SALOMON et al. In : *JINST* **11** (2016), C01064 (cf. p. 49).
- [106] *KaliVeda*. URL : <https://gitlab.in2p3.fr/kaliveda-dev/kaliveda> (cf. p. 60, 81, 127).
- [107] M PÂRLOG et al. In : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **482** (2002), 674-692 (cf. p. 80).
- [108] M. PÂRLOG et al. In : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **482** (2002), 693-706 (cf. p. 80).
- [109] L. QIN et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012), 172701 (cf. p. 87, 88, 105, 147).
- [110] H. PAIS et al. In : *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **47** (2020), 105204 (cf. p. 88, 101).
- [111] H. PAIS et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **125** (2020), 012701 (cf. p. 88, 112).
-

-
- [112] A. REBILLARD-SOULIÉ et al. In : *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **51** (2024), 015104 (cf. p. 89).
- [113] C. CAVATA et al. In : *Phys. Rev. C* **42** (1990), 1760-1763 (cf. p. 89).
- [114] W REISDORF et al. In : *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47** (1997), 663-709 (cf. p. 91).
- [115] F. GULMINELLI et al. In : *Eur. Phys. J. A* **30** (2006), 317-331 (cf. p. 93).
- [116] J. WANG et al. In : *Phys. Rev. C* **72** (2005), 024603 (cf. p. 93, 94).
- [117] K. HAGEL et al. In : *Phys. Rev. C* **62** (2000), 034607 (cf. p. 93).
- [118] J CIBOR et al. In : *Phys. Lett. B* **473** (2000), 29-34 (cf. p. 93).
- [119] M. LISA et al. In : *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* (2005) (cf. p. 100).
- [120] H. H. GUTBROD et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976), 667-670 (cf. p. 100).
- [121] A. MEKJIAN. In : *Phys. Lett. B* **89** (1980), 177-180 (cf. p. 100).
- [122] R WADA et al. In : *Phys. Rev. C* **85** (2012), 064618 (cf. p. 101).
- [123] M. B. TSANG et al. In : *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001), 5023-5026 (cf. p. 106).
- [124] M. B. TSANG et al. In : *Phys. Rev. C* **64** (2001), 054615 (cf. p. 108).
- [125] A. S. BOTVINA et al. In : *Phys. Rev. C* **65** (2002), 044610 (cf. p. 108).
- [126] A. ONO et al. In : *Phys. Rev. C* **68** (2003), 051601 (cf. p. 108).
- [127] R. FELDT. *BlackBoxOptim*. URL : <https://github.com/robertfeldt/BlackBoxOptim.jl> (cf. p. 109).
- [128] R. STORN. In : *J. Glob. Optim.* **11** (1997), 341-359 (cf. p. 110).
- [129] K. V. PRICE et al. *Differential evolution : a practical approach to global optimization ; with 48 tabeles*. Natural computing series. Berlin Heidelberg : Springer, 2005 (cf. p. 110).
- [130] T. CUSTÓDIO et al. In : *Phys. Rev. Lett. (soumis)* (2024) (cf. p. 116, 117).
- [131] W. A. ZAJC et al. In : *Phys. Rev. C* **29** (1984), 2173-2187 (cf. p. 130).
- [132] G. VERDE et al. In : *Eur. Phys. J. A* **30** (2006), 81-108 (cf. p. 132).
- [133] M. D. TORO et al. In : *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **37** (2010), 083101 (cf. p. 140).
- [134] W NEUBERT et al. In : *Eur. Phys. J. A* **7** (2000), 101-106 (cf. p. 143).
-

Étendre nos connaissances sur la matière nucléaire chaude dans la région de faible densité

Les clusters légers dans la matière nucléaire apparaissent à des densités inférieures à la densité de saturation nucléaire. Ils peuvent jouer un rôle important dans des scénarios astrophysiques comme les supernovae à effondrement de cœur, où les propriétés de la matière nucléaire influence la propagation de l'onde de choc et le parcours des neutrinos émis. À de telles densités, des effets de milieu sont présents et modifient les propriétés des clusters formés, leur abondance et, par conséquent, la dynamique des supernovae. Nous avons utilisé un modèle champ moyen relativiste (RMF) avec des clusters comme degrés de liberté explicites et des échanges de mésons virtuels. Ce modèle possède un couplage clusters-méson empirique qui nécessite d'être calibré avec des observations expérimentales. À partir des collisions d'ions lourds, nous avons sélectionné des événements afin de construire différents ensembles statistiques correspondant à des conditions thermodynamiques particulières. Dans ces ensembles, nous avons extrait les compositions chimiques en terme de fractions massique des isotopes d'hydrogène et d'hélium. En parallèle, nous avons renforcé l'utilisation de l'hypothèse d'équilibre par l'étude des propriétés d'isoscaling. Enfin, dans une analyse bayésienne, nous avons comparé les ensembles expérimentaux avec des calculs issus du modèle RMF, où la densité, la température et le couplage clusters-méson sont libres. Nous avons reproduit les fractions massiques expérimentales des différents clusters, en considérant une densité unique pour chaque ensemble. Le couplage entre cluster-méson a été calibré pour différentes températures. Pour étudier les limites de cette analyse et l'étendre à d'autres systèmes, une nouvelle expérience a été réalisée avec le multidétecteur INDRA-FAZIA. D'importantes améliorations ont été apportées sur le dispositif, ce qui a permis d'améliorer significativement ses performances, notamment en termes d'identification isotopique. Ainsi, la quasi-totalité du travail de réduction des données (calibration en énergie et identification) a été achevée pour cette nouvelle expérience. Dans le cadre d'une étude préliminaire, l'analyse a été initiée sur les événements de type vaporisation, mais nécessite encore des investigations.

Mots clés : collisions, ions lourds, matière nucléaire, basse densité, clusters, effets de milieu, champ moyen relativiste, fraction massique, multidétecteur, supernova, analyse bayésienne

Extending our knowledge of hot nuclear matter in the low density region

Light clusters in nuclear matter appear at densities below nuclear saturation density. They can play an important role in astrophysical scenarios like core-collapse supernovae, where the properties of nuclear matter influence the shock wave propagation and the path of emitted neutrinos. At such densities, in-medium effects are present and modify the properties of the formed clusters, their abundance, and, consequently, the dynamics of supernovae. We used a relativistic mean field (RMF) model with clusters as explicit degrees of freedom and virtual meson exchanges. This model includes an empirical cluster-meson coupling that requires calibration with experimental observations. From heavy ion collisions, we selected events to construct different statistical ensembles corresponding to particular thermodynamic conditions. In these ensembles, we extracted the chemical compositions in terms of the mass fractions of hydrogen and helium isotopes. In parallel, we strengthened the use of the equilibrium hypothesis by studying isoscaling properties. Finally, in a Bayesian analysis, we compared the experimental ensembles with calculations from the RMF model, where density, temperature, and cluster-meson coupling are free parameters. We successfully reproduced the experimental mass fractions of the various clusters, considering a unique density for each ensemble. The cluster-meson coupling has been calibrated for different temperatures. To explore the limitations of this analysis and extend it to other systems, a new experiment was conducted with the INDRA-FAZIA multidetector. Significant improvements were made to the device, which has considerably enhanced its performance, particularly in terms of isotopic identification. Consequently, nearly all of the data reduction work (energy calibration and identification) has been completed for this new experiment. In a preliminary study, the analysis began on vaporization-type events, but further investigations are required.

Key words : collisions, heavy ions, nuclear matter, low density, clusters, in-medium effects, relativistic mean field, mass fraction, multidetector, supernova, bayesian analysis