



**HAL**  
open science

# Etude de l'isospin dans les collisions $40,48\text{Ca}+40,48\text{Ca}$ à 35 AMeV

Quentin Fable

► **To cite this version:**

Quentin Fable. Etude de l'isospin dans les collisions  $40,48\text{Ca}+40,48\text{Ca}$  à 35 AMeV. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMC202 . tel-01775269

**HAL Id: tel-01775269**

**<https://theses.hal.science/tel-01775269>**

Submitted on 24 Apr 2018

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

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



Normandie Université

## THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Physique

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Étude de l'isospin dans les collisions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à 35 AMeV

Présentée et soutenue par  
Quentin FABLE

Thèse soutenue publiquement le 09 Février 2018  
devant le jury composé de

M. Arnaud LEFEVRE	Chargé de Recherche, HDR, GSI, Allemagne	Rapporteur
Mme Maria COLONNA	Directeur de Recherche à l'INFN, Catane, Italie	Rapporteur
Mme Fanny FARGET	Chargé de Recherche au CNRS, Direction de l'IN2P3, Paris	Examineur
Mme Marcella GRASSO	Directeur de Recherche au CNRS, IPN, Orsay,	Examineur
M. Dominique DURAND	Directeur de Recherche au CNRS, LPC, Caen	Examineur
M. CHBIHI Abdelouahad	Directeur de Recherche au CNRS, GANIL, Caen	Directeur de thèse

Thèse dirigée par Abdelouahad CHBIHI, GANIL



UNIVERSITÉ  
CAEN  
NORMANDIE





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Contexte et motivations</b>	<b>11</b>
1.1 Les collisions d'ions lourds . . . . .	11
1.1.1 Classification des collisions entre deux noyaux . . . . .	11
1.1.2 Réactions nucléaires aux énergies inférieures à la barrière Coulombienne . . . . .	14
1.1.3 Réactions nucléaires aux énergies relativistes . . . . .	15
1.1.4 Mécanismes de réaction aux énergies intermédiaires . . . . .	16
1.1.4.1 Collisions centrales . . . . .	16
1.1.4.2 Collisions périphériques . . . . .	17
1.2 L'équation d'état de la matière nucléaire . . . . .	18
1.2.1 L'énergie d'asymétrie . . . . .	19
1.2.1.1 Énergie de liaison . . . . .	19
1.2.1.2 Dépendance en densité de l'énergie d'asymétrie . . . . .	21
1.2.2 Observables sensibles à l'énergie d'asymétrie . . . . .	22
1.2.2.1 Isoscaling . . . . .	23
1.2.2.2 Transport d'isospin et équilibration . . . . .	26
1.3 Conclusion . . . . .	29
<b>2 Description des modèles utilisés</b>	<b>31</b>
2.1 Introduction . . . . .	31
2.2 Dynamique moléculaire antisymétrisée : AMD . . . . .	32
2.2.1 Formalisme . . . . .	32
2.2.2 Hamiltonien du système . . . . .	33
2.2.3 Équations du mouvement . . . . .	34
2.2.4 Branchement quantique . . . . .	34
2.2.5 Application à l'expérience e503 . . . . .	35
2.3 Le modèle semi-microscopique ELIE . . . . .	37
2.3.1 Voie d'entrée . . . . .	38
2.3.1.1 Conditions initiales . . . . .	38
2.3.1.2 Collisions nucléon-nucléon dans le milieu . . . . .	38
2.3.1.3 Partitions aléatoires des participants . . . . .	38
2.3.1.4 Configuration de freeze-out . . . . .	40
2.3.2 Voie de sortie . . . . .	42
2.4 Le code de désexcitation GEMINI++ . . . . .	42
2.5 Étude des fragments primaires . . . . .	42

2.5.1	Énergies d'excitation . . . . .	43
2.5.2	Production des fragments . . . . .	45
2.5.3	Distributions isotopiques . . . . .	46
2.5.4	Évolution dynamique du rapport neutron-proton . . . . .	49
2.6	Étude des fragments secondaires . . . . .	51
2.6.1	Production des fragments . . . . .	51
2.6.2	Distributions isotopiques . . . . .	52
2.6.3	Évolution dynamique du rapport neutron-proton . . . . .	52
2.7	Conclusion . . . . .	55
<b>3</b>	<b>Dispositif expérimental</b> . . . . .	<b>57</b>
3.1	Le multi-détecteur INDRA . . . . .	57
3.1.1	Vue d'ensemble d'INDRA . . . . .	57
3.1.1.1	Géométrie . . . . .	58
3.1.1.2	Détection . . . . .	58
3.1.1.3	Télescopes d'identification . . . . .	61
3.1.1.4	Électronique . . . . .	62
3.1.1.5	Déclenchement (TRIGGER) d'INDRA . . . . .	64
3.1.1.6	Marqueurs de temps . . . . .	67
3.1.2	Méthodes d'identification des particules chargées . . . . .	67
3.1.2.1	Méthode $\Delta E - E$ . . . . .	67
3.1.2.2	Analyse en forme des signaux des <i>CsI(Tl)</i> . . . . .	71
3.2	Le spectromètre VAMOS . . . . .	72
3.2.1	Présentation générale des spectromètres magnétiques . . . . .	72
3.2.1.1	Principe de fonctionnement . . . . .	72
3.2.1.2	L'optique des particules chargées . . . . .	72
3.2.1.3	Formalisme tensoriel . . . . .	74
3.2.1.4	Spectromètres à large acceptation . . . . .	75
3.2.1.5	Résolution en masse d'un spectromètre magnétique . . . . .	76
3.2.1.6	Comparaison avec d'autres méthodes d'identification . . . . .	77
3.2.2	Vue d'ensemble de VAMOS . . . . .	78
3.2.2.1	Introduction . . . . .	78
3.2.2.2	Description physique . . . . .	79
3.2.2.3	L'optique de VAMOS en mode dispersif . . . . .	80
3.2.2.4	Les aberrations dans VAMOS . . . . .	80
3.2.2.5	Le système de détection . . . . .	81
3.2.2.6	Électronique et déclenchement de VAMOS . . . . .	86
3.2.3	Méthodes d'identification des particules chargées . . . . .	87
3.2.3.1	Identification en charge . . . . .	87
3.2.3.2	Identification en masse et en état de charge . . . . .	87
3.3	Couplage INDRA-VAMOS : l'expérience e503 . . . . .	91
3.3.1	Présentation de l'expérience e503 . . . . .	91
3.3.2	Caractéristiques des faisceaux exploités . . . . .	91
3.3.3	Couplage mécanique de l'expérience e503 . . . . .	92
3.3.4	Couplage électronique de l'expérience e503 . . . . .	93
3.3.4.1	Acquisition . . . . .	93

3.3.4.2	Déclenchement . . . . .	94
3.3.4.3	Signaux en temps . . . . .	96
3.4	Conclusion . . . . .	97
<b>4</b>	<b>Calibrations et identifications des particules</b>	<b>99</b>
4.1	Calibration et identification avec INDRA . . . . .	99
4.1.1	Calibrations des détecteurs d'INDRA . . . . .	99
4.1.1.1	Chambres à ionisation et détecteurs siliciums . . . . .	99
4.1.1.2	Scintillateurs CsI(Tl) . . . . .	100
4.1.2	Identification des fragments dans INDRA . . . . .	101
4.1.2.1	Principe des grilles d'identification . . . . .	102
4.1.2.2	Matrices ChIo-Si ou ChIo-CsI(Tl) . . . . .	102
4.1.2.3	Matrices Si-CsI(Tl) . . . . .	103
4.1.2.4	Matrices CsI(Tl) rapide-lente . . . . .	103
4.2	Calibrations et identifications avec VAMOS . . . . .	104
4.2.1	Calibration des détecteurs de VAMOS . . . . .	104
4.2.1.1	Calibration en énergie de la ChIo et des détecteurs Si . . . . .	104
4.2.1.2	Calibration en énergie des scintillateurs CsI(Tl) . . . . .	105
4.2.1.3	Calibration en temps . . . . .	105
4.2.2	Identification des fragments de VAMOS . . . . .	106
4.2.2.1	Reconstruction des observables au plan focal de VAMOS . . . . .	107
4.2.2.2	Reconstruction des trajectoires au point cible . . . . .	109
4.2.2.3	Identification en charge des fragments dans VAMOS . . . . .	113
4.2.2.4	Calcul et corrections du temps de vol . . . . .	116
4.2.2.5	Identification en état de charge et en masse des fragments dans VAMOS . . . . .	122
4.3	Normalisation des événements . . . . .	123
4.3.1	Acceptance de VAMOS . . . . .	124
4.3.1.1	Comparaisons entre la simulation ZGOUBI et l'expérience . . . . .	125
4.3.1.2	Coups angulaires sur la fenêtre d'entrée de VAMOS . . . . .	126
4.3.1.3	Évolution de l'acceptance de VAMOS . . . . .	126
4.3.1.4	Angle solide effectif du spectromètre . . . . .	127
4.3.2	Temps mort . . . . .	131
4.3.3	Correction en intensité du faisceau . . . . .	132
4.3.4	Recouvrement des rigidités magnétiques . . . . .	135
4.3.5	Généralisation d'une méthode de normalisation . . . . .	136
4.3.6	Application de la méthode avec une simulation . . . . .	138
4.4	Conclusion . . . . .	139
<b>5</b>	<b>Présentation et analyse des résultats expérimentaux</b>	<b>141</b>
5.1	Sélections des événements d'intérêt . . . . .	141
5.1.1	Rejet des événements punch-through . . . . .	142
5.1.2	Coups dans la fenêtre d'entrée de VAMOS . . . . .	142
5.1.3	Rejet des événements d'après le temps de vie du fragment identifié dans VAMOS . . . . .	143
5.1.4	Rejet des événements de diffusion élastique . . . . .	144
5.2	Propriétés générales des événements INDRA-VAMOS . . . . .	144

5.2.1	Commentaires sur la normalisation des données . . . . .	145
5.2.2	Propriétés du fragment détecté dans VAMOS . . . . .	146
5.2.2.1	Propriétés cinématiques . . . . .	146
5.2.2.2	Identifications isotopiques . . . . .	147
5.2.2.3	Évolution dynamique du rapport neutrons-protons . . . . .	151
5.2.3	Propriétés des événements INDRA-VAMOS . . . . .	153
5.2.3.1	Propriétés cinématiques . . . . .	153
5.2.3.2	Complétude des événements . . . . .	155
5.2.3.3	Multiplicités des particules légères . . . . .	156
5.2.3.4	Étude du fragment dans VAMOS selon le paramètre d'impact . . . . .	158
5.3	Étude du transport de l'isospin . . . . .	165
5.3.1	Rapports isotopiques . . . . .	165
5.3.2	Étude des rapports isotopiques avec le fragment dans VAMOS . . . . .	167
5.3.2.1	Étude des rapports isotopique en fonction de la charge du PLF . . . . .	167
5.3.2.2	Étude des rapports isotopique en fonction de la vitesse du PLF . . . . .	168
5.3.2.3	Étude des doubles rapports isotopiques . . . . .	170
5.3.3	Résumé . . . . .	175
5.4	Conclusion . . . . .	176
<b>6</b>	<b>Comparaisons avec les modèles</b>	<b>177</b>
6.1	Étude du fragment détecté dans VAMOS . . . . .	177
6.1.1	Production des fragments . . . . .	177
6.1.2	Enrichissement en neutrons . . . . .	179
6.1.3	Évolution du rapport neutron-proton . . . . .	180
6.2	Étude des LCP et IMF dans INDRA . . . . .	183
6.2.1	Multiplicités moyennes des particules légères dans INDRA . . . . .	183
6.2.1.1	Hierarchie des multiplicités . . . . .	183
6.2.1.2	Comparaisons avec les données . . . . .	184
6.2.2	Rapports isotopiques . . . . .	185
6.2.3	Étude des rapports isotopiques avec le fragment dans VAMOS . . . . .	186
6.2.3.1	Étude des rapports isotopiques en fonction de la charge du PLF . . . . .	186
6.2.3.2	Étude des rapports isotopiques en fonction de la vitesse du PLF . . . . .	189
6.2.3.3	Étude des doubles rapports isotopiques . . . . .	189
6.3	Conclusion . . . . .	193
	<b>Conclusion</b>	<b>195</b>
	<b>Annexes</b>	<b>197</b>
<b>A</b>	<b>Conventions angulaires</b>	<b>199</b>
A.1	Angles dans le référentiel du laboratoire . . . . .	199
A.2	Angles dans le référentiel du plan focal . . . . .	200
<b>B</b>	<b>Angle d'effleurement</b>	<b>203</b>

<b>C</b>	<b>Fragments primaires issus de ELIE et AMD</b>	<b>205</b>
C.1	Énergies d'excitation . . . . .	205
C.2	Distributions $N - Z$ . . . . .	207
<b>D</b>	<b>Cartes des nucléides identifiés dans VAMOS</b>	<b>209</b>
<b>E</b>	<b>Estimation d'un paramètre d'impact</b>	<b>213</b>
E.1	Principe d'estimation du paramètre d'impact . . . . .	213
E.2	L'énergie transverse . . . . .	214
<b>F</b>	<b>Comparaisons du <math>N - Z</math> du PLF entre les données et les modèles</b>	<b>215</b>
<b>G</b>	<b>Multiplicités moyennes des LCP issus des modèles</b>	<b>219</b>
G.1	Hiérarchie des multiplicités en fonction de $V_Z^{PLF}$ . . . . .	219
G.2	Comparaisons par système en fonction de $Z_{PLF}$ . . . . .	221
G.3	Comparaisons par système en fonction de $V_Z^{PLF}$ . . . . .	223





# Introduction

La compréhension de l'interaction forte qui lie les protons et neutrons au sein du noyau atomique est un enjeu qui reste d'actualité en physique nucléaire. Cette interaction effective entre les nucléons détermine notamment l'équation d'état d'un système nucléaire, et permet de décrire la structure des noyaux, les propriétés des étoiles à neutrons, la nucléosynthèse, les mécanismes d'explosion des supernova, le refroidissement et la composition des étoiles à neutrons. De nombreuses contraintes sont désormais établies sur les noyaux sphériques, notamment grâce à des ajustements entre des potentiels nucléon-nucléon phénoménologiques et les masses des noyaux mesurées en laboratoire. Néanmoins les prédictions apportées par les modèles diffèrent fortement dès lors que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, de la densité de saturation (densité de cœur des noyaux à l'équilibre) ou encore de noyaux symétriques (symétrie définie d'après l'isospin, le rapport entre le nombre de neutrons et protons du noyau). En particulier la description de la dépendance en densité du terme d'énergie d'asymétrie, c'est-à-dire le coût énergétique d'introduire une asymétrie en isospin, est un défi majeur de la physique nucléaire moderne. Par conséquent les collisions d'ions lourds réalisées en laboratoire sont un moyen unique de soumettre des systèmes nucléaires à des conditions extrêmes de pression, densité, température, et isospin.

Dans ce manuscrit de thèse nous présentons une étude détaillée de l'expérience e503 réalisée au GANIL, expérience visant à mesurer les produits de réactions issus des collisions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  aux énergies intermédiaires.

Dans le Chapitre 1 nous abordons plus en détails les mécanismes de collisions, l'équation d'état de la matière nucléaire et le terme d'énergie d'asymétrie. Nous présentons ensuite quelques observables sensibles à sa dépendance en densité.

Dans le Chapitre 2 nous détaillons les modèles utilisés pour interpréter les résultats expérimentaux, dont le modèle AMD pour lequel la dépendance avec la densité est introduite.

Dans le Chapitre 3 nous présentons le dispositif expérimental utilisé, à savoir le couplage du spectromètre de large acceptation VAMOS avec le détecteur INDRA au GANIL.

Dans le Chapitre 4 nous verrons, outre les calibrations des détecteurs, les difficultés inhérentes à l'utilisation d'un spectromètre et l'application d'une méthode de normalisation aux données.

Dans le Chapitre 5 sont présentés, après réduction des données, les résultats expérimentaux. Nous caractérisons tout d'abord les collisions mesurées expérimentalement avant d'étudier les propriétés du fragment détecté dans VAMOS. Nous présentons ensuite une étude détaillée de l'évolution de l'asymétrie entre la mi-rapacité et l'avant du centre de masse, selon les caractéristiques du fragment dans VAMOS, et à partir des rapports isotopiques des espèces identifiées en coïncidence dans INDRA.

Enfin dans le Chapitre 6 nous comparons les résultats expérimentaux avec les modèles filtrés présentés au Chapitre 2.



# Chapitre 1

## Contexte et motivations

### 1.1 Les collisions d'ions lourds

Les collisions dissipatives d'ions lourds sont un moyen unique de sonder la matière nucléaire en laboratoire en la soumettant à des conditions extrêmes de pression et température, l'inertie du projectile permettant un dépôt efficace d'énergie dans la cible. Néanmoins leur description reste complexe : si l'utilisation de grandeurs thermodynamiques implique un certain équilibre thermodynamique atteint durant la collision, cette dernière reflète aussi des effets dynamiques.

Dans le cadre de cette thèse nous nous intéressons en particulier aux collisions d'ions lourds au-dessus de l'énergie de Fermi, dans le domaine des énergies intermédiaires. La physique des noyaux en collision aux énergies intermédiaires ( $E_{inc} = 20 - 100 \text{ A MeV}$ , avec  $E_{inc}$  l'énergie par nucléon du faisceau dans le référentiel du laboratoire) est un domaine situé entre les énergies proches de la barrière coulombienne ( $E_{inc} \sim 5 - 15 \text{ A MeV}$ ) et les énergies relativistes ( $E_{inc} > 500 \text{ A MeV}$ ). De fait, ce domaine est à la jonction des deux gammes en énergie précédentes, ce qui rend sa description difficile, et leur emprunte un certain nombre de concepts et méthodes que nous allons tenter de résumer dans cette section.

Nous présentons brièvement quelques grandeurs caractéristiques permettant de classer les collisions entre deux noyaux. Ensuite nous présentons les collisions aux énergies inférieures à la barrière coulombienne puis les réactions nucléaires aux énergies relativistes avant de nous intéresser aux énergies intermédiaires. Plus de détails peuvent être trouvés dans les références [1–3].

#### 1.1.1 Classification des collisions entre deux noyaux

L'étude des mécanismes d'interaction entre deux noyaux vise essentiellement à classer les collisions nucléaires selon certaines caractéristiques globales, dans le but d'identifier et caractériser les sources d'émissions de particules détectées expérimentalement [1, 3]. Ainsi la topologie des collisions peut principalement être liée au concept de **paramètre d'impact** et à la **dissipation de l'énergie cinétique** disponible dans le centre de masse du projectile et de la cible sous forme d'**énergie d'excitation**.

**Longueurs caractéristiques :**

Dans une vision purement classique, le paramètre d'impact  $b$  est par définition la distance séparant les centres des deux noyaux dans le plan de réaction. Il est ainsi compris entre  $b_{min} = 0$  et  $b_{max} = R_P + R_T$  avec  $R_P$  et  $R_T$  les rayons du projectile et de la cible, tels que [4] :

$$R_i = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{-1/3} \quad (1.1)$$

avec  $A_i$  le nombre de masse du noyau considéré. Notons que cette notion est purement géométrique et que  $b$  ne peut être mesuré expérimentalement.

La dissipation de l'énergie cinétique est quand à elle gouvernée par la vitesse relative  $v_{rel}$  du projectile et de la cible, à laquelle nous pouvons associer une longueur d'onde réduite de collision nucléon-nucléon, telle que :

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{m_u v_{rel}} \quad (1.2)$$

où  $m_u = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  est l'unité de masse atomique et  $\hbar = h/2\pi$  avec  $h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$  la constante de Planck.

La longueur d'onde réduite issue de l'Équation 1.2 est à comparer avec la distance moyenne entre les nucléons au sein d'un noyau ( $d_{nn} \sim 1.2 \text{ fm}$ ) afin de déterminer si un comportement collectif des nucléons pendant la collision est à prévoir ( $\lambda \gg d_{nn}$ ), c'est-à-dire si les effets de champ moyen (à un corps) prédominent sur les effets des collisions nucléon-nucléon (à deux corps), et inversement. En résumé selon ce critère nous nous attendons à ce que les effets de champ moyen soient dominants pour des faisceaux de faibles énergies ( $E_{inc} < 15 \text{ A MeV}$ ). Quelques longueurs caractéristiques sont données Tableau 1.1 : nous y constatons que pour des énergies supérieures à  $100 \text{ A MeV}$  la longueur d'onde réduite est inférieure à  $d_{nn}$ , indiquant que la collision se réduira à un dépôt d'énergie "local" sur un nucléon, à l'inverse des énergies situées autour de  $35 \text{ A MeV}$  pour lesquelles un nucléon incident distribuera son énergie dans le noyau de la cible. Le critère de longueur d'onde réduite est aussi directement lié à la notion du

$E_{inc} \text{ (AMeV)}$	1	10	35	100	1000
$\lambda \text{ (fm)}$	6.5	2.1	0.88	0.67	0.24

TABLE 1.1 – Estimations des longueurs d'onde réduites  $\lambda$  en fonction de l'énergie incidente  $E_{inc}$  du faisceau.

**libre parcours moyen des nucléons** (dans l'hypothèse d'une description microscopique de nucléons indépendants soumis au principe de Pauli). En effet, pour une vitesse  $v_{rel}$  inférieure à la vitesse de Fermi ( $v_F \sim 1/3 c$ ) les collisions nucléon-nucléon sont principalement inhibées par le nombre limité d'états accessibles en voie de sortie à cause du principe de Pauli. La dissipation de l'énergie disponible dans le centre de masse du système est alors principalement due aux nucléons du projectile stoppés dans la cible par le potentiel attractif du champ moyen (donc une dissipation à un corps). À l'opposé, avec une énergie incidente croissante l'espace des phases s'élargit et les effets du principe de Pauli se réduisent car plus d'états sont alors accessibles au système, la dissipation de l'énergie disponible est alors plus favorable par des collisions nucléon-nucléon (à deux corps).

## Temps caractéristiques :

La notion de temps est inhérente à la description des mécanismes aux énergies intermédiaires. Deux images simples sont en général employées pour décrire une collision. La première correspond à la collision **soudaine** selon laquelle le temps de collision est si court que le projectile et la cible n'ont pas le temps de "s'adapter" l'un à l'autre, ils se superposent simplement pendant la collision. La deuxième au contraire correspond à la collision **adiabatique**, selon laquelle les deux partenaires ont le temps de s'adapter l'un à l'autre, c'est-à-dire d'atteindre une énergie potentielle minimale en se déformant au fur et à mesure de leur approche. Nous pouvons tenter de justifier *a priori* l'utilisation de l'une ou l'autre de ces approximations à partir des temps caractéristiques d'une collision.

Un premier temps caractéristique d'intérêt est le **temps de thermalisation**. Par définition il correspond au temps nécessaire à un nucléon incident pour céder la totalité de son énergie à la cible, en excitant les degrés de liberté internes du système. Selon si l'énergie incidente  $E_{inc}$  est inférieure ou supérieure à l'énergie de Fermi  $E_F$  (dernier niveau énergétique occupé par un gaz de fermions en interaction), il existe deux régimes de thermalisation différents [2] :

- $E_{inc} > E_F$  : le principe de Pauli ne limite pas l'espace des phases et la dissipation de l'énergie se fait par collisions nucléon-nucléon. Le temps moyen  $\tau_{nn}$  entre deux collisions est ainsi donné à partir du libre parcours moyen des nucléons dans le milieu tel que :

$$\tau_{nn} = \frac{1}{\rho_0 \sigma_{nn} \langle v \rangle} \quad (1.3)$$

où  $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$  est la densité de saturation nucléaire,  $\sigma_{nn}$  la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu ( $\sim 40 \text{ mbarn}$  dans le vide) et  $\langle v \rangle \sim v_F$  est la vitesse moyenne des nucléons dans le milieu. Ainsi avec une section efficace nucléon-nucléon dans le vide nous obtenons  $\tau_{nn} \sim 5 \text{ fm}/c$ , sachant qu'il faut en moyenne trois à quatre collisions avant thermalisation nous obtenons un temps caractéristique de thermalisation à deux corps de  $\tau_{th}^{2-corps} \sim 15 - 20 \text{ fm}$ .

- $E_{inc} < E_F$  : le principe de Pauli réduit fortement la fréquence des collisions nucléon-nucléon et la dissipation de l'énergie du nucléon incident se fait par interaction avec le champs moyen généré par les nucléons du noyau cible. Le temps caractéristique de la thermalisation est alors de l'ordre de grandeur de celui associé au transit d'un nucléon d'un bout à l'autre du noyau cible, soit :

$$\tau_{th}^{1-corps} = \frac{R}{\langle v \rangle} \sim 20 - 30 \text{ fm}/c \quad (1.4)$$

où  $R$  est le rayon du noyau récepteur (voir Équation 1.1).

Un deuxième temps d'intérêt est le **temps de la collision**  $\tau_c$ , variant typiquement de la dizaine de  $\text{fm}/c$  pour  $E_{inc} \sim 50 \text{ AMeV}$  à la centaine de  $\text{fm}/c$  pour  $E_{inc} < 10 \text{ AMeV}$ .

Nous constatons ici la difficulté à conclure sur l'utilisation de l'hypothèse soudaine ou adiabatique pour des collisions aux énergies intermédiaires car le temps caractéristique d'une collision  $\tau_c$  est du même ordre de grandeur que les temps de thermalisation  $\tau_{th}^{1,2-corps}$ . Notons

finalement que l'hypothèse soudaine, décrivant de manière statique la collision (la seule variable étant la distance entre les deux participants définie d'après le paramètre d'impact) est la plus simple à mettre en œuvre. Elle permet tout de même la description de plusieurs propriétés des mécanismes de fusion et de transfert très inélastique dans le domaine des énergies coulombiennes [1, 5].

## Énergies caractéristiques :

Lors d'une collision nucléaire une partie plus ou moins grande (selon la centralité) de l'énergie collective incidente  $E_{inc}$  et du moment angulaire relatif entre les deux participants  $\mathbf{L}$  sont absorbés et transférés entre les différents degrés de liberté du système, ce qui peut mener à l'acquisition d'une énergie d'excitation par les espèces formées. L'énergie d'excitation, souvent notée  $E^*$ , est par définition le supplément d'énergie d'un noyau par rapport à son état fondamental, c'est la caractéristique essentielle des noyaux chauds et son évolution peut varier très rapidement en fonction du temps d'après les modèles. L'énergie dissipée est en général stockée sous forme d'énergie cinétique des nucléons et dans les modes de vibration collectifs [2]. Des espèces finales modérément excitées sont attendues pour des énergies faisceau faibles, soient inférieures à  $15 \text{ AMeV}$ , alors que pour des énergies plus élevées (typiquement à partir de  $30 \text{ AMeV}$ ) des produits fortement excités sont attendus.

Lorsque l'énergie d'excitation est de l'ordre de l'énergie de liaison, soit environ  $8 \text{ AMeV}$ , nous entrons dans le domaine des systèmes intrinsèquement instables. De telles énergies peuvent être atteintes dans des collisions centrales aux énergies intermédiaires.

### 1.1.2 Réactions nucléaires aux énergies inférieures à la barrière Coulombienne

La région de la barrière coulombienne correspond typiquement aux énergies incidentes inférieures à  $15 \text{ AMeV}$ . Les mécanismes contribuant aux réactions nucléaires dans ce domaine ont été définis dans les années soixante et soixante-dix par les travaux pionniers de K. Kaufmann, W. Wolfgang et Schröder [3, 6, 7]. Ils sont classés selon le paramètre d'impact de la collision (voir Section 1.1.1) :

- $b > b_{max}$  : ce sont des réactions pour lesquelles seule l'interaction électromagnétique intervient. Même si un échange d'énergie peut avoir lieu (réactions d'excitation coulombienne), menant à la conversion de l'énergie incidente en énergie d'excitation, les conditions permettant une interaction nucléaire ne sont pas remplies. On parle alors de **diffusion coulombienne** ou encore de **diffusion Rutherford** si l'interaction est élastique (voies d'entrée et de sortie identiques en nature et énergie du projectile et de la cible).
- $b \sim b_{max}$  : ce sont des collisions proches de l'angle d'effleurement (voir Annexe B). Les **diffusions quasi-élastiques** (excitation du projectile, de la cible) et les **réactions de transfert** (échange d'un ou quelques nucléons) sont observées dans ce domaine de paramètre d'impact. Les propriétés cinématiques du projectile et de la cible ne sont alors que légèrement perturbées. Notons que les transferts sont dominants lorsque les noyaux projectile et cible sont lourds, à cause de leur grande répulsion coulombienne et du grand moment angulaire relatif mis en jeu, qui empêchent la formation d'un noyau composé.

- $b < b_{max}$  : des collisions dissipatives appelées **collisions profondément inélastiques** (**DIC**<sup>1</sup>, recouvrement du projectile et de la cible accompagné d'un échange d'énergie et de nucléons) ainsi que des événements de **fusion** (formation d'un **noyau composé** fortement excité avec un moment angulaire modéré) sont observées. Plus exactement dans le cas d'une collision profondément inélastique une certaine mémoire de la voie d'entrée est gardée, le projectile et la cible sont ralentis afin de former pendant un court instant une quasi-molécule avant de se séparer. La fusion est associée aux collisions les plus centrales pour lesquelles un noyau composé est formé avec une perte totale de la mémoire du système initial. Ces mécanismes sont à associer au champ moyen menant à un comportement collectif des nucléons mis en jeu.

Notons finalement que dans ce domaine en énergie les collisions dissipatives peuvent être divisées en deux étapes : la première est la **collision** menant à la formation d'un noyau excité et la deuxième la **désexcitation** de ce dernier. Si la fusion mène à la formation d'un noyau composé totalement équilibré dont la désexcitation a lieu indépendamment de la voie d'entrée (mis à part bien sûr l'énergie disponible), les DIC sont plus complexes car l'établissement de l'équilibre chimique dépend du temps de contact entre le projectile et la cible et peut donc ne pas être atteint. L'approche macroscopique est généralement utilisée afin de décrire l'évolution en temps de telles collisions, dans tous les cas les temps caractéristiques de contact entre les deux participants sont largement inférieurs aux temps caractéristiques de désexcitation. Par conséquent les étapes précédentes présentent une hiérarchie en temps : le temps de formation du noyau excité est beaucoup plus court que le temps associé à sa désexcitation, ce qui justifie l'utilisation d'un **modèle statistique** pour décrire la deuxième étape.

### 1.1.3 Réactions nucléaires aux énergies relativistes

Nous allons maintenant nous intéresser aux collisions d'ions lourds aux énergies relativistes (par définition dans le domaine  $E_{inc} = 0.2 - 1 \text{ AGeV}$  d'énergie faisceau). Pour de telles réactions  $v_{rel} \gg v_F$  et les collisions peuvent être décrites de façon géométrique car la longueur d'onde réduite calculée à partir de l'Equation 1.2 est plus petite que la taille d'un nucléon. La description généralement utilisée est appelée **description participant-spectateur**, selon laquelle les nucléons *spectateurs* qui n'appartiennent pas à la zone de recouvrement géométrique du projectile et de la cible ne subissent pas de collisions nucléon-nucléon à l'inverse des autres nucléons dits *participants*.

L'énergie par nucléon dissipée dans de telles réactions est largement supérieure aux énergies de liaison des nucléons. L'étude de telles réactions à l'aide de détecteurs  $4\pi$  ont de même montré que des énergies d'excitations relativement élevées (comparables aux énergies de liaisons) peuvent être atteintes par les nucléons spectateurs, cela même dans des collisions semi-périphériques [8, 9]. Nous pouvons ainsi nous attendre à une matière nucléaire peu compressée dans les collisions périphériques aux énergies relativistes, en contraste avec les noyaux formés lors de collisions centrales à de plus faibles énergies incidentes.

Une fois encore le paramètre d'impact permet de décrire les mécanismes de réaction en jeu. L'estimation de ce dernier est généralement effectuée d'après la variable globale  $Z_{bound}$ , définie

---

1. Deep Inelastic Collisions



comme la somme des charge détectés vérifiant  $Z \geq 2$ , nécessitant l'utilisation spécifique de détecteurs de large couverture angulaire. Quelques propriétés globales des collisions périphériques ont ainsi été établies, nous pouvons citer par exemple l'invariance des multiplicités moyennes des fragments émis en fonction de l'énergie du faisceau [10].

### 1.1.4 Mécanismes de réaction aux énergies intermédiaires

Le domaine des énergies intermédiaires, est situé entre  $20 \leq E_{inc} \leq 100 \text{ AMeV}$  d'énergie faisceau, donc entre le domaine des énergies de Coulomb et celui des énergies relativistes présentés Sections 1.1.2 et 1.1.3. C'est un domaine transitoire où les mécanismes de dissipation à un et deux corps sont en compétition.

Du fait que les temps caractéristiques des processus de thermalisation sont similaires aux temps d'interaction des deux noyaux (voir Section 1.1.1) nous pouvons en déduire que :

- une fraction de l'énergie peut être dissipée durant l'interaction entre le projectile et la cible (il est donc possible de former des fragments chauds lors de collisions nucléon-nucléon aux énergies intermédiaires).
- une fraction de l'énergie peut ne pas être dissipée durant la collision ce qui conduit à des émissions rapides avant la thermalisation appelées **émissions de pré-équilibre**.

De même, l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction permet de chauffer la matière et exciter les degrés de liberté collectifs (déformation, rotation et/ou compression de la matière). Nous comprenons ici l'importance de l'estimation du paramètre d'impact de la collision, la dissipation de l'énergie et la déformation des noyaux émis étant plus importants pour des faibles paramètres d'impact.

D'après les considérations précédentes les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires apparaissent comme un domaine de grand intérêt pour lequel il est possible d'étudier la matière nucléaire sur une large gamme de températures et densités.

#### 1.1.4.1 Collisions centrales

Les collisions centrales se caractérisent par un recouvrement total du projectile et de la cible et la formation d'un système composite d'énergie d'excitation comparable à l'énergie disponible dans le centre de masse. On distingue plusieurs mécanismes de désexcitation selon l'énergie d'excitation atteinte par le système : la **fission**, l'**évaporation**, la **multifragmentation** et la **vaporisation**.

Pour  $E^* \lesssim 4 \text{ AMeV}$  la description de la décroissance du système de noyaux lourds formés est proche de celle du domaine des énergies coulombiennes, soit une compétition entre la fission et l'évaporation (émission statistique de particules par une source unique en équilibre). La compétition de ces deux mécanismes permet de mieux caractériser la fission et d'estimer expérimentalement les échelles de temps associées [11, 12]. Notons que l'évolution des temps de fission en fonction de l'énergie d'excitation permet de mieux comprendre la nature (1 ou 2-corps) de la viscosité nucléaire et de contraindre sa dépendance en température. En augmentant l'énergie incidente, la fusion complète disparaît progressivement vers une fusion incomplète et l'énergie d'excitation augmente.

Pour  $E^* \gtrsim 4 \text{ A MeV}$  le mécanisme de multifragmentation devient prédominant [13]. La multifragmentation est par définition la production quasi-simultanée de plusieurs ( $N > 3$ ) fragments ( $Z > 2$ ). Ce type de mécanisme a fait l'objet de nombreuses investigations ces dernières années [14–16] car il permet d'étudier le diagramme de phase des noyaux. Il a été montré, d'après un modèle de champ moyen stochastique SMF, que durant les premiers instants de la collision le système est promptement excité et comprimé, avant de subir une phase d'expansion pour atteindre une faible densité ( $\rho \sim \rho_0/3$ ). Dans de telles conditions le système est instable par la formation de noyaux légers et stable par la formation de fragments. Enfin la répulsion coulombienne entre les fragments finit par faire exploser le système. Ce processus est illustré Figure 1.1.

Finalement pour des énergie d'excitation supérieures, la multifragmentation laisse place à la vaporisation, c'est-à-dire l'émission de particules légères.

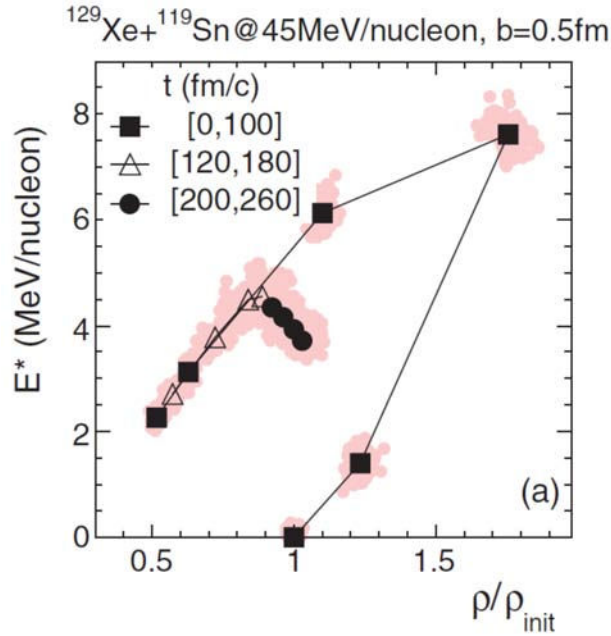


FIGURE 1.1 – Trajectoire moyenne d'un système dans le plan densité-énergie d'excitation lors collisions centrales  $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$  à  $45 \text{ A MeV}$  [14] d'après le modèle SMF [15].

#### 1.1.4.2 Collisions périphériques

Les premières observations de nouveaux mécanismes intermédiaires entre les réactions directes et la formation d'un noyau composé ont montré les propriétés suivantes [7] :

- Ces réactions sont binaires dans le sens où deux fragments massifs sont observés en voie de sortie.
- Les distributions angulaires associées sont piquées de part et d'autre pour les systèmes lourds et piquées vers l'avant pour les systèmes légers, ce qui indique des réactions périphériques.

- Les distributions en masse des fragments sont larges et centrées autour des masses du projectile et de la cible, même si quelques nucléons sont échangés au cours de la réaction, ce qui est caractéristique d'un processus statistique d'échange de nucléons.
- Les distributions en énergie cinétique des fragments mesurés sont très larges, allant du domaine en énergie des réactions quasi-élastique à celui des énergies de Coulomb pour les fragments très déformés. De même le moment angulaire initial  $\mathbf{L}$  semble transformé en spin intrinsèque  $\mathbf{J}$  des fragments.
- Ces réactions peuvent s'accompagner d'évaporations de particules légères et de  $\gamma$  ou encore d'une fission séquentielle.

Par la suite dans les années quatre-vingt et quatre-vingt-dix de nombreuses études expérimentales et théoriques ont été menées dans le but de mieux comprendre et décrire ces nouveaux processus dans lesquels deux fragments avec des caractéristiques (charges et impulsions) respectivement proches du projectile et de la cible sont observés. Le fragment proche du projectile est nommé **fragment rémanent du projectile** ou encore **PLF**<sup>2</sup> et celui proche de la cible **fragment rémanent de la cible** ou **TLF**<sup>3</sup>. Néanmoins, l'origine des produits de réactions observés est difficile à déterminer car ils peuvent être produits à la fois durant l'interaction des noyaux en collision et/ou immédiatement après leur séparation. En particulier les modèles de transport ont mis en évidence la formation dynamique de deux noyaux excités proches du projectile et de la cible nommés **quasi-projectile (QP)** et **quasi-cible (QT)** mais aussi d'une structure en "goulot" (**neck**) entre ces derniers. Ainsi le scénario d'une collision binaire n'est pas adapté, et une zone d'émission dite de **zone de mi-rapacité** est à considérer en plus de l'évaporation du QP et QT. En effet cette région de vitesse intermédiaire entre le projectile et la cible présente une faible densité et est à l'origine de l'émission de particules légères (**LCP**<sup>4</sup>,  $Z \leq 2$ ) et fragments (**IMF**<sup>5</sup>,  $3 \leq Z \leq 10$ ) [17].

Notons que l'émission à mi-rapacité est sensible à l'équation d'état de la matière nucléaire et en particulier la dépendance en densité du terme d'énergie d'asymétrie (voir Section 1.2.2.2). Par conséquent l'étude expérimentale et théorique des collisions périphériques aux énergies intermédiaires, en variant notamment les rapports neutron-proton du projectile et de la cible, est un moyen de sonder l'équation d'état de la matière nucléaire. La complexité d'une telle étude réside dans la définition des zones d'émissions des fragments dont la détection est elle-même limitée par l'appareillage expérimental. C'est dans ce but que l'expérience e503 a été réalisée, en couplant le multi-détecteur INDRA avec le spectromètre de large acceptation VAMOS.

## 1.2 L'équation d'état de la matière nucléaire

Une **équation d'état (EoS)**<sup>6</sup> est une relation entre les paramètres intensifs (pression, température, potentiels chimiques, etc...) d'un système et leurs variables conjuguées extensives (volume, énergie, nombre de particules, etc...). Cette dernière fait ainsi le lien entre la physique microscopique sous-jacente et les variables macroscopiques d'un système, permettant de mieux

---

2. Projectile-Like Fragment  
3. Target-Like Fragment  
4. Light Charged Particle  
5. Intermediate Mass Fragment  
6. Equation of State

appréhender et contraindre les interactions et couplages mis en jeu.

En particulier l'équation d'état d'un système nucléaire est définie par son énergie par nucléon, fonction de la densité  $\rho$ , de la température  $T$  et du rapport (asymétrie) neutron-proton aussi appelé **isospin**. Si de nombreuses contraintes ont déjà été placées sur l'EoS de la matière nucléaire symétrique autour de la densité de saturation nucléaire  $\rho_0$  (densité au cœur des noyaux à l'équilibre) [18], l'EoS de la matière nucléaire asymétrique est encore sujet à de nombreuses questions. Comment en effet prédire l'interaction des nucléons dans le milieu dans le cas d'une grande asymétrie neutron/proton, d'une forte variation de température et/ou lorsque la densité s'éloigne de  $\rho_0$ . Ces dernières années de nombreux efforts théoriques et expérimentaux ont été portés vers l'étude l'EoS de la matière nucléaire asymétrique et plus particulièrement la dépendance en densité du terme d'**énergie d'asymétrie**  $\epsilon_{sym}(\rho)$  [17–36].

Nous décrivons dans cette section les propriétés générales du terme d'énergie d'asymétrie avant de présenter quelques observables liées à cette dernière.

### 1.2.1 L'énergie d'asymétrie

L'énergie d'asymétrie est le terme de l'équation d'état d'un système nucléaire qui caractérise sa variation avec son asymétrie en isospin, les autres paramètres étant fixés [22, 37]. En particulier, la compréhension de la dépendance en densité et température de l'énergie d'asymétrie est d'une grande importance sur l'étude de la structure nucléaire proche des drip-lines et différents processus astrophysiques. Nous pouvons citer en exemple la nucléosynthèse [38], les mécanismes d'explosion des supernova [39], le refroidissement et la composition des étoiles à neutrons [40–42].

Ces dernières années de nombreuses études ont visé à mieux contraindre cette quantité à partir de comparaisons entre l'expérience et des modèles théoriques. Notons ici qu'il est nécessaire de définir précisément cette quantité : les produits de tailles finies obtenus en laboratoire (jusqu'à 300 nucléons environ) peuvent présenter des propriétés différentes des systèmes infinis. Il faut notamment distinguer trois espèces : les noyaux de taille finie, la matière nucléaire et la matière stellaire, ces deux derniers étant de taille infinie. La définition mathématique de l'énergie d'asymétrie dépend par conséquent du système étudié et de l'ensemble thermodynamique choisi [22]. Expérimentalement l'EoS peut être étudiée à l'aide de collisions d'ions lourds (voir Section 1.1). Dans de tels processus la matière peut très bien être en-dehors de l'équilibre thermodynamique et les propriétés déduites peuvent dépendre des hypothèses du modèle utilisé.

#### 1.2.1.1 Énergie de liaison

Historiquement l'énergie d'asymétrie est apparue dans la formule semi-empirique de Bethe-Weizsäcker [18, 26, 43], exprimant l'énergie de liaison  $E_L$  d'un noyau de taille finie constitué de  $N$  neutrons et  $Z$  protons, soit :

$$E_L(N, Z) = \underbrace{-a_V \cdot A}_{\text{Volume}} + \underbrace{a_S \cdot A^{2/3}}_{\text{Surface}} + \underbrace{(a_V^{sym} A + a_S^{sym} A^{2/3}) \delta^2}_{\text{Symétrie}} + \underbrace{a_C \cdot \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}}_{\text{Coulomb}} \quad (1.5)$$

où l'asymétrie est définie par l'isospin  $\delta = (N - Z)/(N + Z)$  [26].

Les différents termes de cette formule sont des fonctionnelles qui reflètent les propriétés des noyaux définies ci-dessous.

- **Terme de volume** : L'interaction forte est responsable de la liaison entre les nucléons. Le coefficient  $-a_V$  de l'Équation 1.5 représente l'énergie de liaison par particule d'un système idéal sphérique de rayon  $R$  et infiniment étendu (sans effet de bord) de même densité nucléaire que celle au centre du noyau étudié. Ce terme est appelé terme de volume car le noyau est ici compact, c'est-à-dire que son volume est supposé proportionnel au nombre de nucléons qui le constituent, soit :  $V = \frac{4}{3}\pi R^3 \propto A$ . L'énergie de liaison totale est alors  $E_V = -a_V A$ , négative car elle correspond à l'énergie à fournir pour séparer l'ensemble des nucléons du noyau.
- **Terme de surface** : Il faut apporter un terme correctif au terme de volume précédent car les nucléons à la surface du noyau, qui n'ont pas le même nombre de plus proches voisins, ont été pris en compte dans le terme de volume. Dans le cas d'un noyau sphérique homogène de rayon  $R$ , nous avons  $S = 4\pi R^2 \propto A^{2/3}$ . Ainsi, le nombre de nucléons en surface est proportionnel à  $A^{2/3}$ . Nous pouvons nous attendre à ce que l'énergie du noyau contienne un **terme correctif de surface** proportionnel à  $A^{2/3}$ . Ce deuxième terme de l'Équation 1.5 est positif car il diminue l'énergie de liaison.
- **Terme de symétrie** : D'après le modèle en couche et à l'aide du principe d'exclusion de Pauli, si on prend le spin comme seule dégénérescence, le coût énergétique pour créer une asymétrie  $I = N - Z$  correspond à l'occupation d'orbitales de plus haute énergie, tout en vidant des orbitales de plus en plus basses énergies. Le coût énergétique total est proportionnel à  $(N - Z)^2$ , la dépendance en puissance de deux traduit le fait que l'interaction forte est équivalente pour les protons et neutrons. Le troisième terme de l'Équation 1.5 correspond donc au **terme d'énergie d'asymétrie**. C'est aussi un terme positif car l'énergie d'asymétrie réduit l'énergie de liaison des noyaux pour lesquels  $N \neq Z$ . Les coefficients  $a_V^{sym}$  et  $a_S^{sym}$  permettent de différencier l'asymétrie d'isospin selon un terme de volume et de surface. Il a été montré que l'introduction du terme de surface améliore la description des énergies de liaison des noyaux [27]. Plusieurs paramétrisations de ces coefficients, comportant des considérations thermodynamiques, existent dans la littérature [18, 27].
- **Terme de Coulomb** : Il permet de prendre en compte de l'interaction électro-magnétique entre les protons du noyau, on modélise ce dernier par une sphère uniformément chargée en volume. On calcule alors l'énergie coulombienne associée à partir du théorème de Gauss.

Finalement, les coefficients  $a_V$ ,  $a_V^{sym}$ ,  $a_S$  et  $a_S^{sym}$  sont calculés par ajustement de la Formule 1.5 sur les masses nucléaires expérimentalement mesurées  $m_{N,Z}$  et en couvrant l'ensemble de la carte des noyaux, telles que :

$$m_{N,Z} = N \cdot m_n + Z \cdot m_p - E_L(N, Z) \quad (1.6)$$

où  $m_n$  et  $m_p$  sont la masse du neutron et du proton respectivement. Notons que l'ajustement d'une expression fonctionnelle analytique et différentiable sur des données expérimentales implique que les effets de couches (nombres magiques par exemple) ne sont pas pris en compte. En effet, les valeurs microscopiques qui fluctuent à cause des effets de couches (c'est-à-dire du

fait que les niveaux énergétiques sont discrets) sont lissés et moyennés par l’ajustement. Enfin il existe différents modèles d’interaction effective nucléon-nucléon, qui conduisent à différentes paramétrisations de l’énergie de liaison du noyau.

Si l’Équation 1.5 est un bon point de départ pour définir une équation d’état d’un système nucléaire, elle repose néanmoins sur l’hypothèse que le système est à température nulle et à densité de saturation. Il convient donc de définir l’interaction nucléaire en fonction des densités  $\rho_n$  et  $\rho_p$  des neutrons et protons afin d’obtenir une EoS plus réaliste et applicable dans les modèles. Le concept d’énergie d’asymétrie peut alors être étendu aux systèmes infinis. Dans le cas de la matière nucléaire, l’interaction coulombienne est négligée car elle diverge à l’infini. Dans la matière stellaire l’interaction coulombienne est compensée par la présence de leptons, sous couvert de la neutralité en charge électrique. Au moins deux quantités sont conservées dans la matière infinie : le nombre total de charge et de masse. Dans les deux cas il est approprié de définir une fonctionnelle de densité d’énergie d’asymétrie en fonction de  $\delta$  et la densité de baryons  $\rho_B = (\rho_n + \rho_p)/V$ .

### 1.2.1.2 Dépendance en densité de l’énergie d’asymétrie

Dans le cas de la matière nucléaire asymétrique, l’énergie par nucléon  $\epsilon$  est généralement exprimée à partir d’un développement limité de Taylor-Young au deuxième ordre en  $\delta$ , soit [20–22, 24] :

$$\epsilon(\rho, \delta) = \epsilon(\rho, \delta = 0) + \epsilon_{sym}(\rho) \delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4) \quad (1.7)$$

où  $\rho = \rho_n + \rho_p$  est la densité de nucléons,  $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$  et :

$$\epsilon_{sym}(\rho) = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \epsilon(\rho, \delta)}{\partial \delta^2} \right|_{\delta=0} \quad (1.8)$$

Cette approximation parabolique permet de séparer l’EoS de la matière nucléaire symétrique  $\epsilon(\rho, \delta = 0)$  du terme d’énergie d’asymétrie  $\epsilon_{sym}$ . Notons qu’elle ne comporte pas de terme de puissance impaire en  $\delta$  du fait de la symétrie de l’échange proton-neutron dans la matière nucléaire, et que les termes d’ordres supérieurs sont négligeables dans le domaine en densité qui nous intéresse (autour et au-dessous de la densité de saturation) [24].

Pour aller plus loin et étudier l’effet de la variation en  $\delta$ , un développement limité est généralement appliqué sur  $\epsilon_{sym}$  autour de la densité de saturation  $\rho_0$  [23, 24, 44, 45] :

$$\epsilon_{sym}(\rho) = S_0 + \frac{L}{3} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{K_{sym}}{18} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \mathcal{O} \left\{ \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \right\}^3 \quad (1.9)$$

où  $S_0 \equiv a_V^{sym}$  est l’énergie d’asymétrie à densité de saturation analogue au terme de la Formule de Bethe-Weizsäcker 1.5, et :

$$\left\{ \begin{array}{l} L = 3\rho_0 \left. \frac{\partial \epsilon_{sym}(\rho)}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} \end{array} \right. \quad (1.10a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{sym} = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2 \epsilon_{sym}(\rho)}{\partial^2 \rho} \right|_{\rho=\rho_0} \end{array} \right. \quad (1.10b)$$

Les paramètres  $L$  et  $K_{sym}$  sont respectivement le **paramètre de pente** et le **paramètre d'incompressibilité** de l'énergie d'asymétrie. Ils caractérisent la dépendance en densité de l'énergie d'asymétrie autour de la densité de saturation et fournissent d'importantes informations sur le comportement de  $\epsilon_{sym}$  à faible et grande densités. Ils peuvent être estimés par ajustement entre les données expérimentales et les modèles théoriques. Malheureusement la majorité des données provenant de l'étude de noyaux stables, les contraintes apportées ne sont pas assez restrictives. Nous pouvons citer en exemple le large domaine de valeurs du paramètre  $L$  entre  $20 - 120 \text{ MeV}$  [20].

Une autre forme de paramétrisation de  $\epsilon_{sym}$  est aussi souvent utilisée [24, 25, 37] :

$$\epsilon_{sym} = \frac{C_{kin}}{2} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} + \frac{C_{pot}}{2} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (1.11)$$

où la première composante est un terme cinétique exprimé suivant l'énergie cinétique d'un gaz de Fermi tel que :

$$C_{kin} = \frac{1}{6 m_{nuc}} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \quad (1.12)$$

avec  $m_{nuc} \simeq m_n \simeq m_p \simeq 939 \text{ MeV}/c$ , la masse d'un nucléon.

La deuxième composante quand à elle est un terme d'énergie potentielle décrivant l'interaction nucléon-nucléon. La dépendance en densité provient exclusivement du paramètre  $\gamma$  du potentiel effectif d'interaction nucléaire. La notion de "rigidité" (*stiffness*) du potentiel, illustrée Figure 1.2, apparaît ici :  $\epsilon_{sym}$  est dite **asysoft** pour  $\gamma \sim 0.5$  ( $L \sim 49 \text{ MeV}$ ), **asystiff** pour  $\gamma \sim 1$  ( $L \sim 70 \text{ MeV}$ ) et **super-asystiff** pour  $\gamma \sim 1.5$  ( $L \sim 100 \text{ MeV}$ ). En effet autour de  $\rho_0$  le champ moyen montre une forte variation en fonction de la densité dans le cas *asystiff* et inversement dans le cas *asysoft*. Notons finalement que les concepts précédents peuvent être étendues à la matière stellaire [40].

D'après les considérations précédentes, un moyen expérimental d'étudier le terme d'énergie d'asymétrie est de soumettre la matière nucléaire à de fortes variations en isospin, par exemple à l'aide de collisions d'ions lourds en utilisant des faisceaux stables et radioactifs. Comme expliqué Section 1.1 selon les énergies, les espèces mises en jeu, ainsi que la violence des collisions, les mécanismes mis en jeux diffèrent fortement. La difficulté est alors de définir les régions de densité explorées expérimentalement, les modèles applicables à l'étude de l'énergie d'asymétrie mais aussi les observables influencées par la variation de cette dernière.

## 1.2.2 Observables sensibles à l'énergie d'asymétrie

Comme expliqué à la Section 1.2.1.2, la difficulté à décrire l'équation d'état (énergie par nucléon) d'un système nucléaire vient de la complexité à déterminer théoriquement la dépendance en densité de l'énergie d'asymétrie. Les sources d'informations sur  $\epsilon_{sym}(\rho)$  sont essentiellement limitées aux observations expérimentales et astrophysiques. Des comparaisons entre les mesures et les prédictions issues de modèles théoriques ont toutefois permis à la communauté scientifique de contraindre l'énergie d'asymétrie autour de la densité de saturation. Il a de même été montré que de nombreuses observables sont sensibles à la dépendance en densité de l'énergie d'asymétrie.

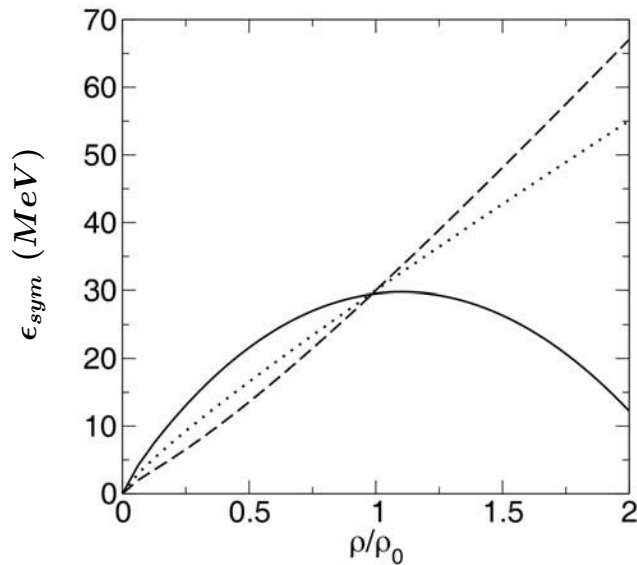


FIGURE 1.2 – Exemple de trois paramétrisations du potentiel effectif de l’énergie d’asymétrie par nucléon  $\epsilon_{sym}$  : *asystiff* (points), *asysoft* (ligne continue) et *super-asystiff* (traits). Figure issue de [25].

Expérimentalement, l’énergie d’asymétrie affecte les distributions isotopiques des produits issus des collisions d’ion lourds faisant intervenir des partenaires avec une grande différence en isospin. Elle affecte aussi la structure nucléaire : il a été montré que le phénomène de “peau de neutron” (*neutron skin*) (à savoir que lorsque la densité décroît en allant à la surface du noyau une plus grande asymétrie en neutron peut exister) est sensible à  $\epsilon_{sym}(\rho)$  [46]. Nous pouvons citer en exemple quelques observables d’intérêt : les énergies de liaison [18, 27], l’épaisseur de la peau neutron [42], les résonances pygmées et géantes dans les noyaux [47], l’asymétrie en isospin des distributions isotopiques des noyaux, noyaux miroirs et mésons (par exemple les rapports  $n/p$ ,  ${}^3H/{}^3He$ ,  $\pi^-/\pi^+$  et  $K^+/K^0$ ) issus de collisions d’ions lourds [24, 48, 49], les flots collectifs des noyaux et noyaux miroirs [13], etc...

L’énergie d’asymétrie affecte de même les systèmes nucléaires astrophysiques comme les étoiles à neutrons, systèmes froids de forte densité et présentant une très forte asymétrie de la matière nucléaire. Nous pouvons citer en exemple quelques observables astrophysiques d’intérêt : les rayons, fréquences d’oscillations et courbes de refroidissement des étoiles à neutrons, le flux de neutrinos issus de l’explosion de supernovæ, etc...

Dans le cadre de cette thèse nous nous intéressons plus particulièrement aux observables mesurables dans les collisions d’ions lourds aux énergies intermédiaires, comme l’isoscaling, la forme des distributions isotopiques ou encore le transport d’isospin.

### 1.2.2.1 Isoscaling

La composition isotopique des fragments issus de collisions d’ions lourds est influencée par le terme d’énergie d’asymétrie de l’EoS nucléaire et fournit une méthode pour contraindre cette dernière [28–31, 50]. Une observable utilisée pour isoler l’effet de l’énergie d’asymétrie sur les



distributions isotopiques est l'**isoscaling** dans les réactions nucléaires [29, 51].

L'isoscaling est une loi d'échelle empirique observée expérimentalement sur une variété de réactions couvrant une large gamme en énergie [50] et illustrée Figure 1.3. Cette loi relie les

$$S(N) = R_{21} \exp(-\beta Z)$$

$N$

FIGURE 1.3 – Observations expérimentales de la loi d'isoscaling sur différents mécanismes de réactions nucléaires. Figure issue de [50].

taux de production d'un même isotope, défini par son nombre de neutrons et protons  $(N, Z)$ , mesurés dans deux réactions (1) et (2) asymétriques (les projectiles et cibles des deux réactions diffèrent seulement d'après leurs nombre de neutrons respectifs). La loi d'isoscaling peut se résumer à la formule suivante :

$$R_{21}(N, Z) = \frac{Y_2(N, Z)}{Y_1(N, Z)} \propto \exp(\alpha N + \beta Z) \quad (1.13)$$

où  $Y_i(N, Z)$  représente la distribution de l'isotope  $(N, Z)$  dans la réaction  $(i)$  et  $(\alpha, \beta)$  sont appelés **paramètres d'isoscaling**.

En supposant maintenant les équilibres chimique et thermique atteints à une température  $T$  et une pression  $P$ , on montre que pour la réaction  $(i)$  le taux de production de l'isotope  $(N, Z)$  peut être relié à son enthalpie libre  $G_{nuc}(N, Z)$  et aux potentiels chimiques  $\mu_{n,i}$  et  $\mu_{p,i}$  des neutrons et protons, tel que :

$$Y_i(N, Z) \propto \exp \left\{ \frac{1}{T} [-G_{nuc}(N, Z) + \mu_{n,i}N + \mu_{p,i}Z] \right\} \quad (1.14)$$

D'après les Équations 1.13 et 1.14 la conséquence de l'établissement des équilibres chimique et thermique est que la loi d'isoscaling est vérifiée si :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{\mu_{n,2} - \mu_{n,1}}{T} \\ \beta = \frac{\mu_{p,2} - \mu_{p,1}}{T} \end{array} \right. \quad (1.15a)$$

$$\quad (1.15b)$$

Par définition l'enthalpie libre est l'énergie du système de nucléons en interaction à pression et température nulles, elle peut donc être reliée à l'énergie de liaison du noyau défini par l'Équation 1.5 et être approximé par une forme quadratique (similairement à l'Équation 1.7) :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{nuc}(N, Z) = G_{nuc}(N, Z, T = 0, P = 0) = -E_L(N, Z) \\ G_{nuc}(N, Z) = a(Z)N + b(Z) + C(Z) \frac{(N - Z)^2}{A} \end{array} \right. \quad (1.16a)$$

$$\quad (1.16b)$$

Notons que la Formule 1.16b est une approximation suffisante pour contenir les termes de surface et de Coulomb et que le terme  $C(Z)$  peut être vu comme le terme d'énergie d'asymétrie défini Section 1.2.1 [51], soit  $C(Z) = \epsilon_{sym} A = C_{sym}$ .

La valeur la plus probable du nombre de neutrons  $\langle N_i(Z) \rangle$  associée à chaque  $Z$  correspond au maximum de la distribution isotopique par rapport au nombre de neutrons, soit :

$$\frac{\partial}{\partial N} \{-G_{nuc}(N, Z) + \mu_{n,i}N + \mu_{p,i}Z\} \Big|_{N=\langle N_i(Z) \rangle} = 0 \quad (1.17)$$

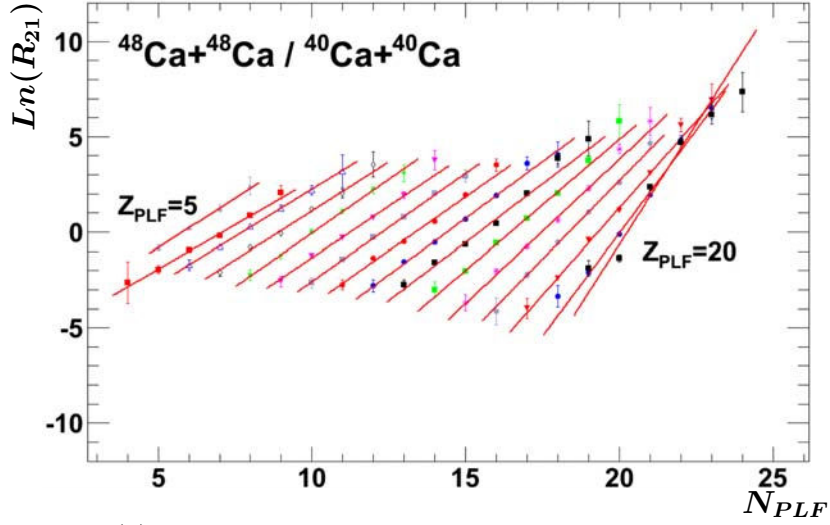
Soit d'après les Équations 1.16b et 1.17 :

$$C_{sym} \left[ 1 - 4 \left( \frac{Z}{Z + \langle N_i(Z) \rangle} \right)^2 \right] = \mu_{n,i} - a(Z) \quad (1.18)$$

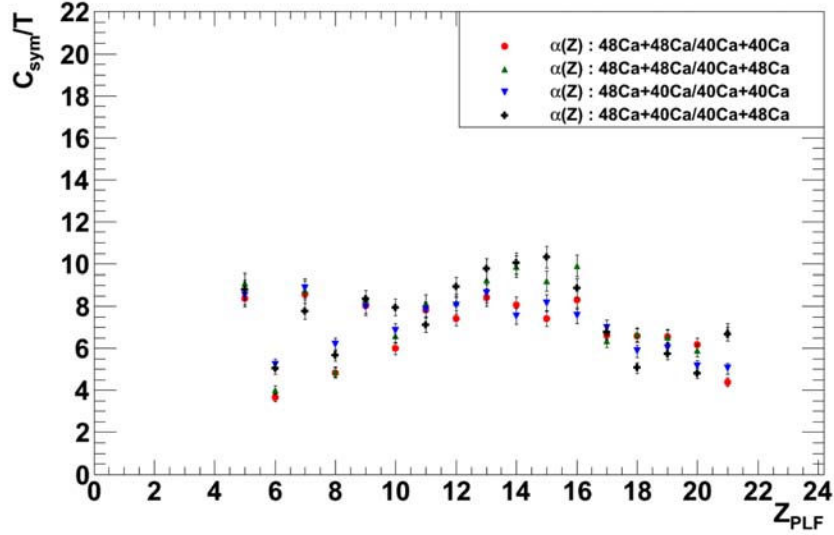
Ainsi à partir de l'Équation (1.18), en soustrayant un système (2) d'un système (1), nous obtenons :

$$\frac{\alpha}{\left( \frac{Z}{\langle A_1(Z) \rangle} \right)^2 - \left( \frac{Z}{\langle A_2(Z) \rangle} \right)^2} = 4 \frac{C_{sym}}{T} \quad (1.19)$$

avec :  $\langle A_i(Z) \rangle = Z + \langle N_i(Z) \rangle$ .



(a) Ajustement de la Formule 1.13 sur les données.



(b) Rapport de l'énergie d'asymétrie sur la température d'après la Formule 1.19.

FIGURE 1.4 – Application de la méthode d'isocaling sur le plus gros fragment dans les données INDRA-VAMOS, d'après [52].

Ainsi à partir des distributions isotopiques d'un même isotope il est possible d'extraire de la loi d'isocaling le terme d'énergie d'asymétrie (divisé par la température) en ajustant. La Figure 1.4 montre un exemple d'application sur les données préliminaires des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  de l'expérience INDRA-VAMOS [52].

### 1.2.2.2 Transport d'isospin et équilibration

Lors de collisions nucléaires les deux noyaux en contact peuvent échanger des nucléons. Ce phénomène de transport de nucléons entre les deux partenaires, appelé **transport de l'isospin**, a fait l'objet de nombreuses investigations ces dernières années notamment par comparaisons entre les données expérimentales et différents modèles de transport [32–35, 53]. Il est maintenant établi que le transport de l'isospin dépend essentiellement de la composition initiale des deux partenaires, de leur temps de contact et du terme d'énergie d'asymétrie de l'équation

d'état nucléaire.

Le transport de l'isospin peut donc être utilisé pour sonder l'énergie d'asymétrie ou encore le pouvoir d'arrêt nucléaire. Il est défini par les courants  $\mathbf{j}_n$  et  $\mathbf{j}_p$  de neutrons et protons entre les deux noyaux en contact durant la collision, tels que :

$$\mathbf{j}_{n,p} = D_{n,p}^\rho \nabla \rho - D_{n,p}^\delta \nabla \delta \quad (1.20)$$

où  $\rho = \rho_n + \rho_p$  est la densité du milieu,  $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$  l'isospin,  $D_{n,p}^{\rho,\delta}$  sont des coefficients de transport des neutrons et protons en densité et en isospin, définis explicitement dans [33].

D'après l'Équation 1.20 nous avons :

$$\mathbf{j}_n - \mathbf{j}_p = \underbrace{(D_n^\rho - D_p^\rho) \nabla \rho}_{\text{Isospin drift}} - \underbrace{(D_n^\delta - D_p^\delta) \nabla \delta}_{\text{Isospin diffusion}} \quad (1.21)$$

Le premier terme de l'Équation 1.21, appelé **terme de dérive (ou encore de migration) de l'isospin (isospin drift)**, est associé au gradient de densité. Il est relié à la dérivée (pente) de l'énergie d'asymétrie, tel que :

$$D_n^\rho - D_p^\rho \propto 4\delta \frac{\partial \epsilon_{sym}}{\partial \rho} \quad (1.22)$$

Le deuxième terme de l'Équation 1.21, appelé **terme de diffusion de l'isospin (isospin diffusion)**, est quand à lui associé au gradient d'isospin du système. Il est relié à la valeur absolue l'énergie d'asymétrie, tel que :

$$D_n^\delta - D_p^\delta \propto 4\rho \epsilon_{sym} \quad (1.23)$$

En résumé lors d'une collision d'ions lourds un processus d'équilibration du rapport neutron-proton ( $N/Z$ ) a lieu et est gouverné par la compétition entre :

- la migration (ou dérive) de l'isospin, qui est à l'origine du transport des neutrons vers des régions de faible densité [35]. D'après l'Équation 1.22 ce terme dépend de la pente de l'énergie d'asymétrie.
- la diffusion de l'isospin qui minimise le gradient  $N/Z$  et est à l'origine du transport des neutrons d'une région de  $N/Z$  élevé vers une région de faible  $N/Z$ . D'après l'Équation 1.23 ce terme dépend de la valeur absolue de l'énergie d'asymétrie.

Il est donc intéressant d'explorer expérimentalement des collisions de rapports  $N/Z$  variés entre le projectile et la cible, et d'étudier en particulier l'asymétrie des différents produits formés dans les réactions périphériques. En effet dans de telles collisions une faible densité est attendue dans la zone de mi-rapidité créant un gradient en densité. À cause de ce gradient en densité nous pouvons nous attendre à un flux de neutrons vers la zone de mi-rapidité, flux plus élevé dans le cas d'une énergie d'asymétrie asystiff que asysoft [23].

**Rapport de transport d'isospin :**

Une observable généralement utilisée pour caractériser la diffusion de l'isospin est le **rapport de transport d'isospin** défini par :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_i^x = \frac{2(x^M - x^{eq})}{(x^H - x^L)} \\ x^{eq} = \frac{x^H + x^L}{2} \end{array} \right. \quad (1.24a)$$

$$(1.24b)$$

où  $x$  est une variable sensible à l'isospin (comme par exemple l'isospin des fragments, ou le paramètre d'isoscaling), les indices  $H$  et  $L$  réfèrent à des réactions symétriques respectivement riche (par exemple  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ ) et pauvre (par exemple  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ) en neutrons, l'indice  $M$  réfère à un système mixte (par exemple  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ ).

Ce rapport est un indicateur de la diffusion de l'isospin : dans le cas où aucune diffusion de l'isospin n'a lieu ( $x^M = x^H$  ou  $x^M = x^L$ )  $R_i = \pm 1$ , inversement  $R_i = 0$  dans le cas d'un équilibre complet de  $N/Z$ . Un exemple d'application est donné Figure 1.5 : nous y constatons que l'équilibre atteint varie selon la dépendance en densité de l'énergie d'asymétrie.

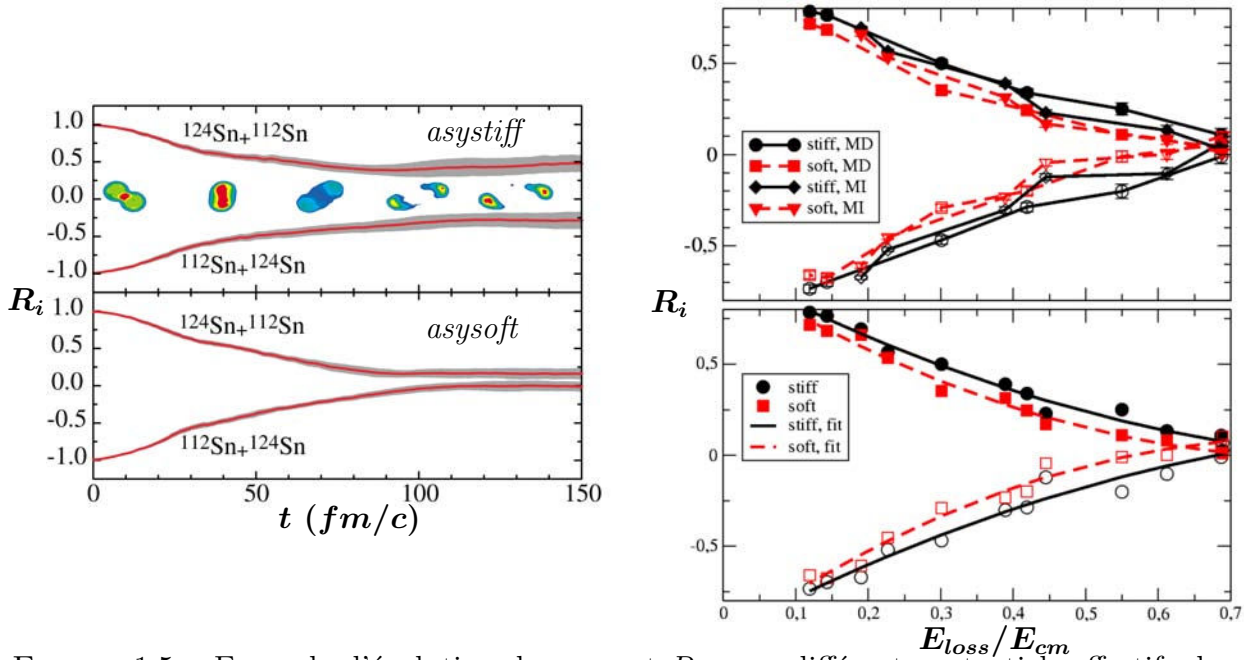


FIGURE 1.5 – Exemple d'évolution du rapport  $R_i$  pour différents potentiels effectifs dans les collisions  $Sn + Sn$ .

Figure de gauche (issue de [36]) : Évolution de  $R_i$  en fonction du temps  $t$  d'après des calculs BUU.

Figure de droite (issue de [32]) : Évolution de  $R_i$  en fonction de l'énergie dissipée  $E_{loss}$  normalisée à celle du centre de masse, d'après le modèle de transport SMF et pour deux interactions nommées MD et MI. Les lignes continues correspondent à un potentiel *stiff* dans l'interaction considérée, les lignes en pointillés à un potentiel *soft*. Les symboles vides correspondent à la région en vitesse de la mi-rapidité, les symboles pleins à la région du projectile.

## 1.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré que les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires se caractérisent par la formation dynamique de deux noyaux chauds proches de la cible et du projectile entre lesquels se développe une *neck*. De telles collisions sont un moyen unique de soumettre la matière nucléaire à des conditions extrêmes de température et densité afin d'étudier l'équation d'état. En particulier la dépendance en densité du terme d'énergie d'asymétrie peut être étudiée à partir d'observables expérimentales liées au mécanismes de transport de l'isospin. Ce dernier caractérise un échange de nucléons entre les deux participants et la *neck*, qu'il est possible de sonder expérimentalement à partir d'observables sensibles à l'équilibration comme l'asymétrie des distributions isotopiques ou encore l'isoscaling. Des comparaisons avec les modèles de transport sont alors nécessaires.



# Chapitre 2

## Description des modèles utilisés

Nous allons présenter, brièvement, dans ce chapitre les modèles utilisés pour l'interprétation des résultats expérimentaux. Le modèle phénoménologique ELIE et le modèle dynamique AMD. Nous présenterons ensuite le modèle statistique GEMINI++ utilisé pour modéliser la désexcitation des noyaux chauds primaires en sortie des deux modèles ELIE et AMD. Enfin nous présenterons les résultats des simulations non filtrées.

### 2.1 Introduction

Deux grandes familles de codes sont généralement utilisées afin de simuler les collisions nucléaires : les **modèles dynamiques** et les **modèles statistiques**.

Les modèles statistiques reposent sur l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique atteint durant la collision justifiant l'utilisation de la théorie statistique de Weisskopf [54]. Le processus peut être divisé en deux étapes indépendantes : premièrement la formation d'un **noyau composé** excité au sein duquel l'énergie incidente est partagée entre tous les nucléons, deuxièmement la désexcitation de ce noyau composé par évaporations de particules légères. Le passage entre l'état initial (noyau composé excité) et l'état final (noyau résiduel et particules évaporées) est supposé instantané, micro-réversible et les probabilités associées entièrement dépendantes des densités initiale et finale des états accessibles. Ces modèles sont utilisés pour décrire à basse énergie les processus de fusion complète et incomplètes, mais inadaptés à des processus plus complexes tels que la fission ou l'émission de fragments observés dans les collisions d'ions lourds, pour lesquels il est nécessaire de tenir compte du temps nécessaire pour passer d'un état à un autre. La théorie des états transitoires permet d'incorporer la dépendance en temps.

Il existe de même des modèles statistiques plus spécifiques à l'étude de la fragmentation tels que SMM<sup>1</sup> [55], MMMC<sup>2</sup> [56], HIPSE<sup>3</sup> [57], SLIPIE<sup>4</sup> [4] ou ELIE. Ces modèles reposent sur l'hypothèse que les noyaux sont produits instantanément par la fragmentation d'un système nucléaire à l'équilibre. Cet équilibre implique que l'ensemble de l'espace des phases est accessible par le système, sa partition est ensuite définie d'après un tirage Monte-Carlo sous couvert de respecter les lois de conservation (énergie et impulsions totales, nombres de charge et masse). Une fois les différentes espèces définies, les ingrédients spécifiques à la physique nucléaires tels

- 
1. Statistical Multifragmentation Model
  2. Microcanonical Metropolis Monte-Carlo
  3. Heavy Ion Phase Space Exploration
  4. Simulations of Light Ions Induced Processes at Intermediate Energies



que l’interaction coulombienne ou encore une expansion collective du système sont considérées. Cette étape nécessite de placer aléatoirement les espèces dans l’espace disponible, défini d’après une configuration de **freeze-out** (ou “gel”). Par définition cette configuration correspond à un système à faible densité, où la distance moyenne entre les constituants est supérieure à la portée de l’interaction nucléaire [58]. Ce type de modèle permet de reproduire convenablement les données expérimentales sous conditions d’ajuster un certain nombre de paramètres d’après les données (énergie d’excitation, énergie collective d’expansion, volume de freeze-out, etc...).

Les modèles dynamiques quand à eux simulent la collision d’un système initial de  $N$  particules tout en considérant les interactions entre nucléons. Ils sont séparés en deux catégories selon la forme de l’équation de transport utilisée : soit 1-corps (TDHF<sup>5</sup>, Vlasov, Boltzmann, BUU<sup>6</sup>) ou N-corps (QMD<sup>7</sup> [59], FMD<sup>8</sup> [60, 61], AMD<sup>9</sup> [62–64]). En résumé une équation de transport à 1-corps donne la probabilité de trouver une particule  $i$  à un instant  $t$  dans l’espace des phases  $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  en calculant sa densité de probabilité  $h_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ , alors qu’une équation de transport à N-corps suit l’évolution des  $N$  particules du système et donne la distribution de probabilité de trouver le système dans un état  $g(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N, t)$  à un instant  $t$ .

Dans le cadre de la thèse nous avons comparé les résultats expérimentaux avec ceux issus des codes ELIE et AMD. Les événements en sortie des codes se sont vus appliqués le modèle de désexcitation séquentiel statistique GEMINI++. La comparaison avec les données expérimentales est effectuée Chapitre 6.

## 2.2 Dynamique moléculaire antisymétrisée : AMD

Le modèle AMD est l’un des modèles de transport les plus sophistiqués disponibles à ce jour. Les collisions nucléaires y sont décrites d’après l’évolution temporelle d’un système à N-corps comprenant une description des effets quantiques à l’aide de paquets d’onde gaussiens anti-symétrisés évoluant dans un champ moyen, tout en considérant les interactions nucléon-nucléon microscopiques. Le choix de fonctions d’onde gaussiennes présente l’intérêt d’être le plus “classique” possible, en ce sens que le principe d’incertitude d’Heisenberg  $\Delta x \Delta p > \hbar/2$  est respecté tout en s’approchant d’une localisation classique des nucléons. Dans ce cadre AMD permet de décrire la fragmentation, la structure des noyaux légers (*He, Li, Be, etc...*) et lourds (*Ca, Xe, etc...*) ainsi que le rôle des neutrons de valence. Nous allons présenter brièvement dans les paragraphes suivant le formalisme du modèle AMD, des détails peuvent être trouvés dans les références [62–65].

### 2.2.1 Formalisme

Le formalisme d’AMD est basé sur l’utilisation de fonctions d’onde gaussiennes anti-symétrisées et de largeurs fixes, en incorporant des collisions nucléon-nucléon. Plus exactement, les fonctions d’onde individuelles  $|\Phi_i\rangle$  associées à chaque nucléon  $i$  du système en interaction sont données

---

5. Time Dependant Hartree-Fock  
6. Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck  
7. Quantum Molecular Dynamics  
8. Fermionic Molecular Dynamics  
9. Antisymmetrized Molecular Dynamics

par le produit d'une fonction d'onde spatiale  $|\varphi_{\mathbf{z}_i}\rangle$ , en spin  $|\chi_{\xi_i}\rangle$  et en isospin  $|\tau_i\rangle$  indépendantes telles que :

$$\begin{cases} |\Phi_i\rangle = |\varphi_{\mathbf{z}_i}\rangle \otimes |\chi_{\xi_i}\rangle \otimes |\tau_i\rangle & (2.1a) \\ \langle \mathbf{r} | \varphi_{\mathbf{z}_i}\rangle \propto \exp \left[ -\nu \left( \mathbf{r} - \frac{\mathbf{z}_i}{\sqrt{\nu}} \right)^2 \right] & (2.1b) \\ |\chi_{\xi_i}\rangle = \left( \frac{1}{2} + \xi_i \right) |\chi_{\uparrow}\rangle + \left( \frac{1}{2} - \xi_i \right) |\chi_{\downarrow}\rangle & (2.1c) \end{cases}$$

où :

- la fonction d'onde spatiale  $|\varphi_{\mathbf{z}_i}\rangle$  est définie d'après un jeu de paramètres complexes indépendants  $(Z_{ix}, Z_{iy}, Z_{iz})$  décrivant le centre du paquet d'onde gaussien de largeur  $\nu$  dans l'espace des positions. Selon la version d'AMD  $\nu$  peut être fixe (typiquement  $\sim 0.16 \text{ fm}^{-2}$ ) ou encore varier selon l'axe  $x, y$  ou  $z$  afin de représenter des paquets d'onde gaussiens déformés.
- la composante en spin  $|\chi_i\rangle$  est définie d'après un paramètre complexe  $\xi_i$ .
- la composante en isospin est fixée à *up* pour les protons et *down* pour les neutrons.

L'état d'un système constitué de  $A$  nucléons est ainsi défini par un déterminant de Slater des fonctions d'ondes gaussiennes individuelles qui assure le principe d'exclusion de Pauli, soit :

$$|\Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD}\rangle = \hat{\mathcal{A}} \prod_{i=1}^A |\varphi_i\rangle \quad (2.2)$$

où  $\hat{\mathcal{A}}$  est l'opérateur d'anti-symétrisation et  $\mathbf{Z} = \{\mathbf{Z}_1, \dots, \mathbf{Z}_A\}$ .

Quelques remarques sont à considérer :

- la base associée aux fonctions d'onde gaussiennes n'est pas orthonormée, ce qui implique notamment le calcul de termes de recouvrement tels que  $B_{ij} = \langle \varphi_{\mathbf{z}_i} | \varphi_{\mathbf{z}_j}\rangle = \exp(\mathbf{Z}_i^* \cdot \mathbf{Z}_j)$ .
- dans la limite du champ moyen les fonctions d'onde d'un système quantique à N-corps sont définies d'après un déterminant de Slater, comme exprimé dans l'Équation 2.2 pour décrire la fonction d'onde générale  $|\Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD}\rangle$  d'un système de  $A$  nucléons dans AMD. Afin d'incorporer des effets au-delà du champ moyen, il est en fait nécessaire de considérer la superposition de déterminants de Slater.
- la reconnaissance des noyaux (ou encore **clusterisation**) dans AMD n'est pas considérée *a priori*. Il faut comprendre ici que les structures en clusters sont décrites seulement d'après un critère de proximité spatiale des centres des différents paquets d'onde gaussiens. Pour les versions les plus stables du code, ce critère est appliqué à la fin de la propagation du système (typiquement après  $\sim 250 \text{ fm}/c$ ).

## 2.2.2 Hamiltonien du système

L'Hamiltonien du système de  $A$  nucléons en interaction est composé d'un terme cinétique, d'un terme Coulombien et d'un terme d'interaction nucléaire tels que :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A \hat{t}_i + \sum_{i,j \neq i} \hat{v}_{ij} + \sum_{i,j \neq i} \hat{v}_{ij}^{Coul} - \hat{T}_g \quad (2.3)$$

où  $\hat{t}_i$  est l'opérateur d'énergie cinétique,  $\hat{v}_{ij}$  est un terme d'interaction effective nucléaire à deux corps (généralement de type Gogny [66] ou Skyrme [67]),  $\hat{v}_{ij}^{Coul}$  représente les interactions coulombiennes et est approximé par une somme de sept gaussiennes et  $\hat{T}_g$  représente l'énergie associée au centre de masse de la réaction. Notons que dans les collisions d'ion lourds un terme d'interaction résiduelle est introduit afin d'incorporer les collisions nucléon-nucléon de manière stochastique (voir Section 2.2.4).

### 2.2.3 Équations du mouvement

Dans AMD l'évolution dynamique des systèmes en collision est dite "semi-classique" car elle se résume à décrire l'évolution temporelle des centroïdes des gaussiennes, moyennant l'antisymétrisation, soit la variation des paramètres  $\mathbf{Z}$  dans le temps. Ces équations sont dérivées à partir du principe variationnel dépendant du temps [63, 65, 68], telles que :

$$\left\{ \begin{array}{l} i\hbar \sum_{j\rho} C_{i\sigma,j\rho} \frac{dZ_{j\rho}}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Z_{i\rho}^*} \quad (2.4a) \\ C_{i\sigma,j\rho} = \frac{\partial^2 (\ln \langle \Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD} | \Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD} \rangle)}{\partial Z_{i\sigma}^* \partial Z_{j\rho}} \quad (2.4b) \\ \mathcal{H} = \frac{\langle \Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD} | \hat{H} | \Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD} \rangle}{\langle \Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD} | \Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD} \rangle} \quad (2.4c) \end{array} \right.$$

où  $\sigma, rho = x, y, z$  définissent les composantes des paramètres  $\mathbf{Z}_i$  des gaussiennes et  $\mathcal{H}$  est la valeur moyenne de l'Hamiltonien  $\hat{H}$ . Notons que le spin peut ici être considéré comme une quatrième composante de  $Z_i$  telle que  $Z_{i4} = \xi_i$ .

### 2.2.4 Branchement quantique

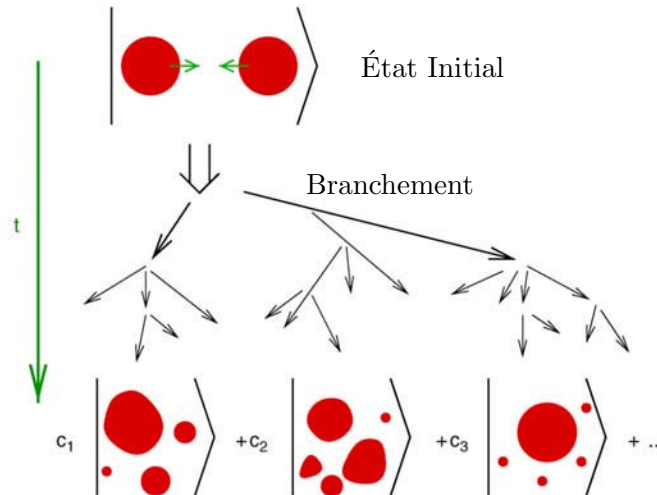


FIGURE 2.1 – Illustration du branchement quantique dans AMD, d'après [63].

La description de la dynamique d'un système nucléaire excité, comme une collision d'ion lourds, est un problème de mécanique quantique complexe correspondant à résoudre l'équation

de Schrödinger dépendante du temps pour un système à N-corps. Dans AMD la préparation de l'état initial est effectuée de cette manière, contrairement aux états intermédiaires et l'état final d'une réaction correspondent à des états trop complexes car ils comprennent un très grand nombre de voies de réaction, c'est-à-dire de configurations de fragmentation différentes.

Le modèle AMD considère l'existence des différentes voies de réaction mais néglige certaines interactions entre elles en approximant la fonction d'onde à N-corps notée  $|\Psi(t)_{AMD}\rangle$  par un état mixte tel que :

$$|\Psi(t)_{AMD}\rangle \langle\Psi(t)_{AMD}| \propto \int \dots \int \frac{|\Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD}\rangle \langle\Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD}|}{\langle\Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD}|\Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD}\rangle} w(\mathbf{Z}, t) d^A\mathbf{Z} \quad (2.5)$$

où  $|\Phi(\mathbf{Z}, t)_{AMD}\rangle$  est l'état d'un système de  $A$  nucléons dans AMD d'après l'Équation 2.2,  $\mathbf{Z} = \{\mathbf{Z}_1, \dots, \mathbf{Z}_A\}$  et  $w(\mathbf{Z}, t)$  est une fonction de pondération dépendante du temps.

Dans le cadre de l'approximation du champ moyen, l'Équation 2.5 introduit des non-linéarités dont il est nécessaire de tenir compte. En effet l'état d'un système complexe à N-corps (composés de plusieurs voies de réactions) ne peut être décrit par un simple champ moyen. Ainsi au lieu de directement considérer la fonction de pondération  $w(\mathbf{Z}, t)$ , une équation stochastique du mouvement des centroïdes  $\mathbf{Z}$  des paquets d'onde est résolue, telle que :

$$\frac{d\mathbf{Z}_i}{dt} = \{\mathbf{Z}_i, \mathcal{H}\} + \{\text{N-N}^{coll}\} + \Delta\mathbf{Z}_i(t) + \mu(\mathbf{Z}_i, \mathcal{H}') \quad (2.6)$$

où :

- le premier terme  $\{\mathbf{Z}_i, \mathcal{H}\}$  provient de l'Équation 2.4a.
- le deuxième terme représente les collisions stochastiques nucléon-nucléon dans lequel intervient notamment une paramétrisation de la section efficace nucléon-nucléon  $\sigma_{NN}$ . Dans la version d'AMD utilisée pour notre étude la paramétrisation est issue de calculs microscopiques [69, 70]. Les collisions sont réalisées d'après les positions des centroïdes des gaussiennes et un facteur de blocage de Pauli est aussi introduit à l'état final.
- le troisième terme est appelé terme de "décohérence stochastique". La décohérence correspond au passage des états à un nucléon vers des états mixtes, c'est ce qui permet la décomposition (branchement quantique) de l'état à N-corps illustré dans la Figure 2.1. Le paramètre essentiel de la décohérence est le temps moyen entre deux collisions nucléon-nucléon, estimé d'après  $\sigma_{NN}$ .
- le quatrième terme est un terme de dissipation, relié au terme  $\Delta\mathbf{Z}_i(t)$ . Il est nécessaire à la conservation de l'énergie du système. En effet, afin de conserver les quantités du centre de masse et l'impulsion du système il est nécessaire de translater les centroïdes des gaussiennes d'après la variation (le gradient) de l'énergie moyenne attendue  $\mathcal{H}$ .

### 2.2.5 Application à l'expérience e503

Dans le cadre de cette thèse nous avons effectué des calculs intensifs avec le code AMD (version 2004) pour simuler les réactions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $E_{inc}/A = 35 \text{ AMeV}$ . Le paramètre d'impact en entrée du modèle suit une distribution triangulaire entre  $b = 0$  et  $b_{max}$ , où  $b_{max}$  est la somme des rayons des deux participants définis géométriquement d'après la Formule 1.1.

L'ensemble des collisions ont été suivies avec des pas en temps de  $0.75 fm/c$ , jusqu'à une limite de  $t_{lim} = 300 fm/c$  (temps limite à partir duquel les multiplicités ne varient plus). Dans cette version la reconnaissance des noyaux est effectuée à la fin de la propagation, c'est-à-dire à  $t = t_{lim}$ , d'après les positions des centroïdes des paquets d'onde gaussiens : si deux nucléons sont séparés de moins de  $5 fm$  dans l'espace des positions alors ils participent à la constitution d'un même noyau.

Similairement à [71] deux interactions effectives ont été utilisées pour simuler l'interaction nucléon-nucléon (terme  $\hat{v}_{ij}$  de l'Équation 2.3), afin d'étudier une possible variation des résultats d'après la dépendance en densité du potentiel effectif. La première est la force effective de Gogny [63, 66] composée d'un terme d'interaction à deux corps de portée finie et d'un terme dépendant de la densité  $\rho$  du milieu, telle que :

$$\hat{v}_{ij}^{Gogny} = t_3 \rho^{1/3} \left( 1 + \hat{P}_\sigma \right) \delta(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \quad (2.7)$$

où  $\hat{P}$  est l'opérateur d'échange de spin et  $t_3$  un coefficient défini dans AMD.

La deuxième interaction dite "Gogny-AS" est obtenue en modifiant la force de Gogny de l'Équation 2.7 telle que :

$$\hat{v}_{ij}^{Gogny-AS} = \hat{v}_{ij}^{Gogny} - (1 - x) t_3 \left[ \rho(\mathbf{r}_i)^{1/3} - \rho_0^{1/3} \right] \hat{P}_\sigma \delta(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \quad (2.8)$$

où  $x = -0.5$  dans notre étude et  $\rho_0 = 0.16 fm^{-3}$  est la densité de saturation nucléaire.

Dans le cas de systèmes symétriques ( $N = Z$ ) ces deux interactions produisent indépendamment de  $\rho$  la même équation d'état, alors que pour les systèmes asymétriques la dépendance en densité de l'énergie d'asymétrie associée est forte comme le montre la Figure 2.2. En résumé l'interaction Gogny-AS continue de croître si  $\rho > \rho_0$  montrant une forte dépendance en fonction de la densité, alors que l'interaction de Gogny commence à décroître.

La désexcitation des fragments primaires chauds est effectuée d'après le code GEMINI++ présenté Section 2.4. Les résultats de ces simulations sont présentés respectivement Sections 2.5 et 2.6 avant et après désexcitation. Les fragments secondaires filtrés sont comparés aux données dans le Chapitre 6.

Finalement, le Tableau 2.1 récapitule le nombre de simulations effectuées. Notons que le code GEMINI étant basé sur une technique Monte-Carlo, nous pouvons en principe désexciter plusieurs fois un même événement primaire afin d'augmenter la statistique des événements secondaires. Le nombre d'événements secondaires ont ainsi été obtenus d'après un tirage aléatoire sur l'ensemble des événements primaires disponibles tout en appliquant une rotation aléatoire en  $\phi$  à l'événement tiré sélectionné.

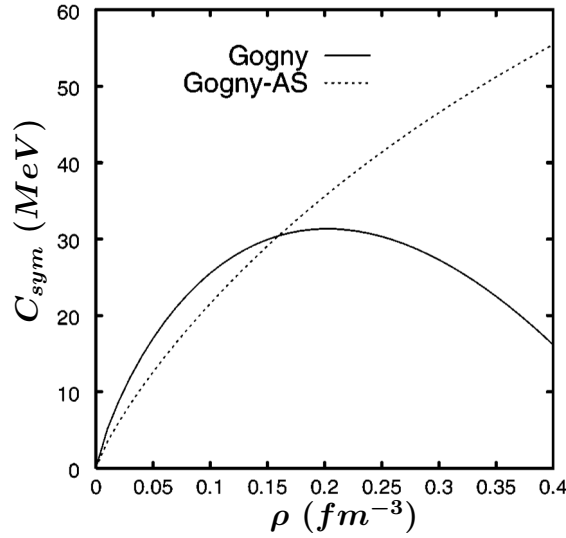


FIGURE 2.2 – Illustration de la dépendance en densité  $\rho$  du terme d'énergie d'asymétrie  $C_{sym}$  de l'équation d'état de la matière nucléaire, d'après les deux interactions effectives des Équations 2.7 et 2.8. Figure issue de [71].

	$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	$^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$	$^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	$^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$
$N_{AMD}^{Gogny}$	97947	106218	107312	181831
$N_{AMD}^{Gogny-AS}$	102551	107208	106878	111821
$N_{GEM}^{Gogny}$	2099940	2099940	2099940	2099940
$N_{GEM}^{Gogny-AS}$	2099940	2099940	2099940	2099940

TABLE 2.1 – Récapitulatif du nombre d'événements simulés avec le modèle AMD pour les deux potentiels effectifs de Gogny, avec  $N_{AMD}$  le nombre d'événements primaires et  $N_{GEM}$  le nombre d'événements secondaire désexcités avec GEMINI++.

## 2.3 Le modèle semi-microscopique ELIE

Le modèle ELIE décrit les collisions nucléaires en suivant deux étapes bien séparées en temps. La première appelée **voie d'entrée** est très courte et conduit à la formation de fragments excités alors que la deuxième appelée **voie de sortie** décrit la propagation et la décroissance des fragments excités par émissions statistiques, sur une échelle de temps plus grande que celle de la réaction (quelques dizaines de  $fm/c$ ).

Une caractéristique principale de la voie d'entrée dans ELIE réside dans l'hypothèse d'une collision purement géométrique, similairement aux modèles **participant-spectateur** généralement utilisés pour décrire des collisions nucléaires aux énergies relativistes. Ainsi pour un paramètre d'impact donné trois régions sont identifiées : le **quasi-projectile (QP)** (respectivement **quasi-cible (QT)**) composé de nucléons spectateurs issus du projectile (respectivement de la cible), et la **zone des participants** constituée de nucléons issus du recouvrement géométrique entre les deux partenaires de la collision. Une autre spécificité de ce modèle réside dans l'hypothèse d'une collision instantanée, à savoir que la production des particules et fragments excités sont produits sur une échelle de temps si petite qu'elle n'est affectée que par les collisions nucléon-

nucléon. Par conséquent les caractéristiques cinématiques des fragments au moment de leur production présentent une très forte mémoire de la voie d'entrée de la réaction.

Similairement à HIPSE, ELIE peut être ainsi être défini comme un modèle semi-microscopique, dans le sens où les degrés de liberté microscopiques (impulsions) des nucléons sont considérés tout en simulant les collisions de manière macroscopique d'après le recouvrement géométrique des participants. Notons de même que l'énergie d'excitation des fragments formés est une quantité macroscopique estimée empiriquement.

## 2.3.1 Voie d'entrée

### 2.3.1.1 Conditions initiales

La première étape du code consiste à préparer les deux noyaux avant de traiter leur collision. Les distributions initiales en impulsion des nucléons du projectile et de la cible sont réparties aléatoirement au sein de deux sphères de Fermi (en impulsion). Le projectile se voit ensuite appliqué un boost de la vitesse expérimentale du faisceau dans le référentiel du laboratoire. Pour notre étude un total de 2100000 événements ont été simulés suivant un paramètre d'impact tiré aléatoirement entre  $b = 0$  et  $b_{max}$  selon une distribution triangulaire, tel que  $b_{max}$  est la somme des rayons des deux participants définis par la Formule 1.1

### 2.3.1.2 Collisions nucléon-nucléon dans le milieu

Aux énergies intermédiaires la distance moyenne nucléon-nucléon est proche de la longueur d'onde relative des deux participants, ce qui implique que les nucléons situés dans le milieu de la zone de recouvrement géométrique peuvent subir des collisions nucléon-nucléon qui ont pour effet de dissiper une partie de leur énergie, et donc modifier leurs distributions initiales en impulsions. Les collisions à deux corps nucléon-nucléon sont ainsi considérées dans ELIE selon une section efficace d'interaction nucléon-nucléon dans le milieu, notée  $\sigma_{NN}^{in\ medium}$  et estimée d'après la distance inter-nucléon. Si  $\rho$  est la densité au sein de la zone de recouvrement, alors :  $\sigma_{NN}^{in\ medium} = \nu \rho^{-2/3} \sim 20\ mbarn$ , où  $\nu = 0.7$  et  $\rho = 0.17\ fm^{-3}$  sont des paramètres ajustés sur les données.

Afin de tenir compte du milieu et des interactions à l'état final (blocage de Pauli),  $\sigma_{NN}^{in\ medium}$  est corrigée du facteur  $\alpha_P$  [4, 72], tel que  $\sigma_{NN}^{Pauli\ medium} = \alpha_P \sigma_{NN}^{in\ medium}$  avec :

$$\alpha_P = \begin{cases} 1 - \frac{7}{5}\xi & \text{si } \xi \leq 1.5 \\ 1 - \frac{7}{5}\xi + \frac{2}{5}(2 - \xi^{-1})^{5/2} \xi & \text{si } \xi > 1.5 \end{cases}$$

où  $\xi = E_F / \langle T_{proj} \rangle$  avec  $E_F$  l'énergie de Fermi et  $\langle T_{proj} \rangle$  l'énergie cinétique moyenne d'un nucléon du faisceau incident. Notons que le facteur de blocage de Pauli a pour effet de le taux de collisions nucléon-nucléon à basse énergie.

### 2.3.1.3 Partitions aléatoires des participants

Une fois la voie d'entrée définie et les collisions nucléon-nucléon estimées, les partitions du quasi-projectile et de la quasi-cible ( $A_{QP}, A_{QT}$ ) sont déterminées d'après les masses initiales et le recouvrement géométrique du projectile et de la cible, donc selon  $b$ . La répartition du nombre de protons et neutrons ( $N_{QP}, Z_{QP}, N_{QT}, Z_{QT}$ ) est effectuée d'après un tirage aléatoire selon les

rapports  $N/Z$  respectifs du projectile et de la cible, en vérifiant l'existence des noyaux formés d'après une table de masses. Notons qu'un paramètre ajustable  $x_{norm}$  permet de pondérer les rapports  $N/Z$  des participants afin de "simuler" une possible existence de diffusion d'isospin.

L'agrégation des nucléons de la zone des participants (ZP) est ensuite effectuée selon une procédure itérative où, à chaque itération  $i$ ,  $A_i$  nucléons ( $N_i$  neutrons et  $Z_i$  protons) sont tirés aléatoirement parmi le nombre de nucléons disponibles dans la zone de recouvrement. Le noyau est gardé s'il est défini dans la table de masses et s'il remplit certaines conditions cinématiques présentées ci-dessous. La procédure se termine lorsqu'il n'y a plus de nucléons disponibles.

Les conditions cinématiques vérifiées par un noyau défini aléatoirement lors de la procédure itérative diffèrent selon sa masse. Pour les noyaux légers ( $Z_i = 1, 2$ ), la distribution en impulsion suivante, associée à un oscillateur harmonique (OH), permet d'estimer l'énergie cinétique moyenne  $\langle E_K^{OH} \rangle$  du noyau léger [4] :

$$\frac{d^3n}{d^3p} = \left[ 1 + \frac{(A_i - 4) b_0 p^2}{6} \right] e^{-b_0 p^2} \quad (2.9)$$

avec  $A_i$  la masse et  $b_0 = 68.5 \cdot 10^{-6} (MeV/c)^{-2}$ .

Nous avons alors après intégration de l'Équation 2.9 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle p^2 \rangle = \frac{15 A_i - 24}{A_i b_0} \end{array} \right. \quad (2.10a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle E_K^{OH} \rangle(A_i) = \frac{\langle p^2 \rangle}{2A_i} \end{array} \right. \quad (2.10b)$$

soit  $\langle E_K^{OH} \rangle = 4.7, 11.1, 14.2 MeV$  pour respectivement  $A = 2, 3, 4$ .

Le noyau est accepté si l'énergie cinétique moyenne interne  $\langle E_K^{ELIE} \rangle$  des nucléons (somme des énergies cinétiques individuelles  $T_i$  des nucléons dans les sphères de Fermi après correction des interactions à deux corps) vérifie :

$$\langle E_K^{ELIE} \rangle(A_i) < \langle E_K^{OH} \rangle(A_i) \quad (2.11)$$

Concernant maintenant les fragments ( $Z_i > 2$ ), l'énergie  $E^{frag}$  de chaque noyau est calculée en sommant les énergies cinétiques individuelles des nucléons qui le composent, et en tenant compte de l'énergie potentielle d'interaction nucléaire  $E_{pot}$ , estimée sur le modèle d'un gaz de Fermi d'après un potentiel effectif de type Skyrme [67], soient :

$$\left\{ \begin{array}{l} E^{tot} = E_K^{tot} + E_{pot} \end{array} \right. \quad (2.12a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_K^{tot}(A_i) = \sum_{j=1}^{A_i} T_j \end{array} \right. \quad (2.12b)$$

avec  $T_j$  l'énergie interne du nucléon  $j$  dans le repère du fragment  $i$  (après correction des collisions nucléon-nucléon).



Le fragment formé est accepté si  $E^{frag}$  vérifie :

$$\begin{cases} E_K^{FG}(\rho) + E_{pot}(\rho) < E^{tot} < E_K^{FG}(\rho) + E_{pot}(\rho) + E_{lim}^* & (2.13a) \\ E_K^{FG}(\rho) = (3\pi^2\rho)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_u} & (2.13b) \\ E_{lim}^* = a T_{lim}^2 & (2.13c) \end{cases}$$

où  $E_K^{FG}$  est l'énergie cinétique des nucléons (en  $MeV$ ) d'après le modèle du gaz de fermions indépendants dans le cas non relativiste, avec  $m_u = 931.5 MeV/c^2$  l'unité de masse atomique, et  $E_{lim}^*$  est l'énergie d'excitation maximale d'un noyau calculée à partir de deux paramètres définis dans ELIE : le paramètre de densité de niveau  $a$  [3, 73, 74] défini par  $a = A_i/10 MeV^{-1}$  dans notre analyse, et la température limite  $T_{lim}$  fixée à  $5.5 MeV$  dont l'origine est détaillée dans le prochain paragraphe. Enfin la densité  $\rho$  utilisée dans ce calcul est un paramètre libre de ELIE qui a été fixé à  $\rho = \rho_0 = 0.15 fm^{-3}$  pour les systèmes étudiés.

Nous remarquons que le terme d'énergie potentielle peut être soustrait de part et d'autre de l'Équation 2.13a, ce qui revient finalement à accepter les fragments selon un critère purement cinétique :

$$E_K^{FG}(\rho) < E^{tot} < E_K^{FG}(\rho) + E_{lim}^* \quad (2.14)$$

Notons que cette étape d'agrégation est effectuée seulement dans l'espace des impulsions du fait que les nucléons sont délocalisés et que pour des énergies intermédiaires la taille de la zone de recouvrement est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde relative des deux participants. Enfin, cette étape constitue la plus grande différence entre ELIE et le modèle SLIPIE dans lequel une procédure aléatoire de coalescence est appliquée dans l'espace  $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  pour identifier les noyaux participants.

Finalement des nucléons seuls peuvent aussi être formés. Si leur énergie cinétique est supérieure à  $E_{pot}$  ces derniers seront considérés comme "libres" et leur énergie excédentaire  $E_K^{out} = E_K - E_{pot}$  sera répartie aléatoirement dans le milieu entre les nucléons. À l'inverse, si leur énergie cinétique est inférieure à  $E_{pot}$  ils seront regroupés aléatoirement dans les fragments (à  $35 AMeV$  cet effet est négligeable).

### 2.3.1.4 Configuration de freeze-out

Une fois les différents noyaux (QP, QT, fragments et nucléons libres) formés selon l'hypothèse d'une collision instantanée, il faut considérer le bilan énergétique du système. Comme expliqué en introduction de ce chapitre, cette étape est effectuée dans ELIE en supposant, qu'après la partition, la zone des participants est dans une configuration de freeze-out où la distance moyenne entre les constituants est supérieure à la portée de l'interaction nucléaire. Les fragments et particules légères formés dans la zone participante sont alors placés aléatoirement dans le volume  $V_{FO}$  du système à la configuration de freeze-out afin d'effectuer le bilan énergétique. Ce volume est supposé sphérique et compact tel que :

$$\begin{cases} V_{FO} = \frac{4}{3}\pi R_{FO}^3 & (2.15a) \\ R_{FO} = k r_0 A_{ZP} & (2.15b) \end{cases}$$

où  $R_{FO}$  est le **rayon de freeze-out**,  $k$  un paramètre libre de ELIE,  $r_0 = 1.22 \text{ fm}$  et  $A_{ZP}$  le nombre de nucléons dans la zone participante. Dans cette étude nous avons défini  $k = 3$ , ce qui revient à fixer une densité de  $\rho_{FO} = \rho_0/3$  dans le volume de freeze-out.

Au final le bilan en énergie comprend :

- Un terme de répulsion coulombienne  $E^{coul}$  entre l'ensemble des espèces, calculé à partir de leurs distances relatives définies ci-dessus. Notons que ce terme comprend aussi le QP et la QT représentés par des sphères placées aléatoirement dans l'espace et tangentes au volume de freeze-out.
- Un terme d'énergie d'expansion collective  $E^{coll}$  représentant l'effet de la phase de compression/expansion du système lors de la collision (ce terme affecte les espèces dans la zone participante et augmente leurs énergies cinétiques). Ce terme est modélisé dans ELIE à l'aide d'un potentiel répulsif dépendant de la position  $\mathbf{r}_i$  de chaque espèce  $i$  dans le volume de freeze-out, tel que :

$$E_i^{coll} \propto A_i \exp\left(-\frac{r_i^2}{2R_{FO}^2}\right) \quad (2.16)$$

Le coefficient de proportionnalité de l'Équation 2.16 est calculé d'après le terme de compression de l'équation d'état suivante (voir Section 1.2.1.2) :

$$\sum_{A_i} E_i^{coll} = E^{coll} = A_{PZ} \frac{K}{18} \frac{(\rho_{max} - \rho_0)^2}{\rho_0^2} \quad (2.17)$$

où  $A_{ZP}$  est la somme des masses des espèces de la zone participante,  $K$  est le module de compressibilité,  $\rho_{max}$  est un paramètre du modèle qui représente la densité maximale du milieu lors de la compression (ajusté d'après les données INDRA  $Xe + Sn$ ) et  $\rho_0$  la densité de saturation nucléaire.

- Un terme d'énergie d'excitation totale  $E^* = \sum E_i^*$ , où  $E_i^*$  est l'énergie d'excitation individuelle de l'espèce  $i$  calculée similairement à l'Équation 2.13c, d'après une température  $T$  dépendante du paramètre d'impact.

Plus précisément  $T$  est donné empiriquement selon l'observation expérimentale d'une température limite  $T_{lim} \sim 5.5 \text{ AMeV}$  dans les collisions centrales [75]. Plus exactement un critère de continuité est appliqué suivant le paramètre d'impact  $b$  tel que :

$$T(b) = \begin{cases} T_{lim} & \text{si } b \leq b_{max}/2 \\ T_{lim} - (T_{lim} - T_{min})\frac{b}{b_{max}/2} & \text{si } b > b_{max}/2 \end{cases} \quad (2.18)$$

avec  $T_{min}$  un paramètre de ELIE fixé à  $1.5 \text{ AMeV}$  dans notre étude.

- Les énergies cinétiques  $T_i$  des espèces formées mais aussi de leurs excès de masse  $\frac{A_i}{Z_i}\Delta$  issus d'une table de masse.

L'étape de partition décrite précédemment ne vérifie pas la conservation de l'énergie totale du système. Un algorithme est donc utilisé afin de respecter cette conservation en échangeant aléatoirement les énergies cinétiques de deux protons ou deux neutrons entre les fragments, afin de minimiser la quantité suivante (après en moyenne une quinzaine d'itérations) :

$$\chi = \left| \frac{\frac{A_{targ}}{Z_{targ}}\Delta + \frac{A_{proj}}{Z_{proj}}\Delta + T_{proj}}{E^{coul} + E^{coll} + \sum_i \left(\frac{A_i}{Z_i}\Delta + T_i + E_i^*\right)} - 1 \right| \quad (2.19)$$

### 2.3.2 Voie de sortie

La voie de sortie d'ELIE considère finalement la propagation des différentes espèces dans le champ coulombien, avant de leur appliquer un code de désexcitation statistique et former les fragments secondaires. Par défaut la désexcitation est effectuée dans ELIE d'après le code SIMON [76], nous avons préféré appliquer GEMINI++ similairement à ce qui a été fait pour AMD.

## 2.4 Le code de désexcitation GEMINI++

Outre l'application d'un filtre expérimental, les **fragments primaires** obtenus en sortie des modèles ne peuvent pas être directement comparés aux données expérimentales du fait que les fragments sont identifiés après environ une centaine de nano-secondes dans VAMOS (voir Section 4.2.1.3), donc après un temps supérieur de plusieurs ordres de grandeurs aux temps considérés dans un modèle tel que AMD ( $\sim 300 \text{ fm}/c \sim 10^{-12} \text{ ns}$ ). Par conséquent une comparaison directe avec les données expérimentale implique l'application d'un modèle de désexcitation séquentiel aux fragment primaires excités, afin de former les **fragments secondaire** à filtrer par la suite.

Nous avons ainsi appliqué le code GEMINI++ [77, 78] afin de calculer la désexcitation des fragments primaires excités en sortie de AMD et ELIE par décroissances binaires séquentielles. En résumé dans GEMINI++ une technique Monte-Carlo est employée afin de suivre de façon séquentielle toutes les chaînes de désexcitation possibles d'un noyau composé, jusqu'à ce que les produits formés ne puissent plus se désexciter (conservation de l'énergie ou désexcitation improbable). Par conséquent chaque fragment primaire d'un événement issu de AMD ou ELIE est considéré indépendamment comme un noyau composé sur lequel appliquer GEMINI++.

Dans GEMINI++ l'évaporation de particules légères (jusqu'aux  $\alpha$ ) est effectuée selon le formalisme d'Hauser-Feshbach. Une formule de goutte liquide comprenant des corrections des effets de couche est utilisée afin de calculer les masses des différents noyaux. Enfin la densité de niveau est calculée d'après le modèle du gaz de Fermi, le paramètre densité de niveau étant fixé à  $a = A/10 \text{ MeV}^{-1}$  pour l'ensemble des calculs. Notons que la variation du paramètre densité de niveau (les autres paramètres étant fixes) modifie la température des systèmes en décroissance, ainsi à des plus grandes températures ( $a = A/12 \text{ AMeV}^{-1}$ ) sont observées des distributions isotopiques plus larges pour des fragments riches en neutrons (pour des fragments pauvres en neutrons les distributions isotopiques ne varient pas) [79].

## 2.5 Étude des fragments primaires

Nous présentons dans cette section une étude comparative des fragments primaires issus des collisions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35 \text{ AMeV}$  en sortie du code statistique semi-microscopique ELIE et du code de transport AMD, tous deux présentés Sections 2.2 et 2.3. Dans ce chapitre et le reste de cette thèse nous nommerons systèmes "pauvres en neutrons" les systèmes de projectile  $^{40}\text{Ca}$  et systèmes "riches en neutrons" les systèmes de projectile  $^{48}\text{Ca}$ . Dans le but d'interpréter les résultats de l'expérience e503 nous allons nous focaliser sur l'étude du projectile. Notons qu'à ce stade aucun filtre expérimental n'a été appliqué.

## 2.5.1 Énergies d'excitation

Suite à une collision nucléaire le projectile est généralement excité et décroît par fission et/ou émissions de particules légères. L'évolution du système en décroissance dépend de son énergie d'excitation, transférée lors de la collision. Le calcul de l'énergie d'excitation dans les modèles exploités dans le cadre de cette thèse présentent des différences notables : dans ELIE l'énergie d'excitation de chaque fragment est déterminée empiriquement selon l'Équation 2.18 afin de reproduire les données, alors que dans AMD celle-ci est évaluée d'après les valeurs propres de l'Hamiltonien du système à N-corps des fragments primaires et la conservation de l'énergie. Notons que l'énergie d'excitation influence l'émission de particules légères lors de la désexcitation des fragments primaires et donc la largeur des distributions en charge et en masse des fragments secondaires.

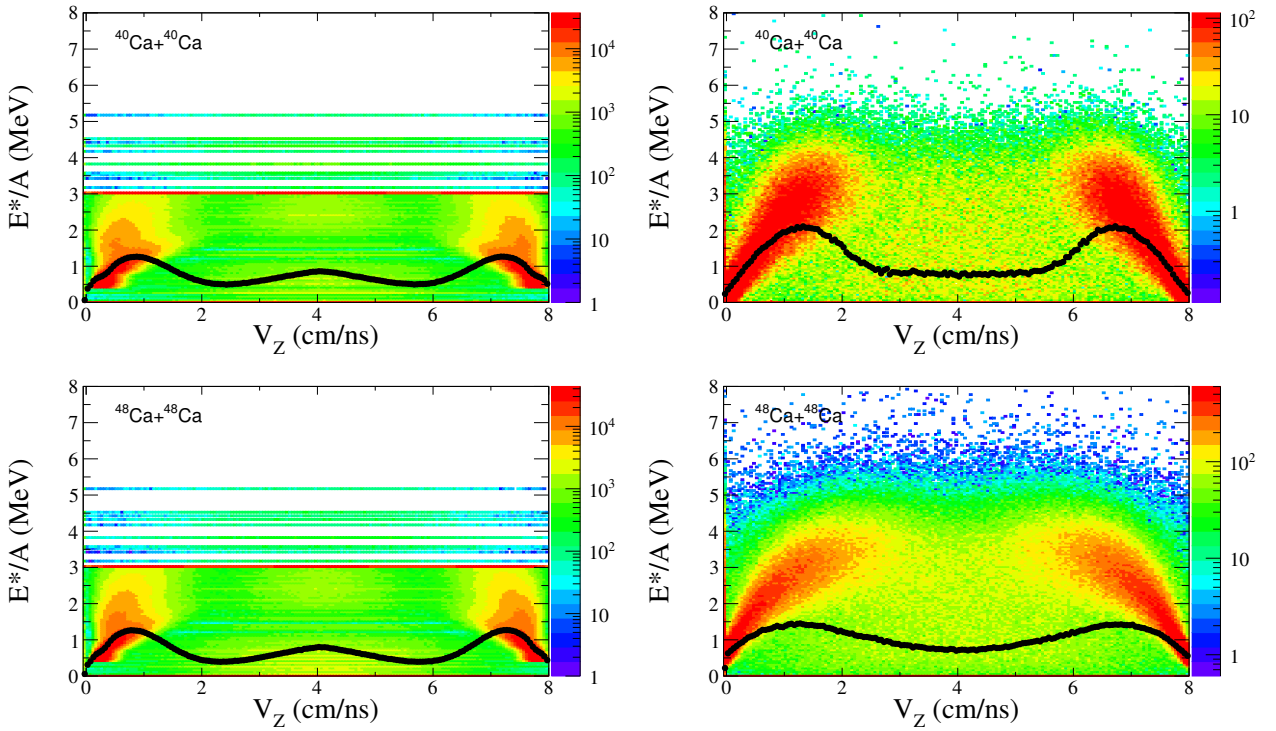


FIGURE 2.3 – Énergie d'excitation par nucléon en fonction de la vitesse parallèle des fragments primaires dans le référentiel du laboratoire, pour les systèmes  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  à 35 AMeV simulés avec ELIE et AMD (stiff).

Nous présentons Figure 2.3 un exemple de l'évolution de l'énergie d'excitation par nucléons  $E^*/A$  en fonction de la vitesse parallèle  $V_z$  des fragments dans le référentiel du laboratoire, pour les systèmes  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ . Premièrement nous observons pour les deux modèles la présence de deux composantes associées au quasi-projectile et à la quasi-cible aux alentours de  $V_z = 0$  et  $V_z = V_{proj}$  respectivement, ces composantes étant plus localisées pour le modèle ELIE. Deuxièmement une corrélation est observée entre  $E^*/A$  et  $V_z$  : plus les fragments ont une vitesse proche de celle du faisceau (respectivement de la cible) et moins ces derniers sont excités, ce qui reflète la centralité de la collision. Inversement en se rapprochant de la mi-rapidité les composantes du QP et QT voient leurs énergies d'excitation augmenter mais disparaissent peu à peu. Les différences notables entre les deux modèles proviennent de la partition aléatoire des

QP et QT dans ELIE, qui a pour effet de garder une très grande mémoire de la voie d'entrée, combiné au calcul empirique de la température dans ELIE d'après la Formule 2.18 qui sature l'énergie d'excitation à  $3 \text{ A MeV}$  (les énergies d'excitation quantifiées au-dessus de  $3 \text{ A MeV}$  sont expliquées par l'utilisation d'états discrets pour calculer l'énergie d'excitation des noyaux légers dans ELIE). À l'inverse AMD présente des distributions en énergie d'excitation beaucoup plus diffuses, et qui peuvent atteindre des valeurs plus élevées. La dépendance en densité de l'équation d'état utilisée dans AMD influence aussi ce type de graphique comme nous pouvons l'observer Annexe C.1 avec des composantes QP et QT plus diffuses avec Gogny-AS que Gogny.

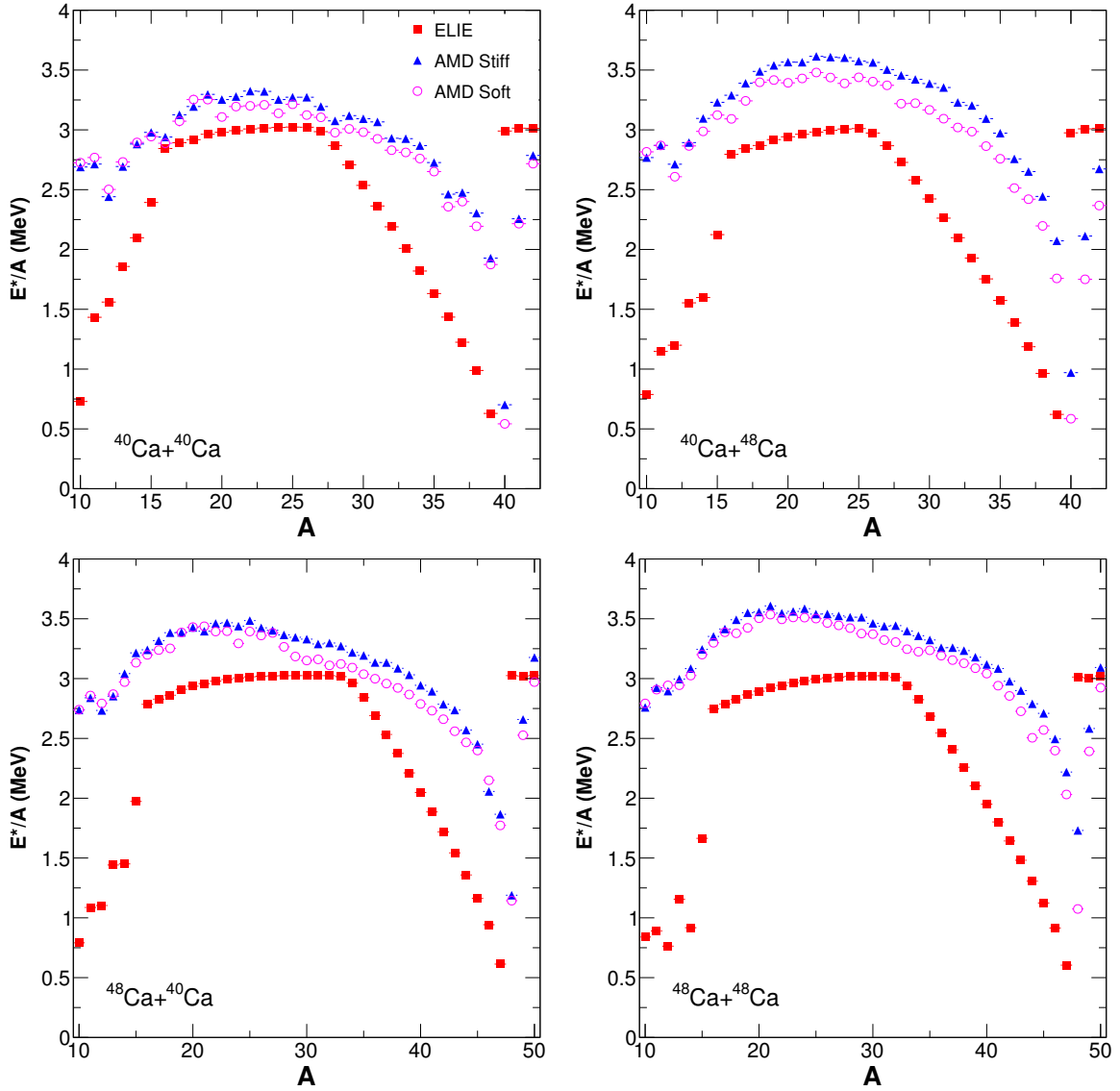


FIGURE 2.4 – Énergie d'excitation par nucléon moyenne en fonction de la masse des fragments primaires pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35 \text{ A MeV}$  simulés avec ELIE et AMD.

Les énergies d'excitation par nucléon  $\langle E^*/A \rangle$  moyennes des fragments primaires produits dans des collisions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35 \text{ A MeV}$  simulées par les deux codes sont présentées Figure 2.4 en fonction de  $A$ .

Concernant AMD, nous observons une forte augmentation de  $\langle E^*/A \rangle$  en fonction du nombre de nucléons retirés de la masse initiale du projectile, cela jusqu'à atteindre une énergie limite située entre 3 et 3.5  $AMeV$ . Cette observation semble consistante avec les observations expérimentales [75] et l'hypothèse d'une température limite utilisée dans ELIE (ou des modèles d'abrasion-ablation [80]). Nous pouvons noter que si la nature de l'interaction ne modifie pas l'allure globale de la courbe, le potentiel Gogny-AS mène à la production de fragments d'énergies d'excitations moyennes plus élevées que le potentiel Gogny. Le plus grand écart entre les deux potentiels est observé dans le cas du système  $^{48}Ca + ^{48}Ca$  pour  $A = A_{proj}$  avec près de 36  $MeV$  de différence.

Concernant ELIE nous observons l'effet de la Formule 2.18 par la dépendance linéaire entre l'énergie d'excitation et le nombre de nucléons retirés par rapport à la masse du projectile, cela jusqu'à atteindre un plateau à environ 3  $AMeV$  correspond à  $T_{lim}$ . La chute d'énergie d'excitation moyenne à partir de  $A = 15$  dans ELIE s'explique par l'utilisation de niveaux d'énergie discrets tabulés pour les espèces les plus légères qui en moyenne sont produits à l'état fondamental. Enfin AMD prédit des énergies d'excitation moyennes systématiquement plus élevées que ELIE.

## 2.5.2 Production des fragments

Nous présentons Figures 2.5 et 2.6 les distributions en charge  $Z$  et en masse  $A$  des fragments primaires issus de ELIE et AMD.

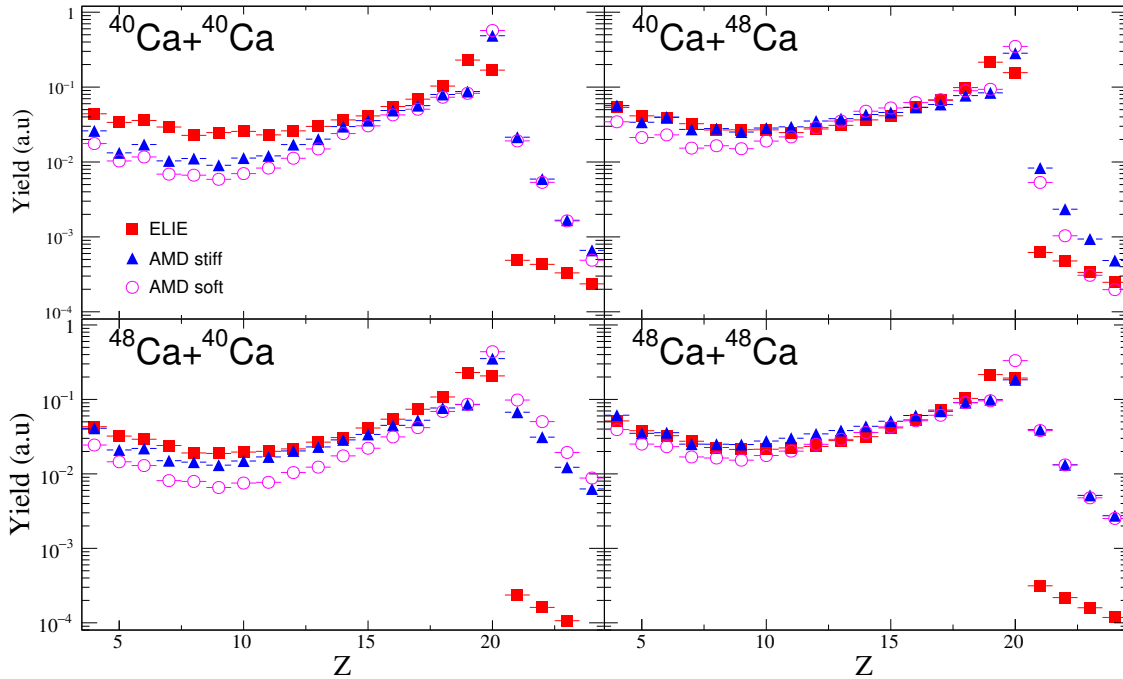


FIGURE 2.5 – Distributions normalisées de la charge des fragments primaires issus de ELIE et AMD pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}Ca + ^{40,48}Ca$ .

Concernant les distributions en charge, nous observons des évolutions similaires pour les deux

modèles et indépendamment du potentiel utilisé, à savoir une probabilité de production qui croît en fonction de  $Z$  jusqu'à atteindre un maximum à  $Z_{max} = Z_{proj}$  pour AMD et  $Z_{max} = Z_{proj} - 1$  pour ELIE, puis diminuer pour les  $Z$  plus élevées. Les observations précédentes sont de même valables pour les distributions en masse avec un maximum  $A_{max} = A_{proj}$  dans le cas de AMD et  $A_{max} = A_{proj} - 1$  dans le cas de ELIE. De même si les deux modèles donnent des taux de production de fragments proches pour  $Z < Z_{proj}$  et  $A < A_{proj}$ , ce dernier est systématiquement plus grand pour  $Z > Z_{proj}$  et  $A > A_{proj}$  avec AMD. Du fait de la nature purement géométrique du modèle ELIE de tels événements ne peuvent être issus que de collisions centrales, à l'opposé d'AMD pour lequel des événements de *pick-up* sont possibles. Les différences précédentes indiquent que pour les collisions les plus périphériques un modèle participant-spectateur tel que ELIE n'est pas le plus adapté [79]. Des différences sont visibles entre les taux de productions des fragments issus deux potentiels et nous notons une nouvelle fois pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  un écart important lorsque  $A = A_{proj}$  (et  $Z = Z_{proj}$ ), à savoir que dans le cas de Gogny-AS AMD prédit un taux de production de fragments plus faible.

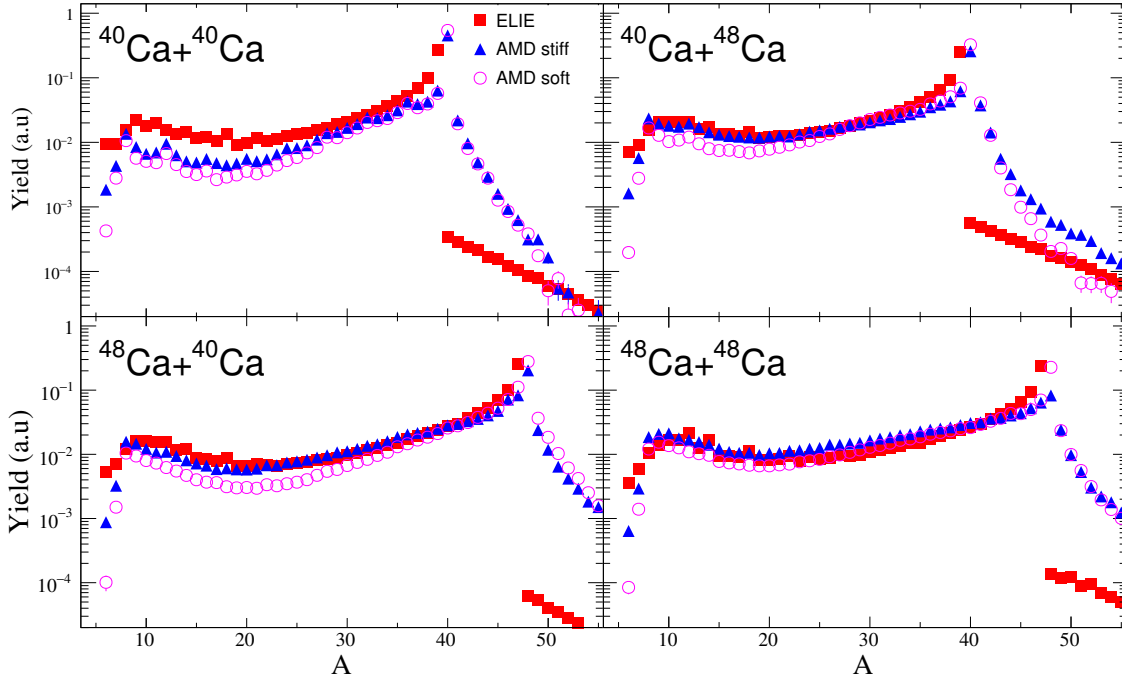


FIGURE 2.6 – Distributions normalisées de la masse des fragments primaires issus de ELIE et AMD pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

### 2.5.3 Distributions isotopiques

Les Figures 2.7 et 2.8 présentent les masses moyennes  $\langle A \rangle$  et les largeurs  $\sigma_A$  associées en fonction de la charge  $Z$  pour les fragments primaires émis à l'avant du centre de masse de la réaction (supposés issus du projectile).

Concernant les distributions en  $\langle A \rangle$ , nous observons premièrement des évolutions similaires mais de magnitudes différentes entre les deux modèles selon la nature du projectile. Le modèle ELIE

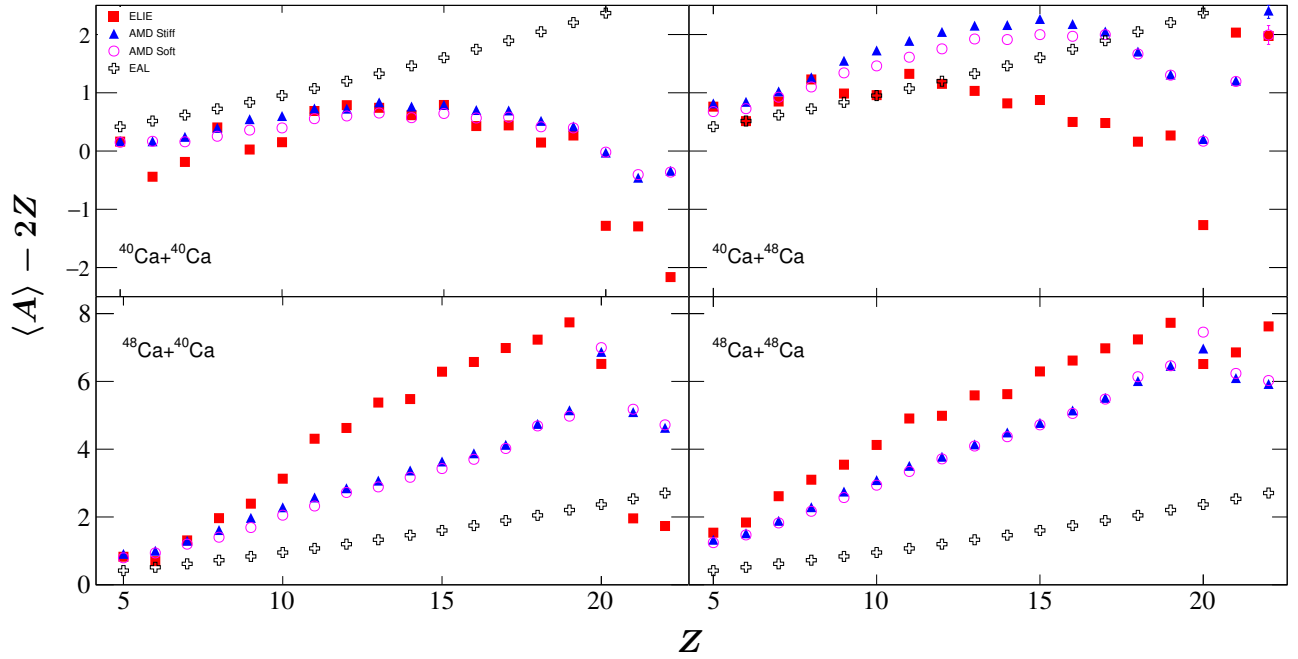


FIGURE 2.7 – Valeurs moyennes des masses des fragments primaires issus de ELIE et AMD pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

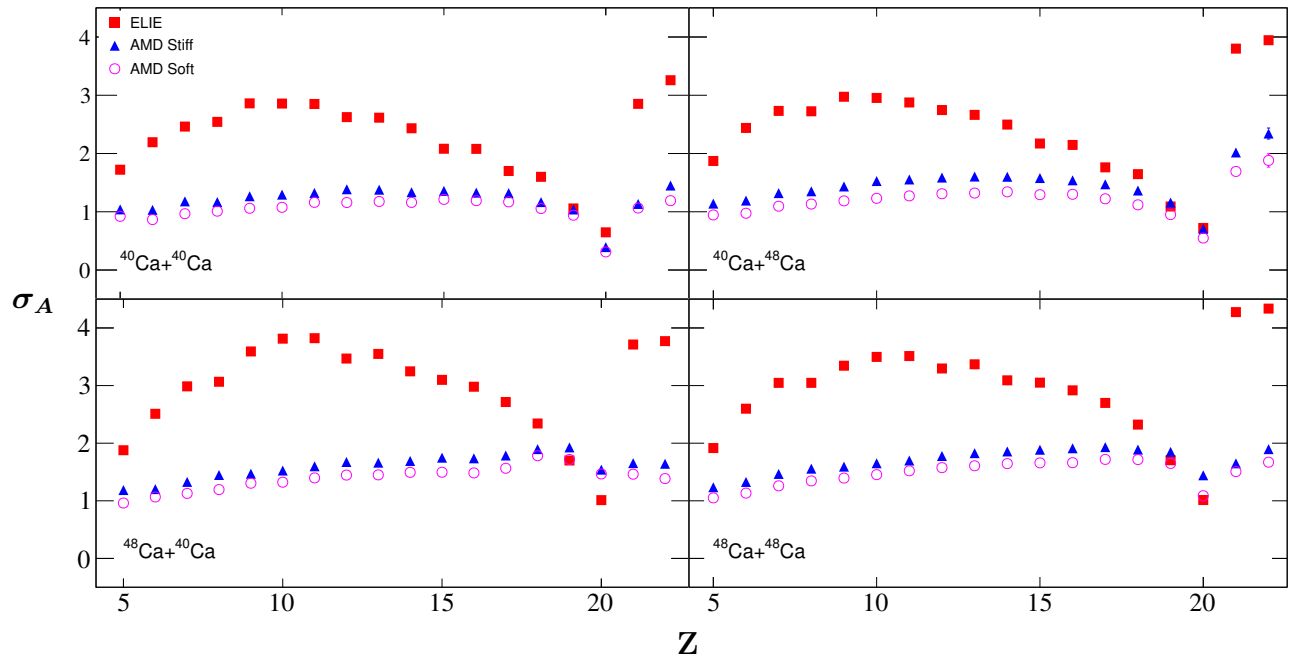


FIGURE 2.8 – Largeurs des distributions en masse des fragments primaires issus de ELIE et AMD pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

présente une plus grande mémoire de la voie d'entrée, visible par des masses systématiquement plus petites (respectivement plus grandes) que AMD pour les systèmes pauvres (respectivement riches) en neutrons. Deuxièmement les systèmes de même projectile présentent des fragments plus riches en neutrons avec la cible de  $^{48}\text{Ca}$  qu'avec la cible de  $^{40}\text{Ca}$ . Troisièmement les différences notables entre les deux modèles apparaissent pour les systèmes mixtes : pour le



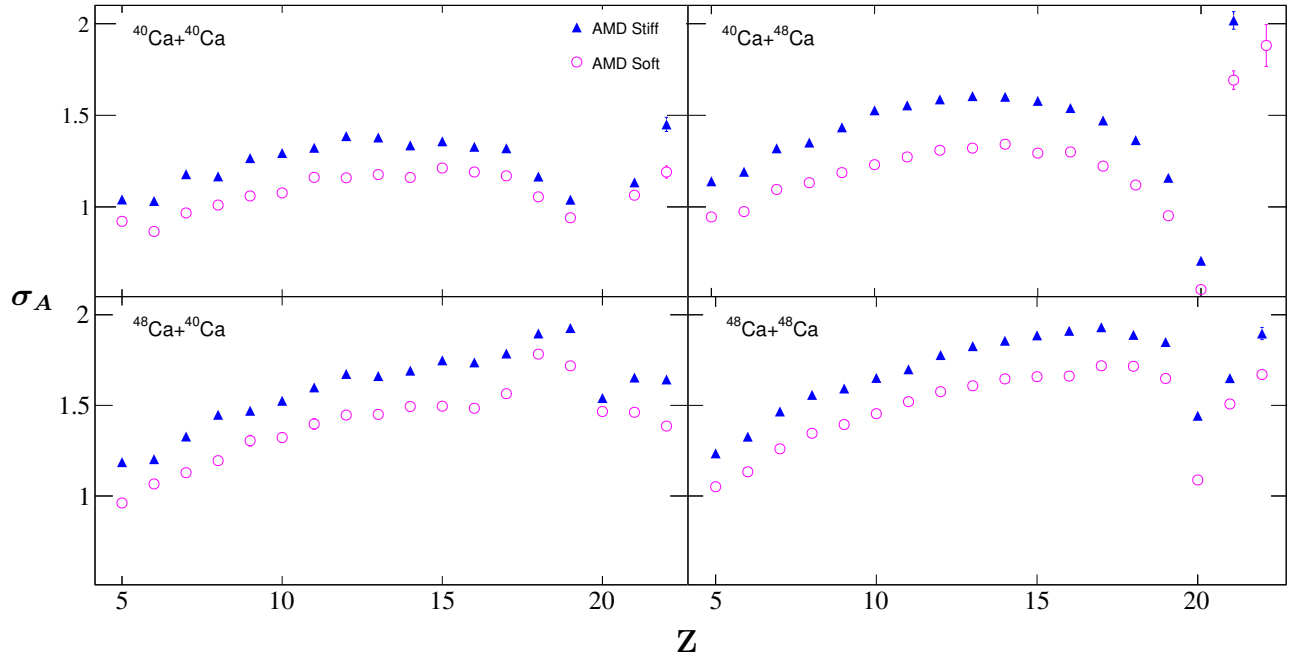


FIGURE 2.9 – Largeurs des distributions en masse des fragments primaires issus de AMD pour l’ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  AMD prédit un plus fort enrichissement en neutron de la cible que ELIE, et inversement pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ . Cela montre encore une fois la forte mémoire de la voie d’entrée dans ELIE.

Nous avons de même superposé la **ligne attractive d’évaporation (EAL)**<sup>10</sup> [77] aux distributions en masse. Cette ligne prédit la position moyenne des fragments secondaires dans la carte des noyaux issus de modèles d’évaporation. Nous constatons que dans la cas des systèmes riches en neutrons, les fragments sont très éloignés de l’EAL indiquant que leur désexcitation se fera majoritairement par émission neutrons. À l’opposé les systèmes pauvres en neutrons sont relativement proches de l’EAL, indiquant que leur désexcitation ne se fera pas exclusivement par émission protons.

Concernant maintenant les largeurs des distributions en masse, celles-ci sont systématiquement plus élevées dans le cas de ELIE jusqu’à  $Z \simeq Z_{proj} - 1$  où elles deviennent similaires aux largeurs de AMD. Notons que pour AMD, et sur une plus petite échelle de grandeurs, les largeurs associée au potentiel Gogny-AS sont plus grandes que celles associées au potentiel Gogny (voir Figure 2.9).

En complément nous présentons en Annexe C.2 les distributions isotopiques des fragments primaires issues des deux modèles, d’après l’observable  $N - Z$ . Les valeurs moyennes et largeurs des distributions isotopiques, ainsi que leurs évolutions, sont cohérentes avec les observations précédentes.

---

10. Evaporation Attractor Line

## 2.5.4 Évolution dynamique du rapport neutron-proton

La Figure 2.10 présente l'évolution du rapport neutron-proton  $\langle N/Z \rangle$ , pour les fragments primaires émis à l'avant du centre de masse, en fonction de leur vitesse parallèle  $V_z$  dans le référentiel du laboratoire d'après les simulations ELIE et AMD. Le domaine en vitesse sélectionné est situé entre la vitesse du centre de masse et la vitesse du projectile (voir Tableau 3.6).

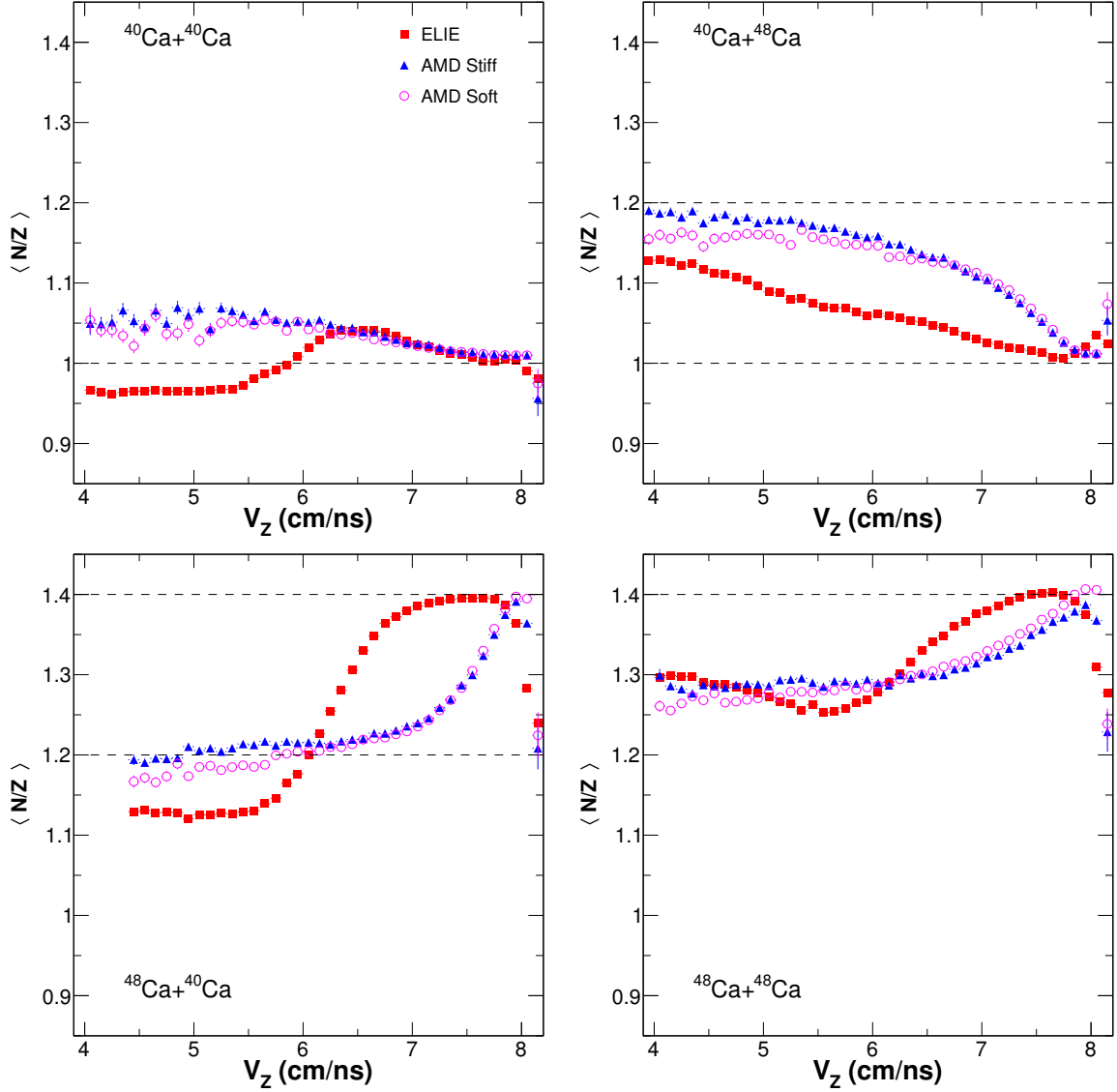


FIGURE 2.10 – Rapports  $\langle N/Z \rangle$  des fragments primaires en fonction de la vitesse parallèle  $V_z$  dans le référentiel du laboratoire, pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35 \text{ A MeV}$  simulés avec ELIE et AMD.

Dans le cas de AMD, nous observons des rapports neutron-proton compris entre le  $N/Z$  du projectile et celui du système mixte. Plus exactement le  $\langle N/Z \rangle$  est proche du  $N/Z$  du projectile lorsque  $V_z$  est proche de  $V_{proj}$  et augmente (respectivement diminue) asymptotiquement lorsque la vitesse se rapproche de la mi-rapacité pour les systèmes pauvres (respectivement riches) en neutrons. Ces observations montrent d'une certaine manière le transport d'isos-

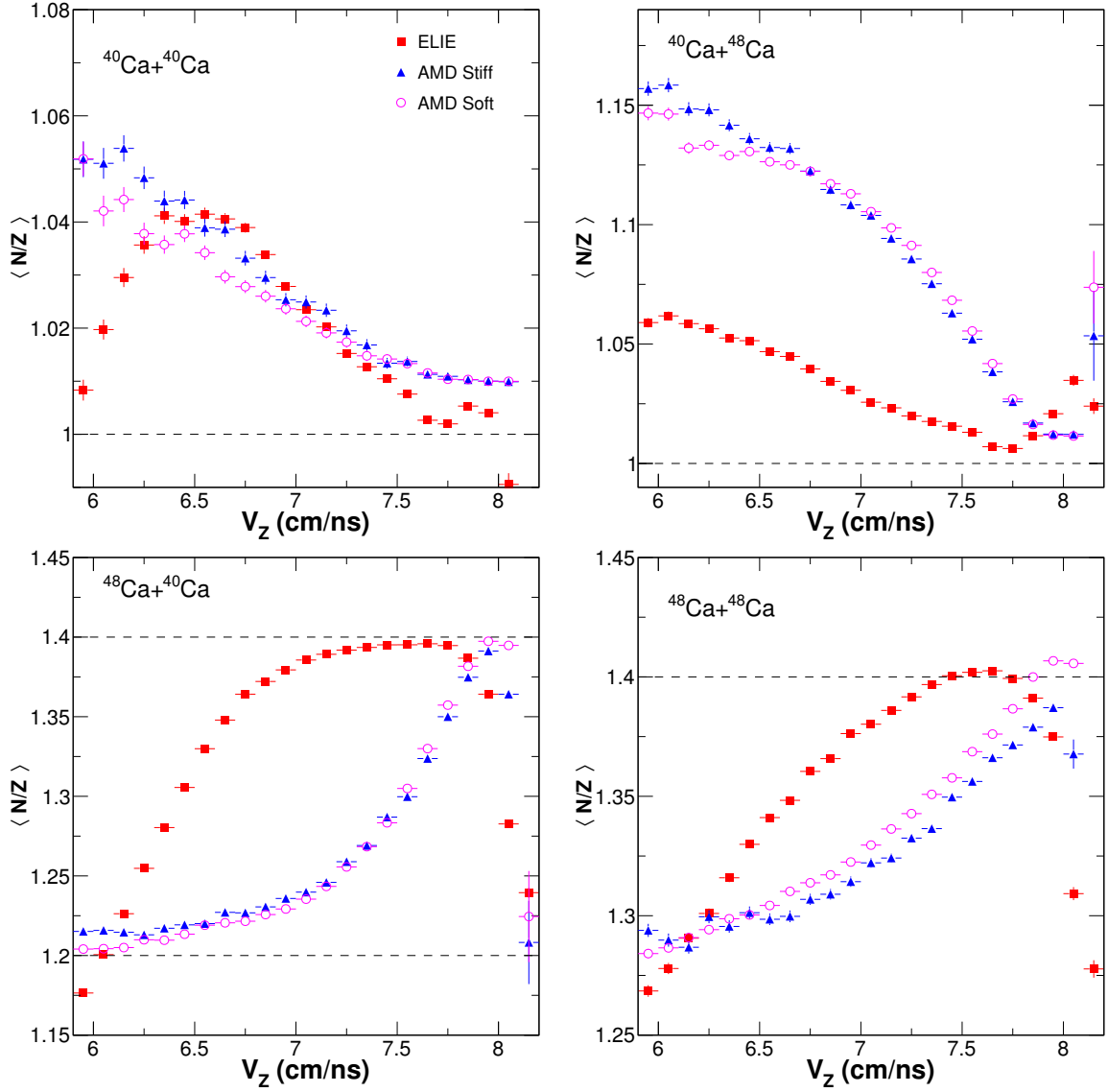


FIGURE 2.11 – Rapports  $\langle N/Z \rangle$  des fragments primaires en fonction de la vitesse parallèle  $V_z$  dans le référentiel du laboratoire, pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35\text{ A MeV}$  simulés avec ELIE et AMD.

pin durant la phase d'interaction : dans les collisions les plus périphériques peu de nucléons sont échangés entre les participants et il n'y a pas de transport d'isospin, alors que ce dernier semble progressivement prendre place lorsque la vitesse diminue, soit pour des collisions de plus en plus dissipatives. De même pour les systèmes mixtes  $\langle N/Z \rangle$  tend vers la même asymptote à mi-rapacité, à savoir le  $N/Z = 1.2$  du système mixte, ce qui semble confirmer les remarques précédentes. Concernant la nature du potentiel utilisé dans AMD nous constatons systématiquement que Gogny donne des fragments moins riches en neutrons que Gogny-AS pour des vitesses proches de la mi-rapacité (zone de faible statistique), et inversement autour de la vitesse du projectile. Nous notons une nouvelle fois des différences plus importantes pour les collisions  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  d'après la Figure 2.11. Dans le cas de ELIE nous voyons qu'un modèle géométrique conduit à une évolution dynamique de  $\langle N/Z \rangle$  fortement différente et que pour les systèmes croisés le  $N/Z$  du système mixte n'est jamais atteint aux faibles vitesses.

## 2.6 Étude des fragments secondaires

Nous présentons dans cette section une étude préliminaire des fragments secondaires issus de la désexcitation des événements AMD et ELIE par le code GEMINI++. Les comparaisons avec les données après application d'un filtre expérimental sont présentées Chapitre 6.

### 2.6.1 Production des fragments

Nous présentons Figures 2.12 et 2.13 les distributions en charge  $Z$  et en masse  $A$  des fragments secondaires issus de ELIE et AMD.

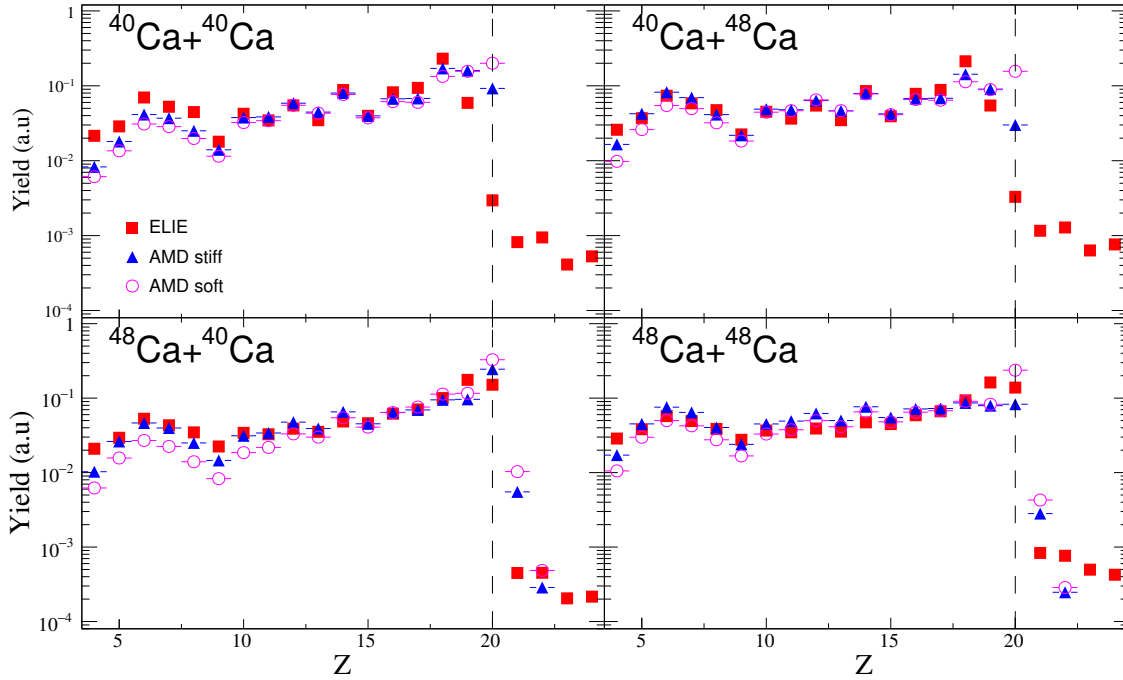


FIGURE 2.12 – Distributions normalisées de la charge des fragments secondaires issus de GEMINI++ pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

Les distributions secondaires en  $Z$  et  $A$  diffèrent des primaires notamment autour de  $Z_{proj}$  et  $A_{proj}$ . Ces différences peuvent se comprendre en partie à cause des énergies d'excitation disponibles (voir Figure 2.4). Pour ELIE  $E^*/A$  est élevé pour  $A = A_{proj}$ , l'évaporation de particules légères est donc importante : pour les systèmes riches en neutrons l'émission de neutrons est favorisée si bien que les distributions en  $Z$  varient peu entre les fragments primaires et secondaires, au contraire pour les systèmes riches en neutrons l'émission de protons est plus importante ce qui décale les distributions en  $Z$ . Pour AMD nous observons de même des différences entre les distributions Gogny et Gogny-AS autour du projectile, notamment pour les systèmes de cible  $^{48}\text{Ca}$ . Comme le montre la Figure 2.4 les énergies d'excitation associées à Gogny-AS pour les systèmes de projectile  $^{48}\text{Ca}$  sont systématiquement plus élevées que Gogny pour des masses proches du projectile, ainsi l'évaporation de particules légères est favorisée pour Gogny-AS, ce qui peut expliquer les différences visibles sur les distributions secondaires.

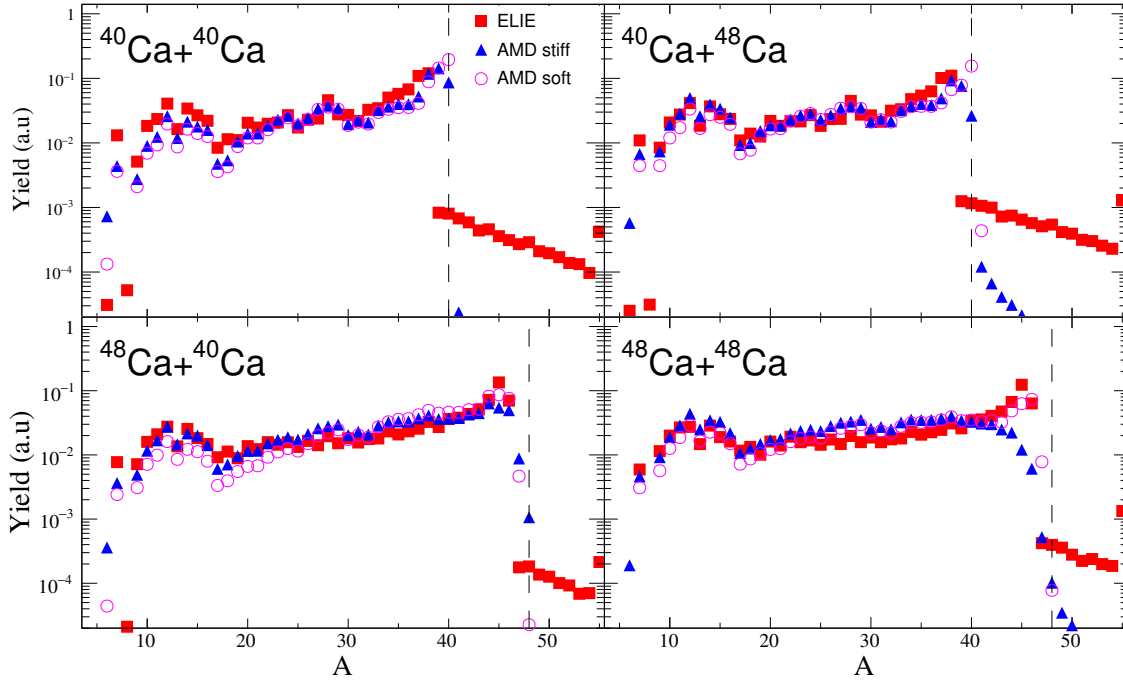


FIGURE 2.13 – Distributions normalisées de la masse des fragments secondaires issus de GEMINI++ pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

## 2.6.2 Distributions isotopiques

Les Figures 2.14 et 2.15 présentent les masses moyennes  $\langle A \rangle$  et les largeurs  $\sigma_A$  associées en fonction de la charge  $Z$  pour les fragments secondaires émis à l'avant du centre de masse de la réaction (supposés issus du quasi-projectile). Nous observons premièrement que l'effet global de la désexcitation est de rapprocher les masses moyennes de la EAL. Cet effet est beaucoup plus marqué pour les systèmes de projectile  $^{48}\text{Ca}$  pour lesquels l'émission de neutrons est favorisée et la diminution de la masse moyenne s'accompagne d'une légère diminution des largeurs associées. Deuxièmement nous constatons que pour un même système les différences entre les distributions primaires sont perdues en grande partie à cause de la désexcitation : les masses moyennes et largeurs secondaires deviennent quasiment identiques selon la nature du projectile. Cet effet est en particulier visible pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ . Les seules différences visibles sont dans le domaine en charge  $Z \sim Z_{proj}$ . Concernant le potentiel effectif utilisé dans AMD, nous observons des différences significatives dans le cas du système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  autour de  $Z \sim Z_{proj}$  pour lequel Gogny donne des fragments secondaires plus riches en neutrons que Gogny-AS (aussi accompagnés de largeurs légèrement plus élevées).

## 2.6.3 Évolution dynamique du rapport neutron-proton

La Figure 2.16 présente l'évolution du rapport  $\langle N/Z \rangle$  en fonction de la vitesse parallèle des fragments secondaires pour les deux modèles. Nous observons des évolutions similaires aux distributions primaires selon la nature du projectile, mais si  $\langle N/Z \rangle$  est proche du  $N/Z$  du projectile lorsque  $V_z$  est proche de  $V_{proj}$ , la valeur asymptotique est atteinte plus rapidement

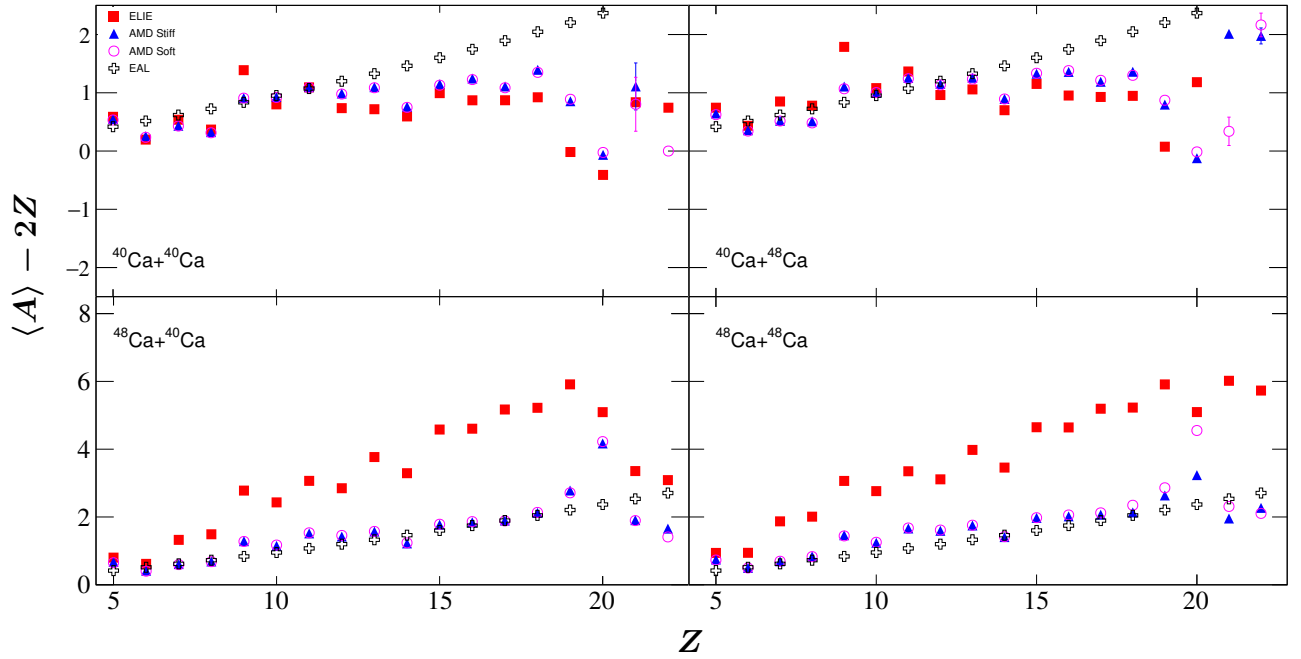


FIGURE 2.14 – Valeurs moyennes des masses des fragments secondaires issus de ELIE et AMD pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

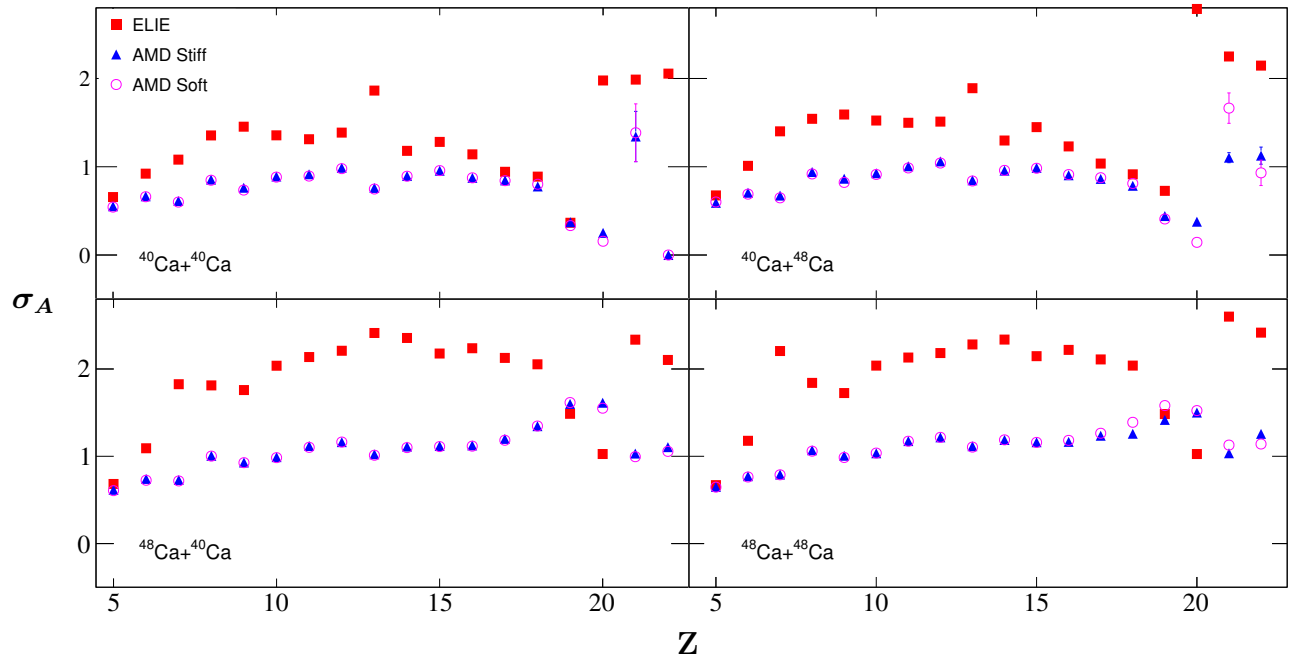


FIGURE 2.15 – Largeurs des distributions en masse des fragments secondaires issus de ELIE et AMD pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

autour de  $V_z \sim 7 \text{ cm/ns}$  et est systématiquement plus petite que celle associée aux distributions primaires. Néanmoins des différences entre Gogny et Gogny-AS sont toujours présentes autour de  $V_{proj}$ , donc les collisions les plus périphériques et même plus accentuées pour les systèmes de cible  $^{48}\text{Ca}$ . Cela peut s'interpréter à partir des énergies d'excitations moyennes associées aux deux potentiels Figure 2.4 : Gogny-AS prédit des fragments plus excités pour les collisions

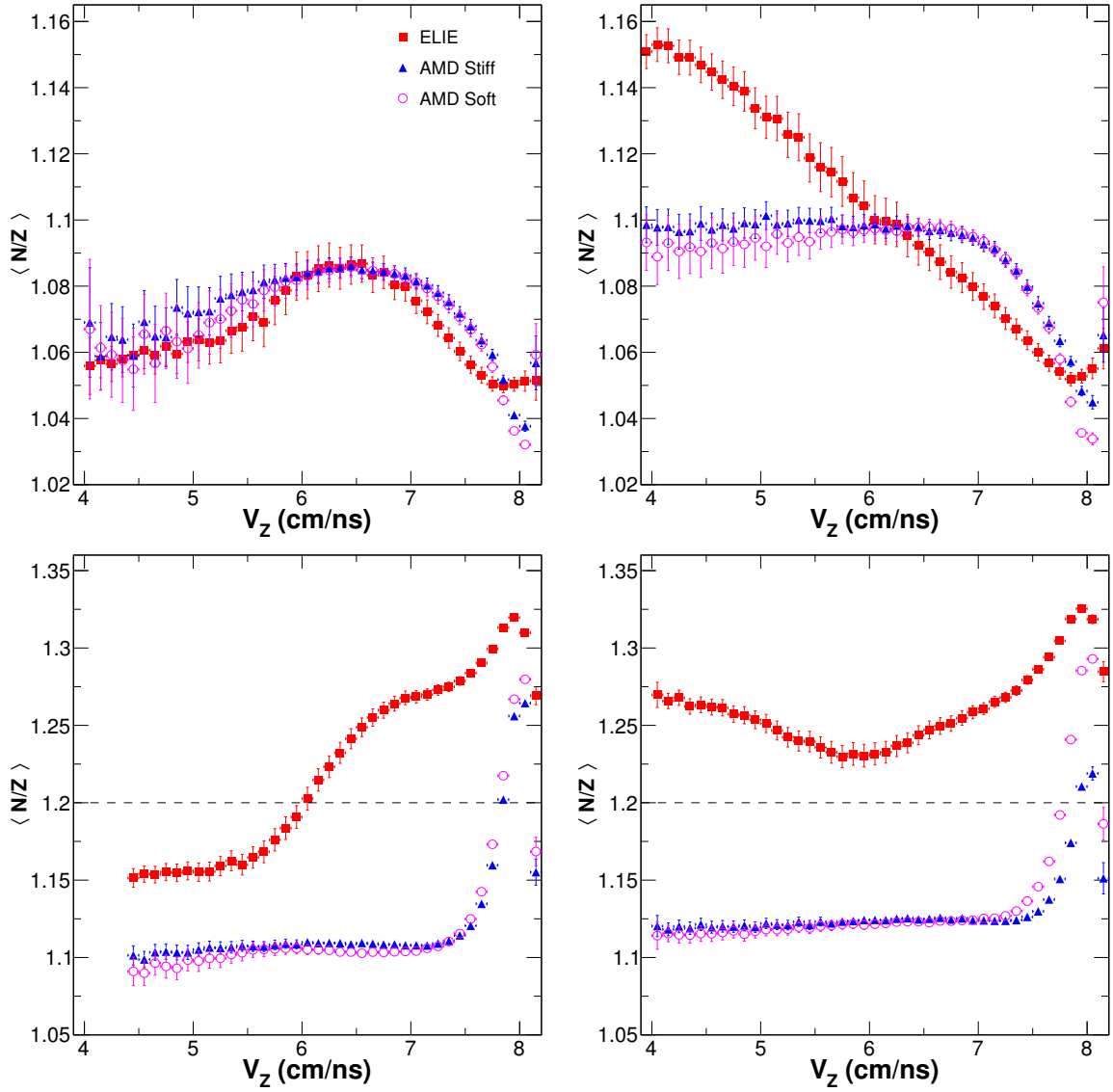


FIGURE 2.16 – Rapports  $\langle N/Z \rangle$  des fragments secondaires en fonction de la vitesse parallèle  $V_z$  dans le référentiel du laboratoire, pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35\text{ A MeV}$  simulés avec ELIE et AMD.

périphériques telles que  $A \sim A_{proj}$  que Gogny, ce qui peut augmenter les différences déjà visibles sur les rapports neutron-proton des primaires. En complément nous observons sur la Figure 2.17 que pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  le rapport  $\langle N/Z \rangle$  est plus élevé pour Gogny que Gogny-AS pour  $Z \sim Z_{proj}$ .

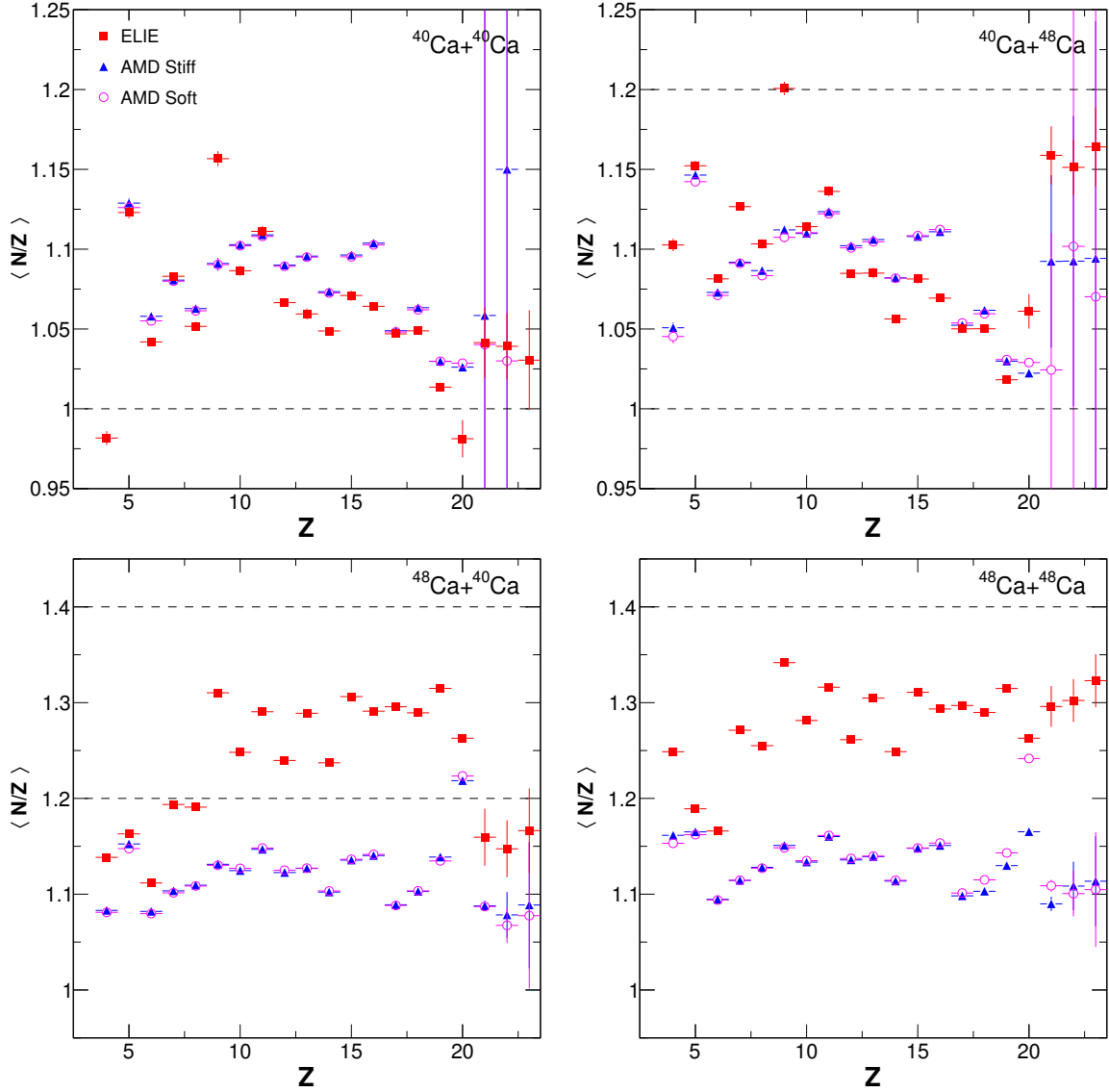


FIGURE 2.17 – Rapports  $\langle N/Z \rangle$  des fragments secondaires en fonction de la charge  $Z$  dans le référentiel du laboratoire, pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35 \text{ AMeV}$  simulés avec ELIE et AMD.

## 2.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les modèles utilisés dans le cadre de la thèse : le modèle ELIE et le modèle AMD, ce dernier étant utilisé avec deux paramétrisations de l'équation d'état : un potentiel effectif de type Gogny (*asysoft*) et l'autre de type Gogny-AS (*asytiff*). Le modèle ELIE se caractérise par une mémoire très forte de la voie d'entrée de la collision du fait d'un échange statistique de nucléon suivant la géométrie de la collision. Le modèle AMD quand à lui est un modèle de transport sophistiqué qui suit l'évolution dynamique de paquets d'onde gaussiens représentant les nucléons.

Nous avons appliqué ces modèles aux collisions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35 \text{ AMeV}$  et observé des différences significatives pour les fragments primaires mais aussi secondaires désexcités par le code GEMINI++. En particulier nous avons observé que le rapport neutron-proton du PLF



montre une mémoire de l'enrichissement en neutrons de la voie d'entrée (projectile mais aussi cible), et que son évolution selon la charge ou la vitesse du PLF peut traduire une certaine forme d'équilibration. Nous observons aussi que la désexcitation secondaire joue un rôle important et risque de brouiller les différences que l'on peut obtenir entre les modèles. Il est intéressant maintenant de confronter ces résultats théoriques à l'expérience.

# Chapitre 3

## Dispositif expérimental

Le couplage du spectromètre VAMOS avec le multi-détecteur INDRA permet l'identification en charge et en masse d'un produit de réaction émis vers les angles avant du laboratoire, en coïncidence avec l'ensemble des produits chargés issus d'une collision. Ce chapitre a pour but de présenter le fonctionnement, les limites et les méthodes d'identification des particules dans INDRA et VAMOS.

### 3.1 Le multi-détecteur INDRA

INDRA<sup>1</sup> est un détecteur hautement segmenté construit pour la détection de multiples particules légères ( $Z \leq 2$ ) et fragments ( $Z > 2$ ) chargés émis lors de collisions d'ions lourds. Le multi-détecteur INDRA ayant déjà fait l'objet de plusieurs thèses et publications [81, 82], nous ne décrirons dans cette section que les informations essentielles pour comprendre les atouts et limites d'un tel détecteur.

#### 3.1.1 Vue d'ensemble d'INDRA

Longtemps, la compréhension des mécanismes des collisions d'ions lourds a été entravée par la limitation des appareils de détection. En effet, ces collisions sont à l'origine de la formation de systèmes nucléaires chauds, qui se désexcitent en émettant de nombreux neutrons, particules légères ( $Z \leq 2$ ) ainsi que des fragments ( $Z > 2$ ) chargés. La détection et l'identification simultanées d'une telle diversité de particules, c'est-à-dire déterminer le nombre total de particules émises lors d'une collision, leurs masses et charges, leurs énergies ainsi que leurs angles d'émission, a suscité de nombreux efforts de la part des physiciens dans les années quatre-vingt et quatre-vingt-dix.

INDRA est un détecteur de particules chargées dont la conception répond aux contraintes expérimentales propres aux collisions d'ions lourds aux énergies et faisceaux disponibles au GANIL au début des années quatre-vingt-dix : du carbone à l'uranium, avec des énergies dites intermédiaires variant entre  $\sim 20$  et  $\sim 100$  AMeV, la limite supérieure dépendant de la masse du projectile.

En particulier, INDRA respecte les contraintes suivantes :

---

1. *Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues*

- La capacité d’identifier un grand nombre et une grande variété de particules et fragments chargés (résolution en charge du proton à l’uranium et en masse jusqu’à  $Z = 4 - 5$ ).
- Une grande couverture de l’angle solide autour de la cible (90% de  $4\pi$  sr).
- Une grande granularité (144 groupes de modules d’identification pour 336 modules d’identification).
- Des seuils en énergie très bas tout en gardant une large gamme d’identification en énergie et impulsion (de  $\sim 1\text{MeV}$  à  $\sim 4\text{GeV}$ ).
- Une identification événement par événement.

### 3.1.1.1 Géométrie

La configuration optimale d’un multi-détecteur est un compromis entre sa taille et son nombre d’éléments. En effet, un grand nombre de composants permet de limiter le taux de comptage multiple mais a aussi pour effet d’augmenter le nombre de zones mortes (et donc réduire la couverture angulaire) ainsi que la probabilité de diffusion de particules d’un composant vers un composant voisin. La granularité d’INDRA, à savoir 336 modules d’identification indépendants, a été optimisée dans le but de détecter un maximum de  $M \sim 40$  particules légères chargées en coïncidence avec  $M \sim 10$  fragments, tout en ayant un taux de comptage multiple inférieur à 5%.

En supposant que le faisceau incident soit correctement centré sur la cible et que les conditions de déclenchement du dispositif ne brisent pas la symétrie azimutale des réactions, la distribution de l’angle azimutal moyen des particules est uniforme et l’entraînement du centre de masse a tendance à focaliser l’émission de particules vers l’avant du référentiel du laboratoire. Ainsi INDRA est originellement constitué de 17 couronnes à symétries cylindriques assemblées autour de l’axe du faisceau. Ces couronnes sont segmentées d’après l’angle polaire selon 8, 12, 16 ou 24 cellules afin de tenir compte de la cinématique de collision. On appelle communément ”couronnes avant” les couronnes 1 à 9 ( $\theta \in [2^\circ; 45^\circ]$ ), et ”couronnes arrières” les couronnes 10 à 17 ( $\theta \in [45^\circ; 176^\circ]$ ).

Le porte-cible se trouve entre les couronnes 12 et 13 ( $\theta \in [88^\circ; 92^\circ]$ ), totalisant une perte d’angle solide d’environ 3.5%, alors que deux ouvertures, à l’arrière et à l’avant, laissent passer le faisceau (respectivement  $\theta \in [176^\circ; 180^\circ]$  et  $\theta \in [0^\circ; 2^\circ]$ ), pour une perte d’angle solide d’environ 0.2%. Le reste des zones mortes provient des murs des chambres d’ionisation.

### 3.1.1.2 Détection

Chacune des couronnes d’INDRA est composée de télescopes d’identification, c’est-à-dire de cellules indépendantes composées de plusieurs détecteurs qui servent à l’identification des particules chargées. Ces télescopes sont composés de deux ou trois des détecteurs présentés dans les paragraphes qui suivent. Le Tableau 3.1 présente un résumé de la configuration d’INDRA lors de l’expérience e503. Notons que les couronnes 1 à 3 ont été retirées afin de placer VAMOS (voir Section 3.3.3).

**Chambre d’ionisation (*ChIo*) :** Les chambres à ionisation sont des détecteurs gazeux remplis de  $C_3F_8$  et forment le premier étage de détection d’INDRA ( $\theta \in [3^\circ; 176^\circ]$ ).

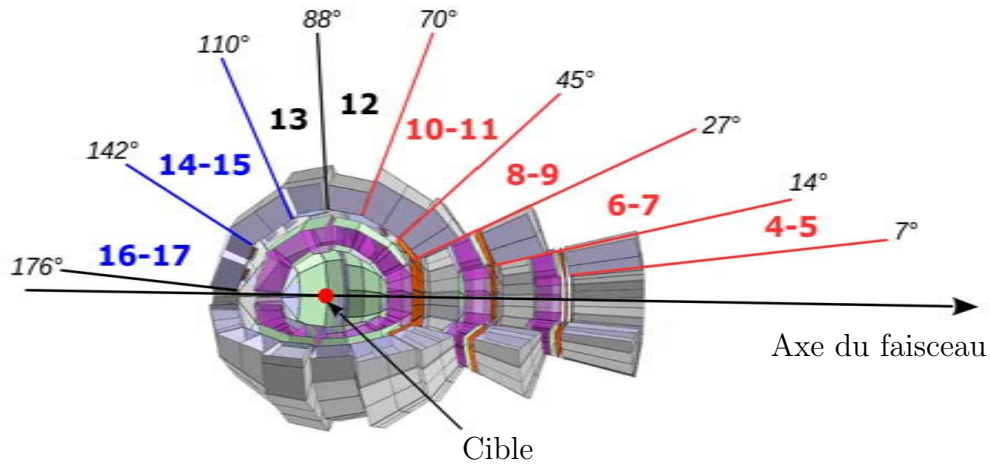


FIGURE 3.1 – Vue générale du multi-détecteur INDRA dans sa configuration lors de l'expérience e503. Les détecteurs sont arrangés en 14 couronnes avec une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau. Le faisceau entre par la couronne 17 et sort par la couronne 4. La cible est positionnée entre les couronnes 12 et 13.

Cour.	<i>CsI(Tl)</i>					$\Delta\Omega$ ( <i>msr</i> )	<i>Si</i> $e$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta\phi$ ( $^\circ$ )	$N$	$n$ <i>CsI(Tl)</i>	$d$ ( <i>cm</i> )	$\Delta\Omega$ ( <i>msr</i> )
	$\theta_{min}$ ( $^\circ$ )	$\theta_{max}$ ( $^\circ$ )	$N$ ( $^\circ$ )	$\Delta\phi$ ( $^\circ$ )	$e$ ( <i>mm</i> )							
4	7	10	22	15	138	1.70	300	30	11	4	38.4	10.3
5	10	14	22	15	138	3.21	300					
6	14	20	24	15	97	7.01	150	30	12	4	25	37.7
7	20	27	24	15	97	11.2	150					
8	27	35	24	15	90	15.8	300	30	12	4	12	86.0
9	35	45	24	15	90	26.4	300					
10	45	57	24	15	76	39.6	$\emptyset$	30	12	4	12	183
11	57	70	24	15	76	50.3	$\emptyset$					
12	70	88	24	15	48	81.0	$\emptyset$	30	12	2	12	155
13	92	110	24	15	60	82.3	$\emptyset$	45	8	3	12	240
14	110	126	16	22.5	50	93.5	$\emptyset$	45	8	4	12	338
15	126	142	16	22.5	50	73.1	$\emptyset$					
16	142	157	8	45	50	91.2	$\emptyset$	45	8	2	12	144
17	157	176	8	45	50	50.9	$\emptyset$					

TABLE 3.1 – Configuration d'INDRA pour l'expérience e503 avec :  $N$  le nombre de détecteur d'une couronne,  $e$  l'épaisseur du détecteur,  $\Delta\Omega$  son angle solide,  $d$  sa distance au point cible,  $\theta$  et  $\phi$  ses angles polaire et azimutal dans le référentiel du laboratoire, enfin  $n$  le nombre de scintillateurs *CsI(Tl)* derrière une *ChIo*. Les modules 17 – 18 des couronnes 4 – 5 ont été retirés afin de placer VAMOS.

Leur principe de fonctionnement repose sur l'ionisation et l'excitation d'un gaz le long de la trajectoire d'une particule chargée le traversant. Il en résulte la formation d'un nombre de paires ion-électron proportionnel à l'énergie déposée par la particule dans la *ChIo*. Les charges ainsi créées sont récoltées à l'aide d'un champ électrique et l'amplitude du signal obtenu

est proportionnelle à l'énergie cédée par la particule dans la ChIo. L'avantage de ce type de détecteur gazeux réside dans un faible seuil de détection dû à la faible densité du milieu de détection (entre 30 *mbar* pour les couronnes 6 à 17 et 50 *mbar* pour les couronnes 2 à 5) permettant ainsi aux ions lourds de basse énergie de traverser. En contrepartie, ils ont une résolution en énergie de 5 à 10% et une résolution en temps autour d'une micro seconde. Les ChIo d'INDRA ont été optimisées pour premièrement assurer la circulation du gaz afin de ne pas dégrader les performances de détection au cours du temps, et deuxièmement donner un signal uniforme indépendant de la trajectoire de la particule. Leur composition varie selon le numéro de couronne.

Pour les couronnes avant (4-7), chaque ChIo est constituée de 12 cellules trapézoïdales ayant le même support (voir Figure 3.2a). La surface d'entrée (cathode) est composée d'une feuille de mylar aluminisé de 2.5  $\mu\text{m}$  commune à l'ensemble des douze cellules, alors que les surfaces de sortie (anodes), de même composition sont propres à chaque cellule. Le gaz est introduit dans la cellule d'entrée et circule entre les parois des différentes cellules jusqu'à celle de sortie à l'aide de trous afin d'assurer une pression voulue (typiquement autour de 50 *mbar*).

Pour les couronnes arrières (8-17), les ChIo sont constituées soit de 36 cellules (couronnes 8–12) soit de vingt-quatre cellules (couronnes 13 – 17) et sont composées de deux parties distinctes : une partie portant les anodes et une partie portant les cathodes (voir Figure 3.2b). La structure des anodes contient les parois qui séparent les cellules, ces dernières comportent des trous pour faire circuler le gaz.

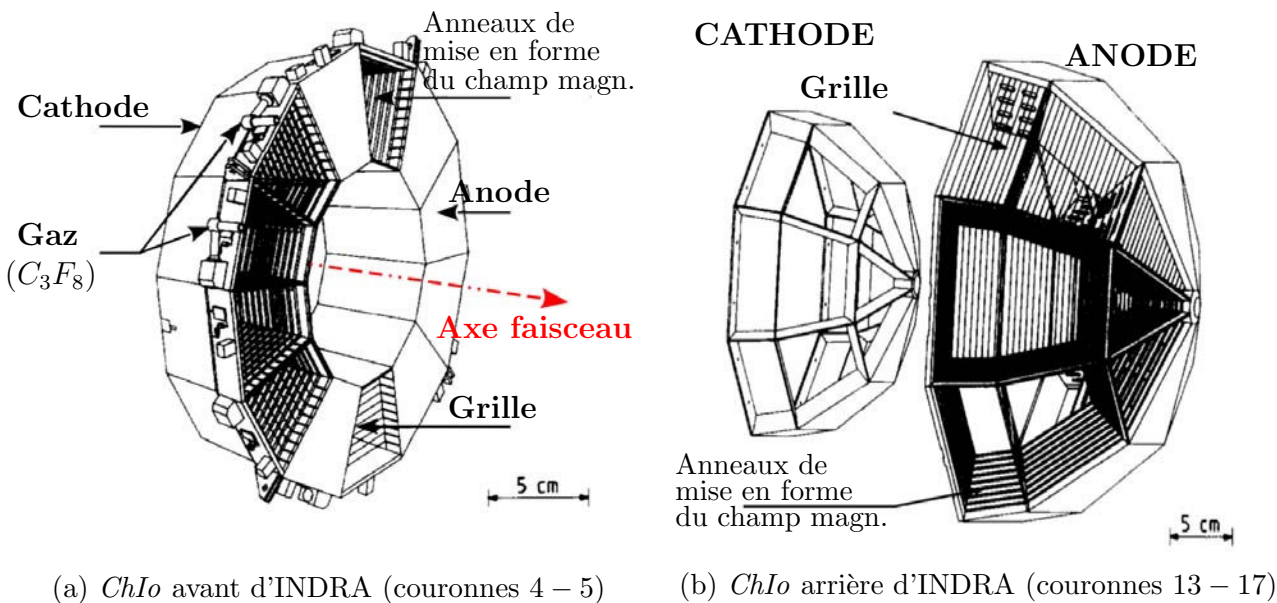


FIGURE 3.2 – Chambres à ionisation d'INDRA.

**Silicium (*Si*) :** Les 180 détecteurs siliciums d'INDRA sont des cristaux semi-conducteurs à jonction *p-n* dont l'épaisseur est de 150 ou 300  $\mu\text{m}$ . Ils sont situés immédiatement derrière les cellules des chambres d'ionisation des couronnes 4 à 9, pour un total de 24 modules par couronne.

La structure cristalline d'un semi-conducteur implique des bandes d'énergies autorisées pour les électrons au sein du matériau. La *bande de valence (BV)* correspond au dernier niveau d'énergie occupé par les électrons liés aux sites du réseau cristallin, dans le silicium ces électrons

participent aux liaisons covalentes qui constituent les forces interatomiques du cristal. D'un autre côté la *bande de conduction* (*BC*) correspond au niveau d'énergie suivant et représente les électrons qui sont libres de migrer à travers le cristal. Une quelconque excitation (thermique et/ou diffusion d'une particule chargée) du cristal peut permettre à un électron de la *BV* d'aller dans la *BC*, ce qui laisse une vacance (appelée *trou*) dans la *BV*.

La configuration des Si d'INDRA est une jonction entre un semi-conducteur extrinsèque de type *n+* et un de type *p+*, respectivement dopés en sites donneurs et accepteurs d'électrons. En pratique, cette jonction est formée par l'implantation d'éléments (aussi appelés impuretés) donneurs (*P, Sb, As*) et attracteurs (*Al, B, Ga, In*) d'électrons de part et d'autre du cristal. À l'interface de cette jonction les porteurs de charges majoritaires se diffusent d'une zone vers l'autre : les électrons de la zone *n* diffusent vers la zone *p* et inversement pour les trous, ce qui laisse une *zone déplétée* - *i.e* désertée de porteurs de charges libres - dans laquelle règne un champ électrique intense. Une polarisation inverse du détecteur, c'est-à-dire l'application d'une tension externe, permet d'attirer les électrons vers le pôle *n* positif et les trous vers le pôle *p* négatif. Ainsi lorsqu'un rayonnement ionisant perd de l'énergie dans la zone déplétée, il y a création de paires électron-trou et le signal électrique qui en résulte est proportionnel à l'énergie déposée par la particule. Pour de tels détecteurs, la résolution en énergie est de 1%.

**Scintillateur *CsI(Tl)*** : Le dernier étage de détection d'INDRA est formé de 324 cristaux scintillateurs d'iodure de Césium activés au Thallium (*Tl*) dont la longueur varie de 5 à 14 *cm*. Ce type de détecteur a pour avantages d'avoir un pouvoir d'arrêt important ce qui permet d'arrêter l'ensemble des particules chargées produites aux énergies intermédiaires même jusqu'au protons les plus énergétiques (soit des protons de 237 *MeV* pour les *CsI* de longueur 14*cm*). Ils sont aussi d'une grande fiabilité pour les épaisseurs utilisées et ont une bonne résolution en énergie (de l'ordre du pour-cent).

Le passage d'une particule chargée dans le cristal permet de l'exciter, ainsi un grand nombre de paires électron-trou se forment le long de sa trajectoire, similairement au cas des détecteurs silicium. Lorsqu'un trou positif migre vers un site actif de Tallium et l'ionise, l'électron va de même migrer dans le cristal jusqu'à rencontrer un site actif ionisé. Les désexcitations des sites actifs s'accompagnent de l'émission de photons. Ces photons migrent ensuite jusqu'à un *Photo-Multiplicateur* (*PM*) dont le signal de sortie a une tension proportionnelle au nombre de photons, donc l'énergie déposée par la particule. En fait la réponse en lumière du cristal suit deux constantes de temps différentes qui dépendent de la masse, de la charge et aussi de l'énergie de la particule chargée. C'est sur ce principe que nous pouvons effectuer une identification isotopique (pour plus de détails voir [83, 84]).

### 3.1.1.3 Télescopes d'identification

Les couronnes d'INDRA sont constituées de télescopes obtenus en combinant les détecteurs décrits précédemment. Ces combinaisons varient d'après la cinématique des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, qui a tendance à focaliser les produits de réaction vers les angles avant du détecteur, et cela d'autant plus que les fragments sont lourds. Notons qu'INDRA n'est pas adapté à tout type de combinaisons projectile/cible, son utilisation étant optimale pour les collisions  $Xe + Sn$  à 50 *AMeV*.

INDRA comporte deux types de télescopes dans sa configuration pour l'expérience e503.

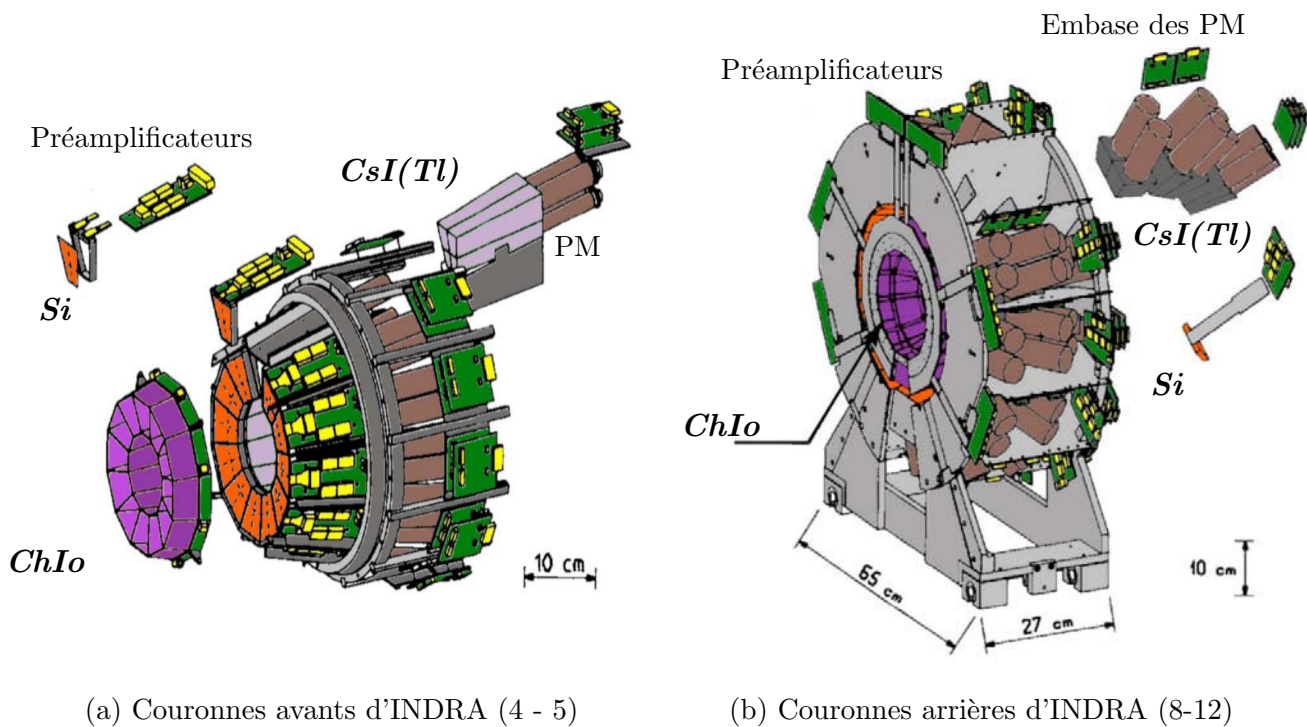


FIGURE 3.3 – Assemblage des couronnes d'INDRA (issu de [81]).

Pour les couronnes avant, où l'on s'attend à un haut taux de comptage et une grande dynamique énergétique des produits, les télescopes utilisés permettent une identification en charge avec une résolution d'une unité jusqu'à  $Z = 50$  avec une méthode  $\Delta E - E$  :

- **Couronnes 4-9** ( $7^\circ - 45^\circ$ ) : 180 télescopes  $ChIo + Si$  150 ou 300  $\mu m + CsI(Tl)$  (de 10 à 14 cm d'épaisseur)

Pour les couronnes arrière, les produits ont un domaine d'énergie plus petit et deux étages de détection suffisent :

- **Couronnes 10-17** ( $45^\circ - 88^\circ; 92^\circ - 176^\circ$ ) :  $ChIo + CsI(Tl)$  (de 5 à 8 cm d'épaisseur). Notons que sur chaque couronne se trouve un télescope  $Si$  80 $\mu m$ -  $Si(Li)$  2mm permettant d'étalonner en énergie les scintillateurs.

### 3.1.1.4 Électronique

Le nombre important de détecteurs d'INDRA (au total 628) implique une électronique complexe et la gestion d'un grand nombre de signaux sur une grande gamme dynamique. La conception d'INDRA répond donc à plusieurs contraintes sur son électronique et la gestion de l'acquisition des données.

Tout d'abord les pré-amplificateurs et les embases des photomultiplicateurs<sup>2</sup> se trouvent au plus proche des détecteurs à l'intérieur de la chambre à réaction d'INDRA afin de limiter le bruit électronique. Ainsi les 324 photomultiplicateurs des cristaux scintillateurs  $CsI(Tl)$  associés aux 276 préamplificateurs de charge et 16 pré-amplificateurs des télescopes étalons, aux

2. électronique FrontEnd

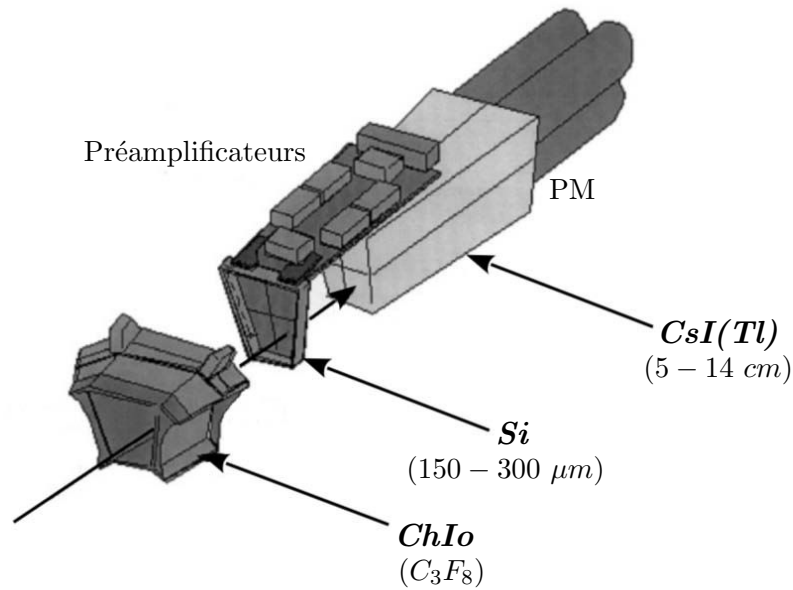


FIGURE 3.4 – Exemple de module d’identification d’INDRA comportant 4 télescopes *ChIo-Si-CsI(Tl)*.

96 chambres d’ionisation et aux 180 détecteurs Silicium sont situés et fonctionnent au sein même de la chambre à réaction d’INDRA, sous vide. Le reste de l’électronique *i.e* alimentations basses et hautes tensions, modules NIM, CAMAC et VXI se trouvent dans la salle d’expérience à quelques mètres du détecteur, donc inaccessible aux physiciens lorsque le faisceau est présent.

Des bus informatiques VXI<sup>3</sup> sont utilisés afin d’effectuer le transfert des données et l’acquisition à distance. L’utilisation de châssis VXI compatibles avec le standard VME utilisé au GANIL (multi-processeur exécutant en temps réel la construction et le filtrage des événements) permet de piloter et visualiser le fonctionnement de l’électronique d’INDRA à distance ainsi que de regrouper plusieurs fonctions sur une seule et même carte électronique de 16, 24, 36 ou 48 voies et donc réduire le nombre de modules et connecteurs. Notons qu’à l’aide d’une interface graphique dédiée, les signaux propres à chaque détecteur mais aussi aux différents éléments de leur chaîne électronique sont visualisables en ligne.

Enfin, concernant le traitement et le codage des signaux, INDRA est composé de deux types de chaînes électroniques que nous allons décrire brièvement dans les paragraphes suivant : celle des *ChIo* et détecteurs *Si* couvrant une large gamme énergétique, et celle des *CsI(Tl)* nécessitant l’intégration de signaux rapides/lents.

### Chaîne électronique des *ChIo* et *Si* :

Les préamplificateurs de charge (PAC) possèdent des gains respectivement de  $10 mV.MeV^{-1}$  pour les *ChIo* et  $1 mV.MeV^{-1}$  pour les *Si* de  $300 \mu m$ . Ils sont capables de délivrer des signaux de grande amplitude afin de couvrir l’ensemble de la gamme dynamique. Afin de parer les problèmes de surconsommation en énergie dus à leur fonctionnement sous vide ( $\sim 0.5 W$  par

3. VME eXtension for Instrumentation



PAC, soit un total d'environ 150 W), les préamplificateurs ont un système dédié de refroidissement à l'eau.

Les signaux électroniques en sortie des pré-amplificateurs de charge des *ChIo* et des *Si* sont mis en forme par des amplificateurs à faible gain (modules CAMAC 8 voies), ces derniers sont réglables individuellement et permettent l'utilisation d'une grande porte d'intégration. Ces amplificateurs sont dotés de deux sorties : l'une dite **rapide** envoie un signal vers un discriminateur à fraction constante (DFC, modules VXI à 48 voies) qui délivre une référence en temps au système de déclenchement et aux codeurs, l'autre dite **lente-énergie** envoie le signal à encoder vers les codeurs en charge (Charge-to-Digital Converter - **QDC** - modules VXI à 32 voies). Ainsi, pour chaque voie de détection dont le discriminateur est déclenché par le passage d'une particule chargée dans un détecteur, une **porte d'intégration** est ouverte et un **point de validation** est généré après un délai réglable d'environ 1  $\mu s$ .

La conversion analogique-numérique du signal intégré en charge est assurée par des modules QDC de double codage en charge à partir de deux intégrateurs dont les gains présentent un rapport 1/16, couplés à deux convertisseurs numériques sur 12 bits (4096 canaux). De cette manière, les signaux sont enregistrés en petit gain afin de couvrir l'ensemble de la gamme énergétique mais aussi en grand gain pour le domaine des petites énergies (*i.e* 1/16 de l'ensemble de la gamme). L'encodage du signal aura lieu si et seulement si la voie est validée par le TRIGGER.

Enfin, des générateurs d'impulsion (modules CAMAC à 8 voies) permettent de contrôler l'ensemble de la chaîne électronique en envoyant une série de rampes d'impulsions connues en entrée des PAC afin d'étalonner l'électronique.

### Chaîne électronique des *CsI(Tl)* :

La conception spécifique des embases des photomultiplicateurs munis de transistors permet une dissipation dix fois moins importante d'énergie sous vide par rapport à leurs homologues *RC*, pour une puissance consommée inférieure à 35 W, mais aussi assure une bonne linéarité des signaux sur des forts taux de comptage (jusqu'à 500 Hz sur les couronnes 4 – 17).

Si similairement aux *ChIo* et *Si*, un DFC donne une référence en temps au dispositif d'intégration du signal et au système de déclenchement, le nombre élevé de scintillateurs implique que l'ensemble des fonctions discriminateur-intégrateur-codeur de chaque voie électronique sont regroupées dans des châssis VXI 24 voies pour les *CsI(Tl)*.

L'intégration des signaux en sortie des PM des *CsI(Tl)* est effectuée sur deux portes en temps décalées : l'une rapide de 400 ns suivie par une porte lente de 1.5  $\mu s$  après un retard de 1.6  $\mu s$ . Chacune de ces composantes est codée sur 12 bits par un codeur de charge. Ces deux fenêtres correspondent aux deux composantes rapide et lente de la lumière émise par un *CsI(Tl)*.

#### 3.1.1.5 Déclenchement (Trigger) d'INDRA

Le grand nombre de détecteurs d'INDRA impose un système de déclenchement et validation spécifiquement adapté dit **asynchrone**. Le principe de ce mode réside dans le fait que chaque

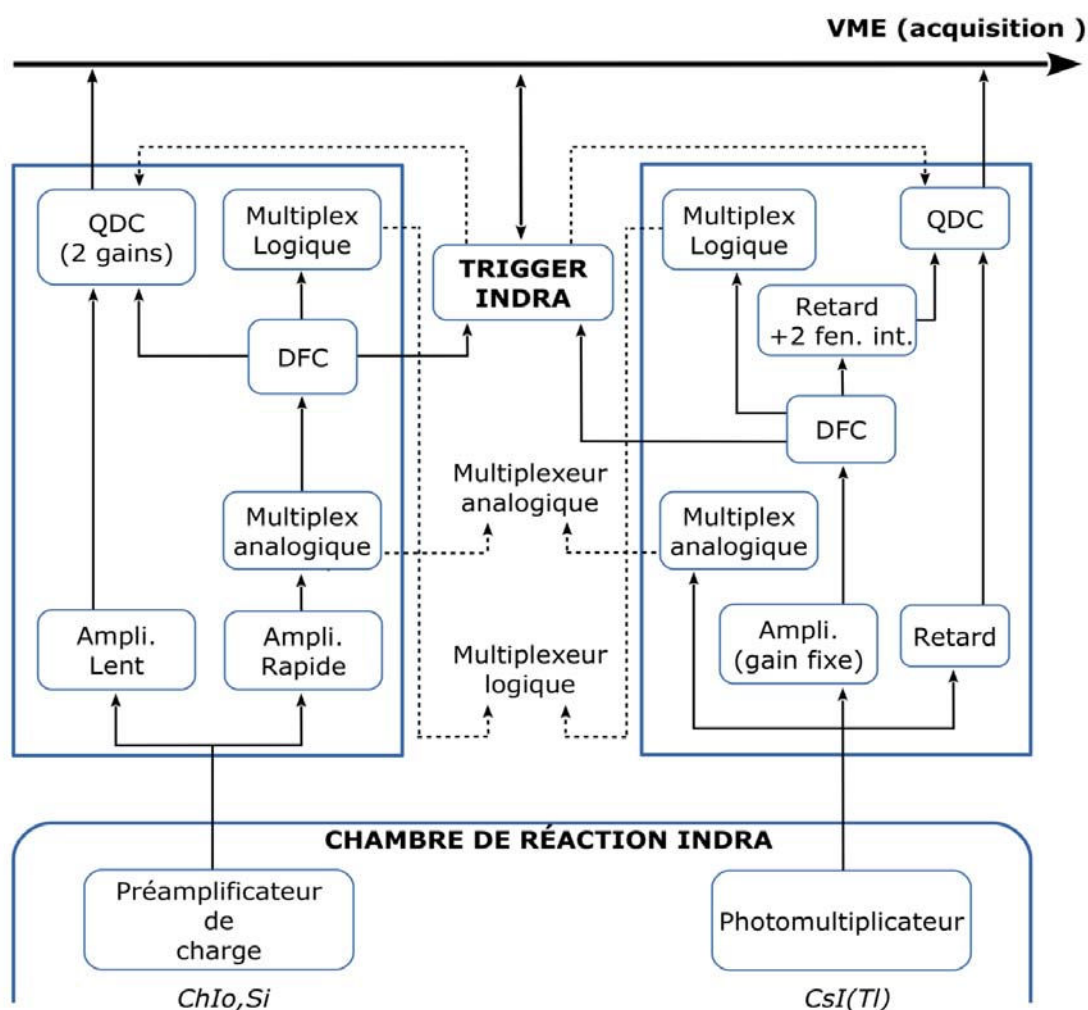


FIGURE 3.5 – Schéma des principales fonctions de la chaîne électronique des différents détecteurs d'INDRA (d'après [85]). Le **multiplexage** renvoie à la visualisation à distance de l'ensemble des signaux logiques et analogiques.

voie de détection enregistre son propre signal analogique intégré avant de se réinitialiser après  $1 \mu s$ , indépendamment du module de déclenchement TRIGGER [86] qui gère la prise de décision d'accepter ou non un événement physique. Si un signal global de validation est émis par le TRIGGER, cette réinitialisation est inhibée et le signal sera alors numérisé.

En résumé, le système de déclenchement d'INDRA réalise les fonctions suivantes :

- DÉCLENCHEMENT sur les détecteurs ou les générateurs de test avec une possible synchronisation avec la fréquence du faisceau.
- SÉLECTION des événements parmi les différents groupes de détecteurs (par couronnes, détecteurs annexes, générateurs de test, etc...) définis par les physiciens via l'interface graphique.
- IDENTIFICATION des événements selon la multiplicité (définie par les physiciens) de détecteurs/modules/couronnes touchées.

- **GESTION DES CODEURS** : l'ouverture des portes d'intégration des codeurs est asynchrone du déclenchement du TRIGGER mais ce dernier génère une porte rapide de validation de la numérisation du signal ainsi que sa remise à zéro.
- **MARQUEUR DE TEMPS** : fonction permettant de connaître la position relative en temps des voies acceptées.

Afin d'effectuer les fonctions citées précédemment, le TRIGGER d'INDRA comporte trois sous-parties distinctes que nous allons passer en revue dans les paragraphes suivants.

### Le regroupeur :

Le regroupeur est constitué d'un ensemble de modules NIM et construit des signaux de multiplicité à partir des signaux des DFC des voies *ChIo*, *Si* ou *CsI(Tl)* touchées (un 'OU' logique est programmable pour chaque cellule de détection). Les signaux sont rassemblés en un signal unique par sommation des intensités ( $0.3 \text{ mA}$  par cellule) qui sera ensuite comparé à la configuration en multiplicité programmée pour l'acceptation d'un événement. Typiquement une multiplicité de modules touchés,  $0 \leq M_T \leq 15$ , peut être définie par détecteur ou par couronne ou groupe de couronne, afin d'assurer une grande flexibilité.

Le regroupeur gère aussi l'ouverture des codeurs des *ChIo* afin d'éviter le déclenchement par des fragments lents, stoppant dans le premier étage de détection, si nécessaire. Par conséquent l'ouverture des codeurs des *ChIo* peut être initialisée au choix par : leur propre DFC, ou par le module *Si* ou *CsI(Tl)* situé derrière ou par un "OU" logique des deux cas précédents.

### Le sélecteur :

Le sélecteur est un module VXI à 8 entrées regroupées qui assure le déclenchement, l'analyse et la gestion rapide de l'ensemble des codeurs d'INDRA. C'est le cœur du dispositif de déclenchement qui envoie le signal de validation de l'événement aux codeurs et autorise le codage des signaux. Chacune des 8 entrées définit un signal de décision de 8 bits, c'est à partir de ceux-ci qu'une décision de déclenchement est prise.

Le premier groupe correspond à huit sorties multiplicité venant du regroupeur. Chaque signal en multiplicité peut être inhibé par l'informatique de commande et les signaux restant sont comparés à la référence en multiplicité programmable par les physiciens. Les deux groupes qui suivent sont strictement identiques au premier afin de pouvoir programmer plusieurs configurations en multiplicité. Le groupe quatre accepte 16 entrées issues des regroupeurs des télescopes d'étalonnage des couronnes dix à dix-sept. Le groupe cinq accepte de même 16 entrées issues des regroupeurs, chaque entrée correspondant à un 'OU' logique des détecteurs de chacune des couronnes d'INDRA. Enfin les trois derniers groupes sont des entrées NIM externes.

Chacun des huit groupes présentés précédemment est autorisé ou non à créer une **fenêtre de coïncidence (FC)** d'une durée programmable entre  $20 \text{ ns}$  et  $2.5 \mu\text{s}$ . Cette fenêtre est ainsi initialisée par la première voie électronique qui déclenche et les autres voies sont enregistrées selon un retard réglable. À la fin de la fenêtre de coïncidence, la configuration des voies retenues est analysée par l'**analyse rapide** afin de définir si l'événement est accepté ou non selon sa multiplicité. Si le sélecteur valide l'événement, un signal **fast trigger (FT)** est envoyé par le

sélecteur aux codeurs des voies touchées. Ainsi, en mode asynchrone les différentes voies de détection se remettent à zéro environ  $1\mu s$  après le déclenchement de leur DFC par l'émission du **point de validation**, à moins que ce dernier ne se trouve dans la FT : la remise à zéro sera alors inhibée.

Finalement si aucun rejet ne provient de l'**analyse lente l'ordre de codage** est envoyé aux codeurs par le sélecteur avant de leur envoyer un ordre de réinitialisation pour préparer le prochain événement. Notons que l'analyse lente prend en compte d'éventuelles autres voies externes de décision (par exemple le déclenchement de VAMOS dans le cas de l'expérience e503), dans ce cas un événement sera accepté si un signal externe est envoyé dans la fenêtre d' **acceptation voie lente (AVL)**.

### Le corrélateur :

Le corrélateur permet l'interconnexion entre le sélecteur, les châssis VXI, la gestion du TRIGGER et l'acquisition VME. Il inspecte individuellement les lignes associées à chacun des modules VXI afin d'avertir l'acquisition lorsque l'ensemble ou certains des codeurs doivent être lus. Une fois cette lecture terminée, le VME prévient le corrélateur qui prévient de même le sélecteur afin de réarmer l'ensemble et passer à l'événement suivant.

#### 3.1.1.6 Marqueurs de temps

L'ensemble des 698 détecteurs d'INDRA possèdent des **marqueurs de temps** individuels qui donne la position relative en temps du déclenchement de chaque voie dans un événement. Les marqueurs de temps sont générés à partir d'une horloge  $100 MHz$  du bus informatique VXI avec le déclenchement du DFC comme START et l'ouverture du FT comme STOP communs. Leur résolution de  $10 ns$  ne permet pas d'effectuer des mesures en temps de vol mais permet tout de même d'éviter des coïncidences fortuites introduites par la détection de particules issues de deux paquets de faisceau pulsé du GANIL, dont la fréquence  $HF$  est typiquement située entre  $80 - 120 ns$ .

### 3.1.2 Méthodes d'identification des particules chargées

Comme décrit dans la Section 3.1.1.3, les télescopes d'INDRA sont composés de deux à trois étages de détecteurs. C'est en combinant les signaux associés aux pertes d'énergie des différents détecteurs d'un même télescope que nous sommes capables d'identifier en charge (voire en masse) les particules chargées qui le traversent. Nous présentons dans cette section les différentes méthodes d'identification utilisées pour les télescopes d'INDRA.

#### 3.1.2.1 Méthode $\Delta E - E$

Lorsqu'une particule chargée traverse de la matière, celle-ci est ralentie et cède une partie voir toute son énergie au milieu. Cette perte d'énergie peut se faire par interaction électromagnétique avec le cortège électronique des atomes constituant le milieu, ce qui s'accompagne par une possible ionisation et excitation de celui-ci, ou par des collisions avec les noyaux de ces atomes. Le pouvoir d'arrêt total *i.e* la perte d'énergie totale de l'ion en fonction de son parcours dans

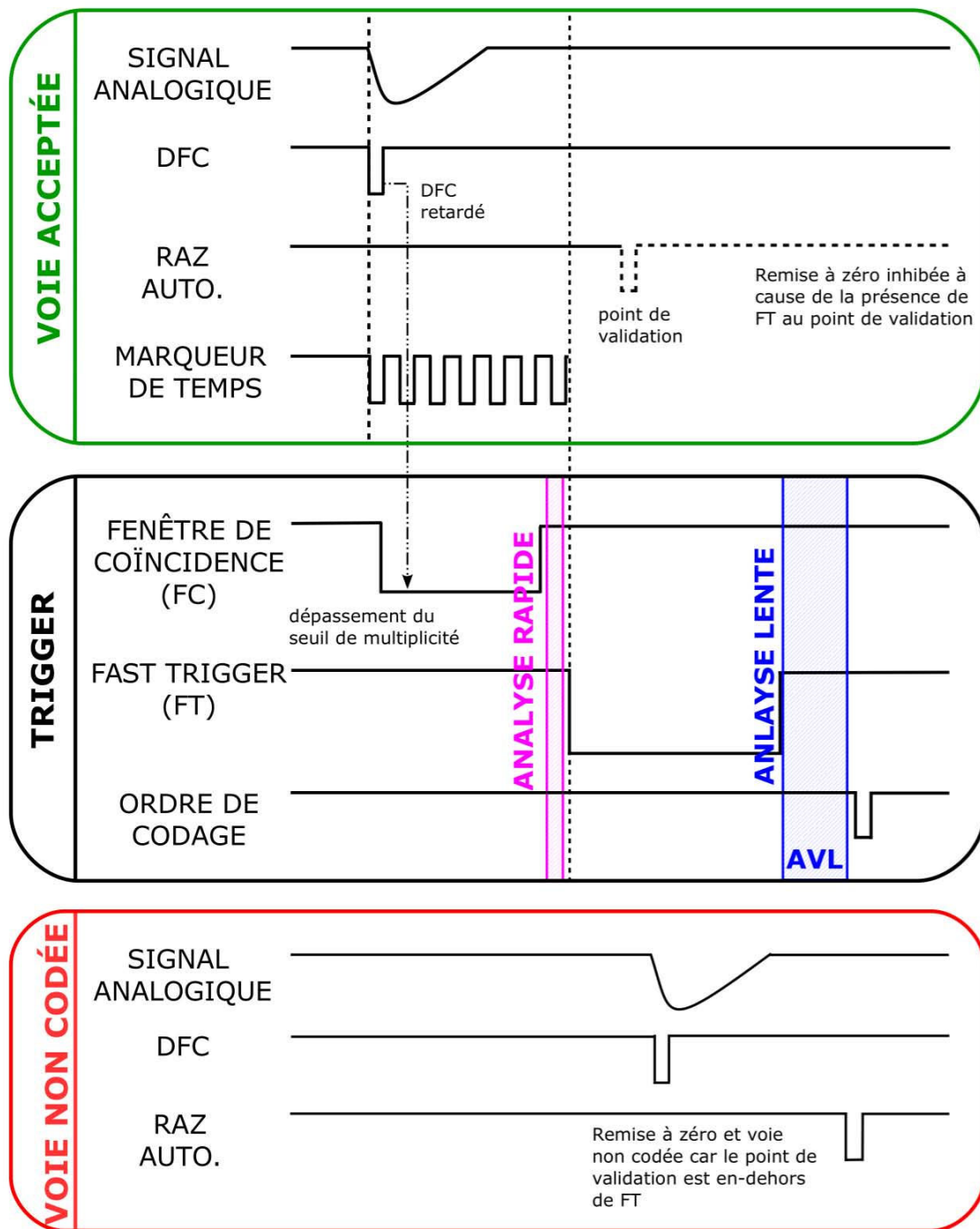


FIGURE 3.6 – Schéma du fonctionnement du TRIGGER d'INDRA en mode asynchrone (d'après [85]).

le milieu considéré est donc la somme des pouvoirs d'arrêt individuels associés aux deux interactions précédemment citées, soit :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{EM} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nuc} \quad (3.1)$$

où  $E$  est l'énergie de la particule chargée incidente en  $MeV$  et  $x$  son parcours dans le milieu en  $mg^{-1}.cm^{-2}$ .

Le pouvoir d'arrêt électronique est décrit par la formule de Bethe-Bloch, issue de l'alliance de deux théories : la théorie de Bohr qui décrit la perte de vitesse des ions dans la matière de manière semi-classique à partir de leur interaction électromagnétique avec les électrons du milieu (considérés au repos), et la théorie de Bethe et Bloch qui décrit les interactions électromagnétiques des ions avec le milieu (applicable à des ions totalement épluchés) tout en considérant le formalisme relativiste et quantique. Pour les ions d'énergie supérieure à  $\simeq 1 AMeV$  la section efficace associée à l'interaction avec les électrons du milieu est très grande ( $\sigma \simeq 10^7 - 10^8 barn$ ) par rapport à celle associée à l'interaction nucléaire qui sera par la suite négligée.

La formule de Bethe-Bloch donne ainsi le pouvoir d'arrêt linéaire d'un milieu ralentisseur pour une particule chargée, soit :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{EM} = -\frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \frac{\rho N_A}{A} Z \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2}{I}\right) \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 - \frac{C_k}{Z} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.2)$$

où :

- $z$  : charge de la particule
- $m_e$  : masse de l'électron
- $c$  : célérité de la lumière dans le vide
- $Z, A$  : charge et masse du matériau
- $\rho$  : densité du matériau
- $N_A$  : nombre d'Avogadro
- $I$  : potentiel moyen d'ionisation du matériau
- $\beta = v/c$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{(1-\beta^2)}$  et  $v$  la vitesse de la particule
- $\delta/2$  : correction de densité (effet de la polarisation de la matière à haute énergie)
- $C_k/Z$  : correction des effets de couches selon le matériau (à basse énergie)

Aux énergies de faisceau disponibles au GANIL, l'Équation 3.2 peut se réduire à l'équation non-relativiste suivante :

$$-\frac{dE}{dx} = k \cdot \left(\frac{z_{eff}}{\beta}\right)^2 = k' \cdot \frac{z_{eff}^2 A}{2E} \quad (3.3)$$

où  $z_{eff} = \alpha \cdot z$  est la charge effective de la particule (tient compte du degré d'épluchage de celle-ci dans la matière),  $E$  son énergie incidente et  $k'$  une constante dépendant du milieu traversé par la particule.

Par conséquent l'Équation 3.3 montre qu'au premier ordre l'énergie perdue  $\Delta E = dE/dx \cdot \Delta x$  par un ion traversant une faible épaisseur de matière  $\Delta x$  varie en  $1/E$  et proportionnellement au carré de sa charge. En représentant sur un histogramme bidimensionnel l'énergie perdue expérimentalement  $\Delta E$  par des ions dans un premier étage de télescope d'identification, en

fonction de leurs énergies résiduelles  $E_{res} \approx E$  mesurées dans un deuxième étage de ce même télescope, nous obtenons des quasi-hyperboles  $\Delta E \simeq 1/E$  chacune peuplée par les ions de même charge  $Z$ , ce qui permet leur identification.

La Figure 3.7 montre l'allure théorique d'une matrice d'identification dans le cas d'une *ChIo* suivie d'un détecteur *Si* ou *CsI(Tl)*, aussi appelées **carte d'identification**. On y remarque notamment deux zones où l'identification est incomplète :

- la **montée de Bragg** : ce domaine concerne en particulier les ions lourds de très basses énergies pour lesquelles  $\Delta E$  chute brusquement (voir Équation 3.3). En pratique les lignes de  $Z$  ne peuvent pas être distinguées dans ce domaine et seule une limite inférieure de  $Z$  peut être définie.
- la **ligne de rebroussement** ou **punch-through** : l'Équation 3.3 montre que si l'énergie incidente (donc  $E_{res}$ ) augmente, l'énergie  $\Delta E$  déposée dans le premier étage d'un télescope diminue. Ce phénomène est en fait valide jusqu'à une énergie incidente maximale appelée **énergie de rebroussement** à partir de laquelle la particule traverse aussi le deuxième étage de détection, il en résulte que à la fois  $\Delta E$  et  $E_{res}$  diminuent à partir de ce point. Ainsi en pratique cette ligne délimite un deuxième domaine en énergie à partir duquel l'identification des ions est incomplète.

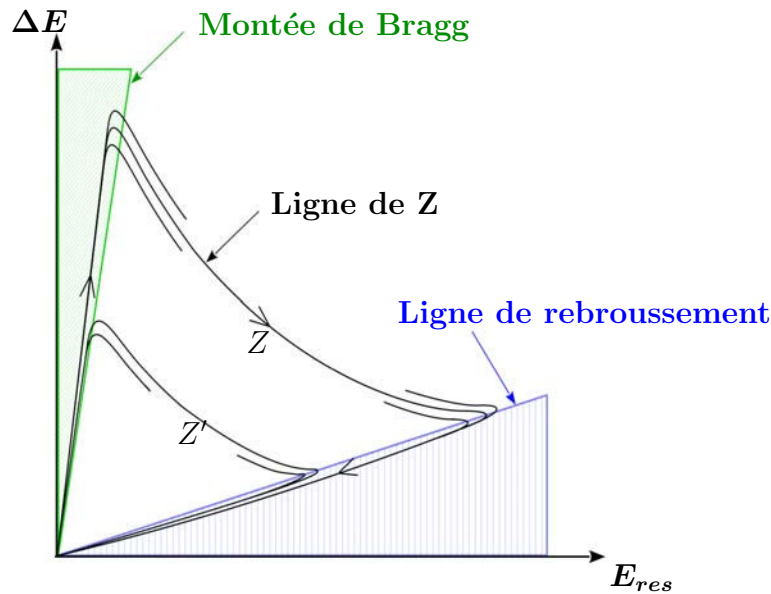


FIGURE 3.7 – Allure théorique d'une carte d'identification  $\Delta E - E$  représentant la perte d'énergie  $\Delta E$  d'une particule chargée dans le premier étage d'un télescope en fonction de son énergie résiduelle  $E_{res}$  dans le second étage du télescope. Les lignes rapprochées sont appelées **lignes de masse** et correspondent à des particules de même charge  $Z$  mais de masses  $A$  différentes. Les lignes très espacées correspondent à des lignes de différents  $Z$ . Le sens des flèches indique l'augmentation de l'énergie incidente de la particule. Les ions se trouvant dans les zones hachurées ne peuvent être identifiés que partiellement.

La méthode d'identification  $\Delta E - E$  est utilisée pour les télescopes *ChIo-Si*, *Si-CsI* des couronnes 4 à 9 ainsi que *ChIo-CsI* des couronnes 10 à 17 d'INDRA. Concernant les télescopes *ChIo-Si*, une identification isotopique n'est pas possible à cause de la résolution en énergie des

*ChIo* mais une identification en charge avec une résolution d'une unité de charge est possible de  $Z = 2$  à  $Z = 25 - 30$ . Pour les télescopes *Si-CsI*, une identification isotopique est possible jusqu'à  $Z = 4 - 5$ . Enfin pour les télescopes *ChIo-CsI* (angles supérieurs à  $45^\circ$ ) une identification en charge est possible pour des  $Z > 2$  jusqu'à  $Z = 14 - 15$ .

### 3.1.2.2 Analyse en forme des signaux des $CsI(Tl)$

Outre la méthode  $\Delta E - E$ , l'identification isotopique de particules légères est aussi possible en exploitant les propriétés des scintillateurs d'iodure de césium seuls. En effet, ce type de cristal émet de la lumière suivant deux constantes de temps : l'une courte  $\tau_r$  et l'autre plus lente  $\tau_l$ .

L'intensité lumineuse peut s'exprimer selon la formule suivante :

$$I(t) = I_r \cdot e^{-t/\tau_r} + I_l \cdot e^{-t/\tau_l} \quad (3.4)$$

où le premier terme appelé **composante rapide** est caractérisé par une plus grande intensité que le deuxième terme appelé **composante lente**. Notons que les intensités  $I_r$  et  $I_l$  dépendent de l'énergie déposée par la particule chargée qui traverse le cristal, alors que leur rapport  $I_r/I_l$  dépend de sa masse et de sa charge.

Par conséquent en représentant sur un histogramme bidimensionnel le signal lent d'un  $CsI$  en fonction de son signal rapide il est possible d'identifier isotopiquement les fragments légers jusqu'à  $Z = 4$ . La Figure 3.8 montre un exemple d'identification des fragments d'INDRA à l'aide de l'analyse en forme des  $CsI$  d'INDRA. Cette méthode permet une identification isotopique des particules stoppées dans les  $CsI(Tl)$  jusqu'à  $Z = 4 - 5$ .

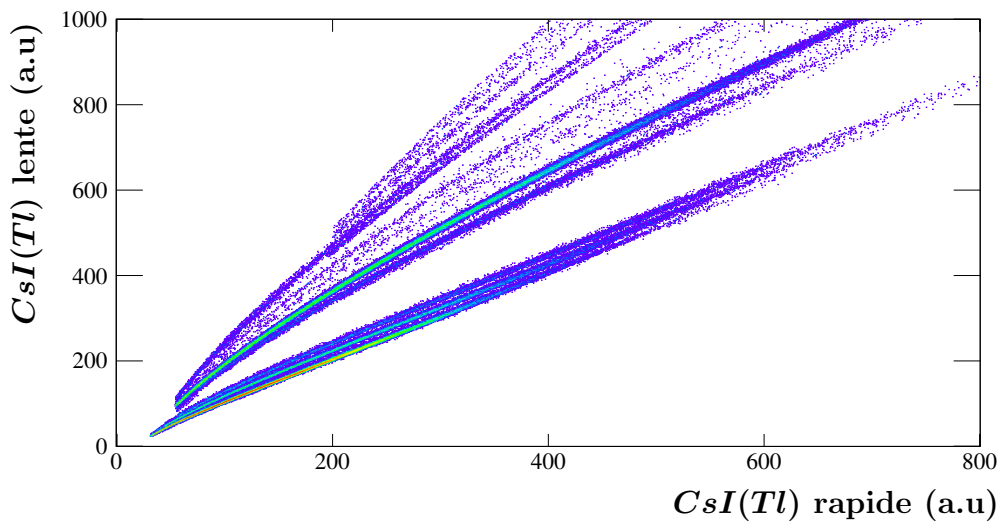


FIGURE 3.8 – Exemple de matrice  $CsI(Tl)$  rapide-lente.



## 3.2 Le spectromètre VAMOS

VAMOS<sup>4</sup> est un spectromètre de large acceptance permettant l'identification complète des produits de réactions d'ions lourds avec aussi bien des faisceaux directs stables issus des cyclotrons du GANIL que des faisceaux radioactifs de SPIRAL, cela sur une large gamme en masses, énergies et angles. L'identification d'une particule repose essentiellement sur la reconstruction numérique de sa trajectoire au sein du spectromètre. Le mode d'opération de VAMOS ainsi que les détecteurs qui le composent peuvent être adaptés selon la cinématique de la réaction étudiée. Nous ne décrivons dans cette section que les informations nécessaires à l'interprétation des données de l'expérience e503. Des informations complémentaires concernant les spectromètres et leurs applications en physique nucléaire peuvent être trouvées dans les références [87–91].

### 3.2.1 Présentation générale des spectromètres magnétiques

Les spectromètres magnétiques permettent, à l'aide d'éléments d'optique ionique (dipôle(s) et quadripôle(s) magnétique(s)) et d'un ensemble de détection adapté, l'identification et la caractérisation des produits de réaction créés lors de collisions nucléaires.

#### 3.2.1.1 Principe de fonctionnement

Le fonctionnement d'un spectromètre magnétique est basé sur la déviation des particules chargées sous l'action d'un champ magnétique  $B = \|\mathbf{B}\|$  uniforme et orthogonal, régnant au sein d'un dipôle. Une particule de masse  $A$ , vitesse  $v = \|\mathbf{v}\|$  et état de charge  $Q$  évoluant dans ce dipôle suit une trajectoire circulaire dont le rayon de courbure  $\rho$  peut être déterminé par l'équilibre entre la force centrifuge et la force de Lorentz :

$$B\rho = 3.107 \cdot \frac{Av}{Q} \quad (3.5)$$

Le terme  $B\rho$  de la Formule 3.5 est appelé rigidité magnétique et est caractéristique d'un ion défini par un triplet  $(A, Q, v)$ . Notons que le facteur 3.107 permet d'exprimer  $B\rho$  en  $T.m$  alors que  $v$  est en  $m.s^{-1}$ .

#### 3.2.1.2 L'optique des particules chargées

L'optique des particules chargées renvoie à l'analogie entre un rayon lumineux dévié à travers une série de lentilles et miroirs, et un faisceau de particules chargées dévié à travers une série de quadripôles et dipôles.

La dynamique des particules chargées peut être décrite d'après l'équation de Newton-Lorentz, soit dans le cas d'un champ électrique nul :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q \cdot \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad (3.6)$$

---

4. *VARIABLE MODE SPECTROMETER*

où  $\mathbf{B}$  est le champ magnétique régnant au sein de l'élément magnétique dans lequel la particule évolue,  $Q$  et  $\mathbf{p}$  sont respectivement l'état de charge et l'impulsion de cette dernière et enfin  $q = e \cdot Q$ , avec  $e$  la charge élémentaire.

Cette approche nécessite de connaître les cartes des champs électro-magnétiques du système et d'intégrer l'Équation 3.6 numériquement avec un algorithme de type Runge-Kutta, ce qui est long et souvent inutile pour les spectromètres de petites dimensions.

Une autre approche, plus usuelle que la précédente et similaire à l'optique ondulatoire, est de décrire le mouvement des particules à partir d'une trajectoire de référence de rigidité magnétique dite nominale et notée  $B\rho_0$ .

La rigidité magnétique nominale est caractéristique du réglage du spectromètre. En effet à partir de celle-ci il est possible d'ajuster le champ magnétique  $B_m$  du dipôle de rayon de courbure fixé  $R_m$ , et donc de régler le spectromètre afin de sélectionner les particules autour de la rigidité magnétique nominale. Cela revient à séparer et isoler les particules qui ont un  $B\rho$ , et donc un triplet  $(A, Q, v)$ , situé autour de  $B\rho_0$  vérifiant l'équation :

$$B_m = \frac{B\rho_0}{R_m} \quad (3.7)$$

Ainsi il est possible de décrire les déviations des particules par rapport à une trajectoire de référence qui suit une trajectoire circulaire selon le plan de symétrie du dipôle.

La Figure 3.9 illustre de façon très schématique la déviation de particules de rigidités magnétiques proches de la valeur nominale.

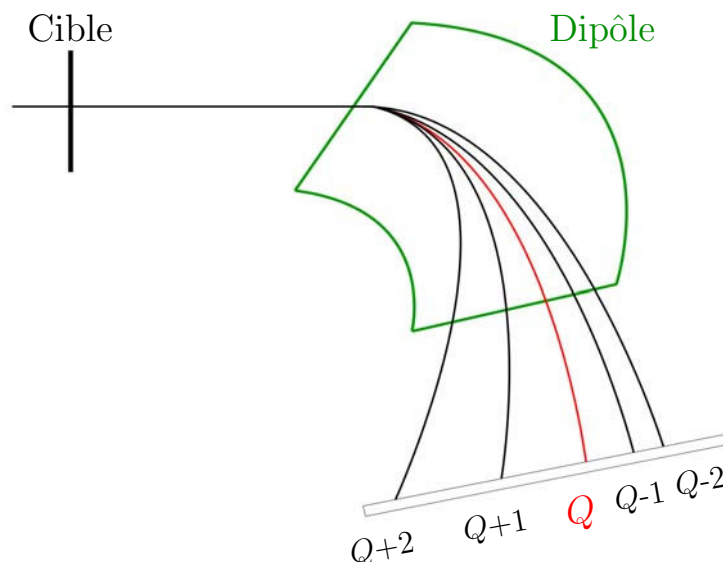


FIGURE 3.9 – Illustration du parcours de cinq particules de mêmes impulsions mais d'états de charge différents dans un dipôle. La trajectoire de référence est celle d'état de charge  $Q$ .

### 3.2.1.3 Formalisme tensoriel

La description de la dynamique de particules chargées dans un spectromètre peut se faire à partir d'une trajectoire de référence (voir Figure 3.10). On montre [89, 92] que dans le référentiel curviligne  $(x_0, y_0, \mathbf{s}_0)$  de la trajectoire de référence, passant à l'instant  $t_0$  par un plan arbitraire (aussi appelé **plan focal**) au point  $x_0 = y_0 = 0$  centré sur cette dernière, une particule est entièrement définie par le vecteur à six dimensions suivant :

$$\mathbf{Z} = (x, \theta, y, \phi, L, \delta)_{\mathbf{s}_0} \quad (3.8)$$

où :

- $(x, y)$  et  $(\theta, \phi)$  sont les positions et les angles de la particule au plan focal.
- $L = \mathbf{s} - \mathbf{s}_0$  est la différence du chemin de la particule avec celui de la trajectoire de référence.
- $\delta = B\rho/B\rho_0$ , et est aussi appelé rigidité relative.

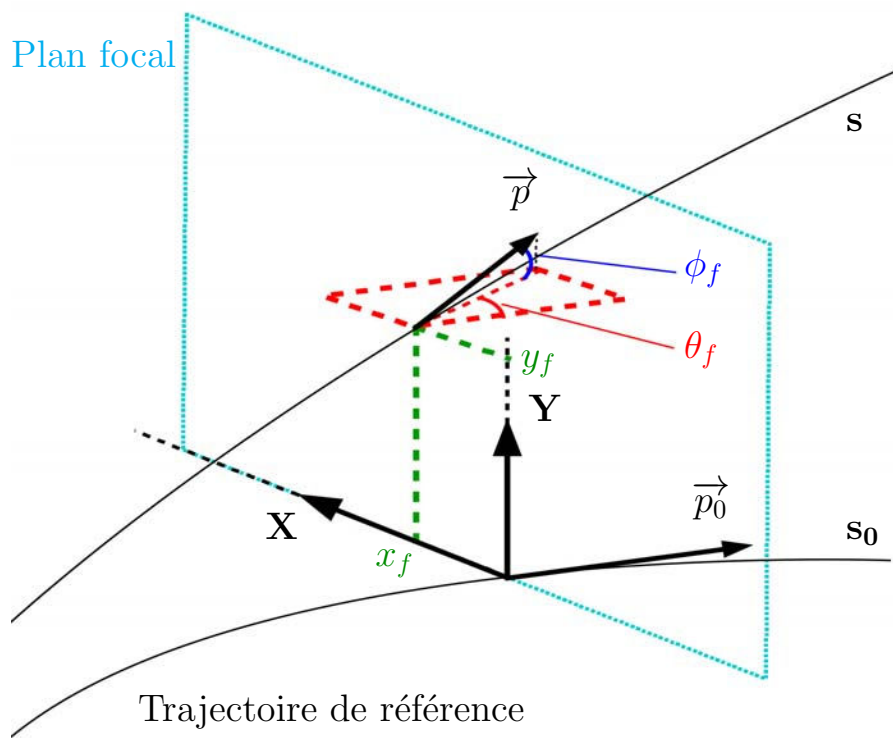


FIGURE 3.10 – Illustration du système de coordonnées en optique des particules chargées. La trajectoire d'une particule est entièrement définie par l'évolution d'un vecteur à six dimensions  $\mathbf{Z} = (x, \theta, y, \phi, L, \delta)$  dans le référentiel curviligne de la trajectoire de référence  $\mathbf{s}_0$  (voir texte).

Un tenseur  $\hat{T}$  permet de décrire l'évolution du vecteur d'état d'une particule entre l'entrée et la sortie d'un élément optique (dipôle, quadripôle). Si  $\mathbf{Z}_i$  et  $\mathbf{Z}_f$  sont respectivement les états d'une même particule à l'entrée et à la sortie de ce système optique, nous avons :

$$\mathbf{Z}_f = \hat{T} \mathbf{Z}_i \quad (3.9)$$

L'Équation 3.9 décrit une relation non linéaire de transport propre à l'élément d'optique étudié et qui peut se traduire par le système suivant :

$$\begin{cases} x_f = F_1(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, L_i, \delta_i) \\ \theta_f = F_2(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, L_i, \delta_i) \\ y_f = F_3(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, L_i, \delta_i) \\ \phi_f = F_4(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, L_i, \delta_i) \\ L_f = F_5(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, L_i, \delta_i) \\ \delta_f = \delta_i \end{cases} \quad (3.10)$$

Notons que la dernière équation est une conséquence de la conservation de l'impulsion. De même  $L_f = L_i$  dans les cas des cibles minces.

En conséquence, le développement sous forme tensorielle du Système 3.10 donne le développement de Taylor autour de la trajectoire de référence suivant :

$$X_j(f) = \sum_k \hat{T}_{jk} X_k(i) + \sum_{k', l'} \hat{T}_{jk'l'} X_{k'}(i) \cdot X_{l'}(i) + \dots \quad (3.11)$$

où  $X_j(f)$  et  $X_j(i)$  dénotent respectivement les  $j$ -ièmes coordonnées finale et initiale de la particule dans le référentiel curviligne, et les coefficients des matrices  $\hat{T}$  sont des dérivées partielles du premier, deuxième, etc... ordre des différentes coordonnées de la particule.

L'avantage du formalisme tensoriel est qu'il permet de décrire un système optique complexe en effectuant les produits des différentes matrices  $\hat{T}$  des éléments individuels qui le composent. La solution est généralement obtenue à l'aide d'algorithmes et en considérant les propriétés de symétrie du système.

### 3.2.1.4 Spectromètres à large acceptance

L'acceptance angulaire d'un spectromètre est par définition l'angle solide dans lequel celui-ci est capable de récupérer et identifier des particules issues de la cible de réaction.

Dans la limite des petites déviations par rapport à la trajectoire de référence (typiquement pour des spectromètres de faible acceptance) les équations résumées par l'Équation 3.11 peuvent être limitées au premier ordre. Ainsi les relations entre les coordonnées finales et initiales sont linéaires. En effet, dans ce cas les éléments de  $\hat{T}$  sont les dérivées partielles au premier ordre des coordonnées finales en fonction des coordonnées initiales, soient :

$$T_{ij} = \frac{\partial X_i(f)}{\partial X_j(i)} \quad (3.12)$$

L'approximation au premier ordre précédente n'est plus valide pour les spectromètres de large acceptance [90, 92]. Pour de tels spectromètre, les effets des termes d'ordres supérieurs du développement de Taylor sont appelés **aberrations** et ne sont plus négligeables. Ces aberrations peuvent s'interpréter par :

- L'inclinaison du plan focal par rapport à la direction du faisceau.

- Des inhomogénéités du champ magnétique dans les dipôles et des champs de fuite dans les quadripôles.
- Une mauvaise focalisation des particules trop éloignées de la rigidité magnétique de référence.
- De plus importantes déviations des particules aux grands angles par les quadripôles.

Les aberrations peuvent être compensées par l'introduction d'autres éléments magnétiques qui modifient les termes d'ordres supérieurs. Si une description exacte des relations entre les coefficients de Taylor et les paramètres physiques des éléments optiques est possible au premier et au deuxième ordre, cela devient inapplicable pour les termes supérieurs. De même, en règle générale un système composé de  $n$  éléments magnétiques d'aberrations associées atteignant l'ordre  $m$  va être affecté par des aberrations d'ordre  $m^n$ . Il faudrait donc un grand nombre d'éléments magnétiques pour corriger le grand nombre d'aberrations ce qui n'est pas applicable expérimentalement.

Ces dernières années, le développement parallèle de nouvelles techniques de conception des éléments magnétiques avec le développement d'algorithmes de reconstruction des trajectoires de particules chargées au sein des spectromètres, ont permis d'améliorer grandement les corrections des aberrations. Notons que ces nouvelles méthodes nécessitent tout de même l'optimisation des termes de premier ordre.

### 3.2.1.5 Résolution en masse d'un spectromètre magnétique

L'identification en masse d'un spectromètre magnétique peut se faire d'après l'Équation 3.5. Cette identification nécessite l'estimation de la rigidité magnétique  $B\rho$ , de l'état de charge  $Q$  ainsi que de la vitesse  $v$  de la particule. Le calcul de la vitesse se fait à partir de la mesure du temps de vol  $ToF$  et du chemin  $L$  de la particule entre son entrée dans le spectromètre et sa détection, soit :  $v = L/ToF$  (voir Section 4.2.2).

L'Équation 3.5 peut donc être écrite sous la forme suivante :

$$A = \frac{B\rho \cdot Q \cdot L}{3.107 \cdot ToF} \quad (3.13)$$

Ainsi si les particules ont leurs états de charge bien séparés, la résolution en masse associée  $dA/A$  est donnée par :

$$\begin{aligned} dA &= \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial B\rho} \cdot dB\rho\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial L} \cdot dL\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial ToF} \cdot dToF\right)^2} \\ \Leftrightarrow \frac{dA}{A} &= \sqrt{\left(\frac{dB\rho}{B\rho}\right)^2 + \left(\frac{dL}{L}\right)^2 + \left(\frac{dToF}{ToF}\right)^2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

où les quantités  $dA$ ,  $dB\rho$ ,  $dL$  et  $dToF$  sont respectivement les incertitudes associées à la masse, la rigidité magnétique, le chemin de la particule et le temps de vol mesuré de la particule.

Notons que dans l'Équation 3.14,  $dToF$  est associée aux performances des détecteurs,  $dB\rho$  à la résolution en rigidité magnétique du spectromètre et  $dL$  est grandement limitée par l'effet des aberrations.

En cas général,  $dB\rho/B\rho < 10^{-3}$  et est négligeable. Ce sont par conséquent les incertitudes sur  $L$  et  $ToF$  qui contribuent le plus à la limite en résolution d'un spectromètre magnétique.

Par exemple pour le spectromètre MAGNEX [92],  $dL/L \sim 1/230$  et  $dToF/ToF \sim 1/200$ , soit  $dA/A \sim 1/150$ .

De même pour le spectromètre VAMOS la résolution est principalement limitée par l'incertitude du temps de vol, avec  $dA/A \sim 1/165$  [93, 94] allant jusqu'à  $dA/A \sim 1/220$  depuis les améliorations apportées par l'utilisation d'un MWPPAC pour mesurer le temps de vol [95].

### 3.2.1.6 Comparaison avec d'autres méthodes d'identification

Comparons maintenant la résolution isotopique d'un spectromètre magnétique avec deux autres méthodes d'identification couramment utilisées en physique nucléaire.

#### Méthode $E - ToF$ :

La première méthode repose sur la mesure expérimentalement du temps de vol  $ToF$  pour lequel une particule d'énergie  $E$  (mesurée aussi expérimentalement) parcourt une distance de référence  $D$ . Pour cette méthode nous avons dans le cas non relativiste :

$$E = \frac{1}{2}Av^2 \Leftrightarrow A = 2E \left( \frac{ToF}{D} \right)^2 \quad (3.15)$$

La résolution en masse associée à une telle identification est donc donnée par :

$$\begin{aligned} dA &= \sqrt{\left( \frac{\partial A}{\partial E} \cdot dE \right)^2 + \left( \frac{\partial A}{\partial D} \cdot dD \right)^2 + \left( \frac{\partial A}{\partial ToF} \cdot dToF \right)^2} \\ \Leftrightarrow \frac{dA}{A} &= \sqrt{\left( \frac{dE}{E} \right)^2 + \left( 2 \frac{dD}{D} \right)^2 + \left( 2 \frac{dToF}{ToF} \right)^2} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Même en supposant une faible incertitude sur  $D$ , cette technique est difficilement applicable sur une large gamme dynamique car elle est limitée par la nécessité d'avoir une grande distance entre la cible et le détecteur afin de minimiser l'incertitude de  $ToF$  dans l'Équation 3.16. Elle nécessite donc des détecteurs de grandes tailles afin d'être applicable. La résolution intrinsèque de ces détecteurs (typiquement de 1% pour des  $Si$  à quelques pour-cents pour des  $CsI$ ) vont limiter la résolution en masse [81, 96]. Néanmoins cette méthode a par exemple été utilisée lors de l'expérience FIRST pour laquelle une résolution de  $\Delta A/A \leq 0.1$  a été obtenue à l'aide du système de détection TOFWALL [97].

#### Méthode $\Delta E - E$ :

Une autre méthode d'identification est la méthode  $\Delta E - E$  présentée Section 3.1.2.1. Dans le cas d'INDRA une résolution en charge d'une unité est possible jusqu'à environ  $Z = 54$  mais

la résolution en masse est limitée à  $Z \simeq 4 - 5$ .

Des détecteurs de nouvelle génération sont aussi en développement depuis ces dernières années. Nous pouvons citer en exemple le détecteur FAZIA [16, 98, 99] capable d'identifier en charge mais aussi en masse les produits de réactions. En résumé l'ensemble des télescopes de FAZIA sont identiques et constitués de trois détecteurs  $Si-Si-CsI(Tl)$ . Les phases de R&D de FAZIA ont permis notamment de développer de nouvelles méthodes d'identification et améliorer les méthodes déjà existantes. Une optimisation de la qualité des détecteurs silicium de FAZIA ont ainsi permis d'étendre la gamme d'identification isotopique par la méthode  $\Delta E - E$  jusqu'à  $Z \simeq 25$  pour les particules stoppées dans le deuxième  $Si$  et  $Z \simeq 15$  pour les télescopes  $Si-CsI(Tl)$ , avec dans les deux cas une résolution d'une unité de masse. Enfin une technique d'identification par analyse en forme des signaux permet de réduire le seuil d'identification et d'identifier en charge les particules stoppées dans le premier  $Si$  de FAZIA jusqu'à  $Z \simeq 14$  avec une résolution d'une unité de charge.

### 3.2.2 Vue d'ensemble de VAMOS

Les récentes avancées dans la production de faisceaux d'ions lourds et radioactifs ont permis l'exploration de noyaux loin de la vallée de stabilité. En contrepartie, les faisceaux radioactifs secondaires produits présentent des intensités plus faibles, de quelques ordres de grandeur, que celles des faisceaux stables. Les réactions étudiés présentent donc de faibles taux de réaction ainsi qu'une large gamme en masses, énergies et angles de noyaux inconnus. Les considérations précédentes ont rendu nécessaire le développement de nouveaux systèmes de détection à grande efficacité de détection sur une large gamme dynamique, angles et énergies, dont la conception de spectromètres à large acceptation.

#### 3.2.2.1 Introduction

Si les avantages principaux des spectromètres magnétiques résident dans une excellente résolution en masse et en énergie ainsi que la capacité d'isoler les noyaux d'intérêt, une faible acceptation limite leur utilisation typiquement aux réactions en cinématique inverse, qui focalisent les produits de réactions vers l'avant et donc facilitent la collecte et l'identification de la plupart des fragments. Ces vingt dernières années de nouveaux spectromètres magnétiques plus polyvalents à large acceptation, tels que PRISMA [100], MAGNEX [101] et VAMOS ont vu le jour.

À l'origine VAMOS a été conçu pour l'étude de réactions utilisant des faisceaux d'ions radioactifs produits par l'installation SPIRAL. Il a été développé pour couvrir une large gamme de réactions aussi bien en cinématique directe qu'en cinématique inverse, comme les diffusions élastiques et inélastiques, les réactions de transfert, les réactions de fusion-évaporation. En particulier, VAMOS respecte les contraintes suivantes :

- Un large angle solide, de l'ordre de  $100 \text{ msr}$ , soient des acceptations angulaires d'environ  $\pm 100 \text{ mrad}$  dans le plan horizontal et  $\pm 160 \text{ mrad}$  dans le plan vertical.
- Une dispersion de 1.8% au plan focal (*i.e* deux noyaux identiques ayant une différence d'impulsions relatives de 1% seront séparés au minimum de  $1.8 \text{ cm}$  au plan focal).
- Une acceptation en impulsion de l'ordre de  $\pm 5\%$ .

- Une rigidité magnétique maximale  $B\rho_0^{max} \sim 1.6 T.m$ .
- La possibilité de faire tourner le spectromètre autour de la cible de  $0^\circ$  à  $60^\circ$ .
- La possibilité de pouvoir installer un ensemble variable de détecteurs après le plan focal.

Ces contraintes, couplées à un système de détection adéquat après la plan focal, rendent VAMOS très polyvalent pour l'étude à la fois de particules lourdes et peu énergétiques que de particules légères très énergétiques.

VAMOS présente deux modes d'utilisation selon la cinématique de réaction à l'étude. Le premier mode dit **dispersif** sélectionne et sépare les produits de réaction au plan focal selon leur rigidité magnétique d'après l'Équation 3.5 et leur identification est effectuée événement par événement par une procédure basée sur la reconstruction de leur trajectoire dans les éléments magnétiques du spectromètre. Le deuxième mode est un filtre en vitesse à  $0^\circ$  permettant de séparer les produits de réaction du faisceau primaire.

### 3.2.2.2 Description physique

VAMOS est constitué de deux quadripôles à larges ouvertures suivis d'un filtre électrostatique (de Wien) en vitesse et d'un dipôle (voir Figure 3.11). Le premier quadripôle possède une fenêtre d'ouverture de  $30\text{ cm}$  et permet de focaliser les particules dans le plan vertical (selon l'axe  $y$ ). Le deuxième quadripôle, de forme elliptique avec un grand axe d'environ  $100\text{ cm}$ , permet de focaliser les particules dans le plan horizontal (selon l'axe  $x$ ). Le filtre de Wien est utilisé seulement lorsque le spectromètre opère en mode séparateur à  $0^\circ$ , ce qui n'était pas le cas pour l'expérience e503. Enfin le dipôle est de rayon nominal  $R_m = 1.5\text{ m}$  (voir Équation 3.7) donnant la possibilité d'une déviation des particules entre  $0$  et  $60^\circ$ . L'identification des particules

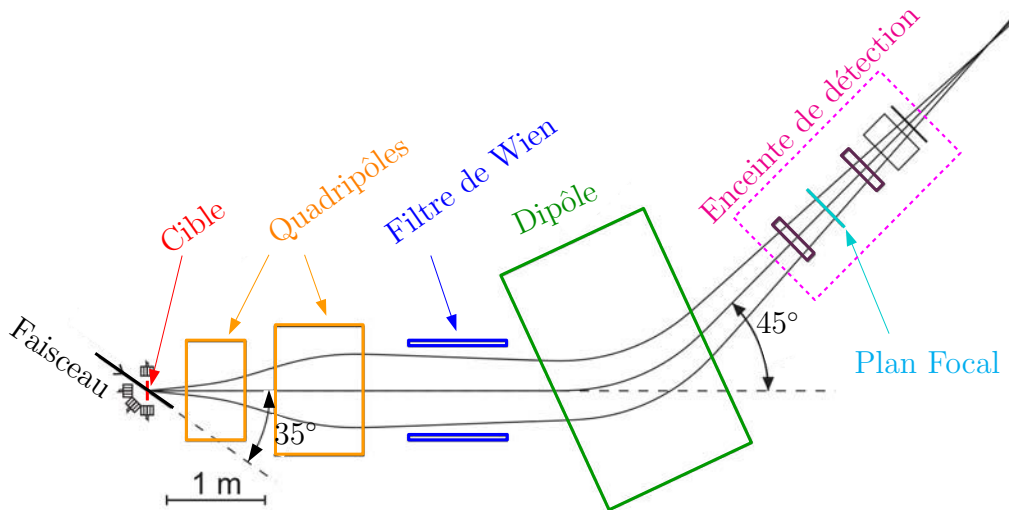


FIGURE 3.11 – Représentation de la ligne optique de VAMOS. Dans cet exemple le spectromètre a été tourné à  $35^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau et le plan de détection a été placé à  $45^\circ$  par rapport à la trajectoire de référence (issu de [93]).

se fait à l'aide d'un ensemble de détecteurs adapté, placé dans une enceinte à vide située après le dipôle. Cette enceinte peut être placée selon différentes orientations afin de couvrir une large



gamme angulaire.

Finalement, l'ensemble des appareils optiques et du système de détection sont montés sur deux plate-formes superposées qui assurent la mobilité du spectromètre. Ainsi celui-ci peut être tourné entre 0 et 60° autour de la cible et déplacé de 40 à 120 cm à partir de celle-ci.

Les caractéristiques techniques de VAMOS sont résumées dans le Tableau 3.2.

Acceptance horizontale	−125 à +100 <i>mrاد</i>
Acceptance verticale	±160 <i>mrاد</i>
Acceptance en impulsion	±5% (à 25 <i>msr</i> )
Rotation du dipôle $\theta_{dipole}$	0 – 60°
Distance cible-quadripôle $D_{CQ}$	40 – 120 <i>cm</i>
Rotation angulaire $\theta_{VAMOS}$	0 – 60°
Chemin moyen $\bar{L}$	~ 760 <i>cm</i>
Angle solide maximum	100 <i>msr</i> (à $D_{CQ} = 40$ <i>cm</i> )
$B\rho_0^{max}$	2.3 <i>T.m</i> (à $D_{CQ} = 1$ <i>m</i> )
Résolution en $A/Q$	~ 0.6 %

TABLE 3.2 – Caractéristiques du spectromètre VAMOS (issu de [93]).

### 3.2.2.3 L'optique de VAMOS en mode dispersif

En mode dispersif (mode utilisé pour l'expérience e503) VAMOS opère comme un spectromètre QQD (Quadripôle-Quadripôle-Dipôle) usuel dans lequel le filtre de Wien est inactif et le dipôle magnétique est configuré pour que la focalisation se fasse à environ 1.5 *m* après celui-ci. Les quadripôles sont réglés afin que la trajectoire des particules soit parallèle entre le deuxième quadripôle et le dipôle.

Le plan focal (voir Section 3.2.1.3) est incliné à 85° par rapport à la normale de la trajectoire de référence [93], aussi par soucis pratique les coordonnées des particules après le dipôle sont définies dans un plan image orthogonal à la trajectoire de référence, aussi appelé par abus de langage **plan focal**. C'est à ce plan focal que nous ferons référence dans le reste de la thèse.

### 3.2.2.4 Les aberrations dans VAMOS

La grande acceptance de VAMOS implique une augmentation des aberrations (voir Section 3.2.1.4) qui doivent être traitées avec attention afin de garder la meilleure résolution possible. La difficulté consiste à séparer les problèmes numériques des problèmes de conception des divers éléments de la ligne optique et des “vraies” aberrations du spectromètre.

La méthode utilisée lors la conception de VAMOS a été de définir les caractéristiques optimales des quadripôles en minimisant les aberrations géométriques. À l'aide du programme TOSCA [102], permettant une modélisation 3D réaliste de différentes cartes de champs électromagnétiques, les caractéristiques des quadripôles ont pu être définies. En particulier, la conception des pôles du deuxième quadripôle apporte des corrections des aberrations jusqu'à l'ordre sept. Sans ces corrections, les particules se croiseraient au plan focal ce qui empêcheraient leur

identification [93, 94, 103, 104]. Un exemple de l'effet de ces corrections au plan focal est donné Figure 3.12.

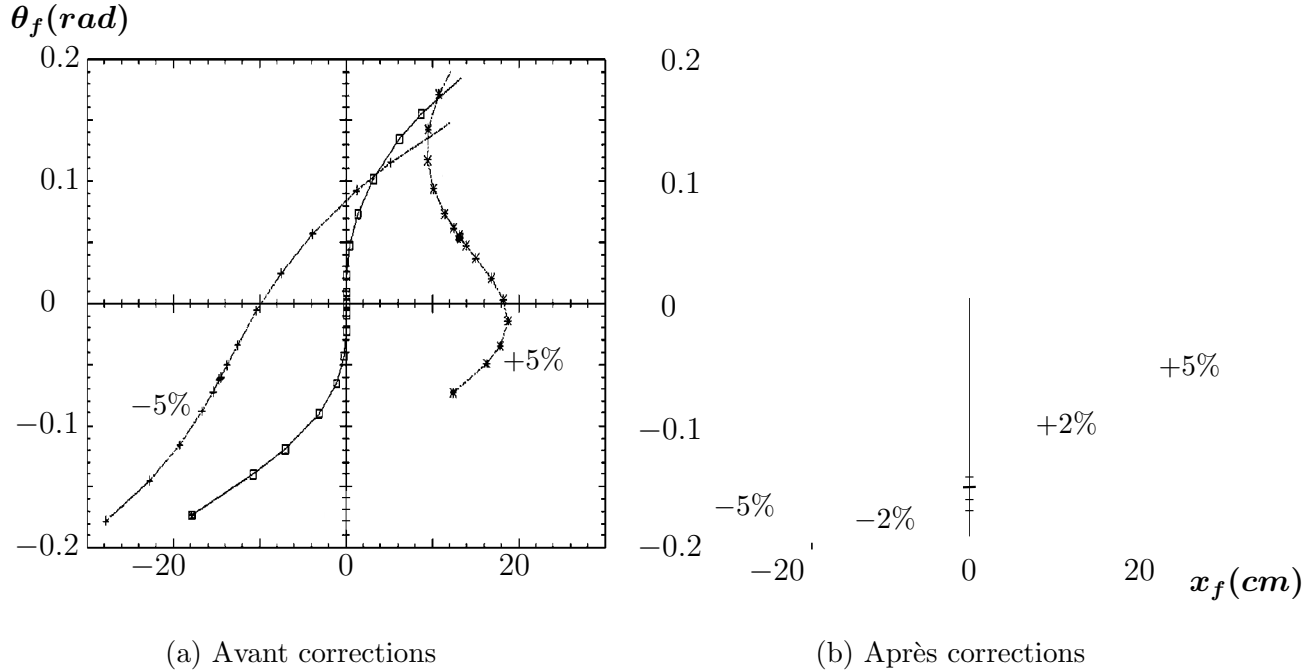


FIGURE 3.12 – Exemple des aberrations de VAMOS au plan focal, selon le plan de dispersion  $(x_f - \theta_f)$ , avant et après application de corrections sur la forme du deuxième quadripôle. Dans cet exemple  $\theta_{dipole} = 45^\circ$  et  $B\rho_0 = 1.6 T.m$ . Les pourcentages correspondent à différentes rigidités magnétiques relatives simulées par ZGOUBI. Figure issue de [103].

Les améliorations matérielles décrites précédemment ne permettent tout de même pas d'obtenir une résolution suffisante pour l'identification. Il faut donc appliquer une procédure informatique afin de corriger les aberrations de plus hauts ordres. Cette procédure implique notamment la mesure de la position et des angles des particules au plan focal, afin de reconstruire correctement et sans ambiguïtés les trajectoires des particules au sein du spectromètre.

La Figure 3.13 présente un exemple de l'effet des aberrations sur les coordonnées  $x_f$  et  $\theta_f$  au plan focal, sur un ensemble de trajectoires simulées avec ZGOUBI (voir Section 4.3.1 pour plus de détails sur la simulation). Nous y constatons en particulier que des particules de même rigidité magnétique mais ayant des angles de diffusion différents ne traversent pas le plan focal aux mêmes points. D'après cette figure il est certain qu'une détermination unique des coordonnées initiales à partir des coordonnées au plan focal est impossible. Par conséquent la reconstruction des trajectoires est une condition *sine qua non* de l'identification des particules avec VAMOS. L'ensemble des procédures mises en place dans KALIVEDA afin de reconstruire les événements dans VAMOS est décrite Section 4.2.2.

### 3.2.2.5 Le système de détection

Nous avons présenté jusqu'à maintenant le principe de fonctionnement ainsi que la géométrie du spectromètre VAMOS. Nous allons présenter plus en détail dans cette partie la configuration

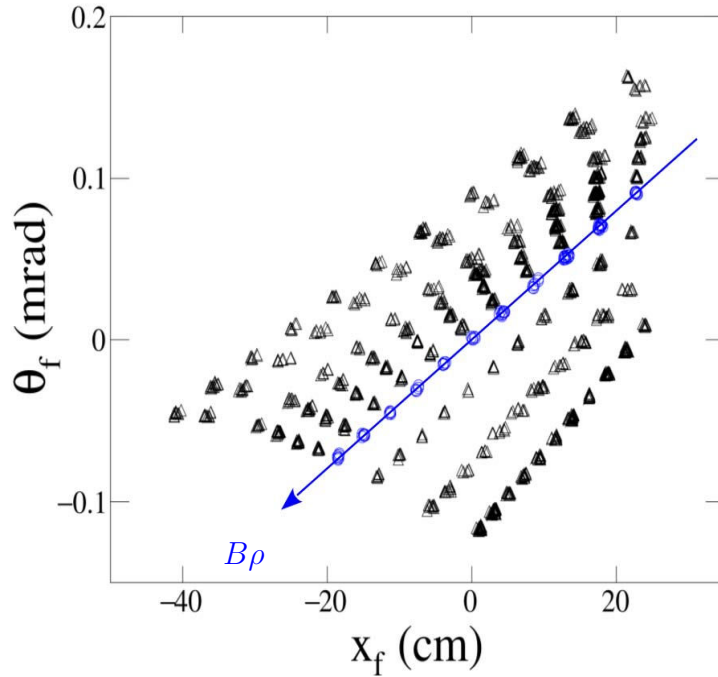


FIGURE 3.13 – Positions reconstruites  $(x_f, \theta_f)$  au plan focal de VAMOS pour un ensemble de trajectoires simulées avec ZGOUBI dans la géométrie de l'expérience e503 avec  $\theta_{dipole} = 4.5^\circ$ . Les trajectoires ont été simulées sur un ensemble de rigidités magnétiques relatives  $\delta \in [0.9, 1.1]$  par pas de 0.2, et sur un ensemble d'angles initiaux  $(\theta_i, \phi_i)$  variant entre  $\pm 100$  mrad par pas de 20 mrad. La droite traversant la figure représente les particules centrales telles que  $\theta_i = 0$  mrad et son sens représente les  $\delta$  (donc  $B\rho$ ) croissants.

de l'enceinte de détection Harpee de VAMOS utilisée pour l'expérience e503.

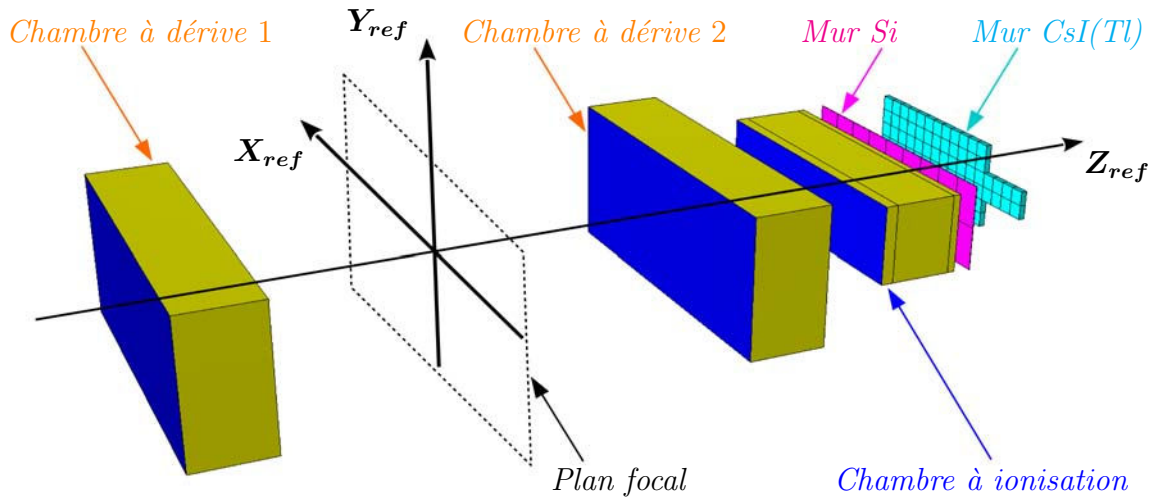


FIGURE 3.14 – Vue générale en 3-dimensions de l'enceinte de détection Harpee. Le repère utilisé est celui de la trajectoire de référence.

En résumé, le système de détection de l'expérience e503 est composé de deux chambres à dérive de part et d'autre du plan focal, permettant la mesure des coordonnées  $(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f)$  de la

particule au plan focal afin d'effectuer la reconstruction de sa trajectoire jusqu'au point cible. Le système de détection est ensuite constitué de trois étages de mesure des pertes d'énergie : une chambre à ionisation suivie d'un mur de détecteur silicium suivi lui-même d'un mur de scintillateurs  $CsI(Tl)$ . Une vue générale de Harpee est donnée Figure 3.14, le Tableau 3.3 résume les positions des différents détecteurs et du plan focal.

Composant	Position ( $mm$ )
Chambre à dérive 1	8136
Plan Focal	8702.5
Chambre à dérive 2	8999
Chambre à ionisation	9285
Mur de $Si$	9423
Mur de $CsI(Tl)$	9560

TABLE 3.3 – Position des différents composants de l'enceinte de détection Harpee de VAMOS pour l'expérience e503. Les positions sont données par rapport au point cible lorsque le spectromètre est tourné à  $0^\circ$ .

**Chambres à dérives :** Les deux chambres à dérive de Harpee sont identiques et situées de part et d'autre du plan focal. Elles présentent un volume actif de  $41 \times 11 \times 10 \text{ cm}^3$  et peuvent être séparée en deux parties : une **zone de dérive** et une **zone d'amplification** (voir Figure 3.15).

La zone de dérive constitue la partie active du détecteur, elle est remplie d'un gaz d'isobutane dans lequel, similairement à une chambre à ionisation, la particule chargée va perdre de l'énergie et ioniser celui-ci. Un champ électrique uniforme est maintenu entre une cathode et une grille de Frisch, délimitant la séparation entre la zone de dérive et la zone d'amplification, afin de faire dévier les électrons formés lors de l'ionisation vers la grille.

La zone d'amplification est constituée d'un compteur proportionnel formé d'un plan de fils d'anodes (10 fils de tungstène recouverts d'or de  $20 \mu m$  de diamètre et espacés de  $10 \text{ mm}$ ) fixés à  $20 \text{ mm}$  de la grille de Frisch et un plan de cathodes segmenté. C'est dans cette zone que les électrons sont multipliés, afin d'obtenir un signal d'amplitude exploitable, et collectés. La grille de Frisch ainsi que le plan de cathodes segmenté ont leurs potentiels à la masse.

Le plan de cathodes segmenté est constitué lui-même de deux rangées symétriques divisés en 64 cellules d'or indépendantes de  $6.3 \text{ mm}$  de largeur et  $49.5 \text{ mm}$  de longueur qui permettent la récolte des électrons secondaires. C'est à partir de la distribution des charges récoltées sur les cellules de chacune des quatre rangées des plans de cathodes segmentés que nous pouvons reconstruire la coordonnée horizontale  $X$  des particules au plan focal. Notons que les rangées de cellules d'une même chambre à dérive sont décalées d'une demi cellule afin d'obtenir une meilleure linéarité. Finalement la position verticale  $Y$  est obtenue à partir du temps de dérive des électrons jusqu'aux fils d'anodes amplificateurs, le champ électrique étant uniforme.

**Chambre à ionisation de Harpee :** La chambre à ionisation de Harpee de surface  $40 \times 10 \text{ cm}^2$  est remplie d'un gaz d'isobutane à une pression de  $40 \text{ mbar}$ . Elle est constituée de sept secteurs et comporte une première zone inactive d'une longueur de  $20.68 \text{ mm}$ , suivie d'une zone active de longueur  $104.57 \text{ mm}$  et d'une autre zone inactive de  $12.78 \text{ mm}$ . Leur principe

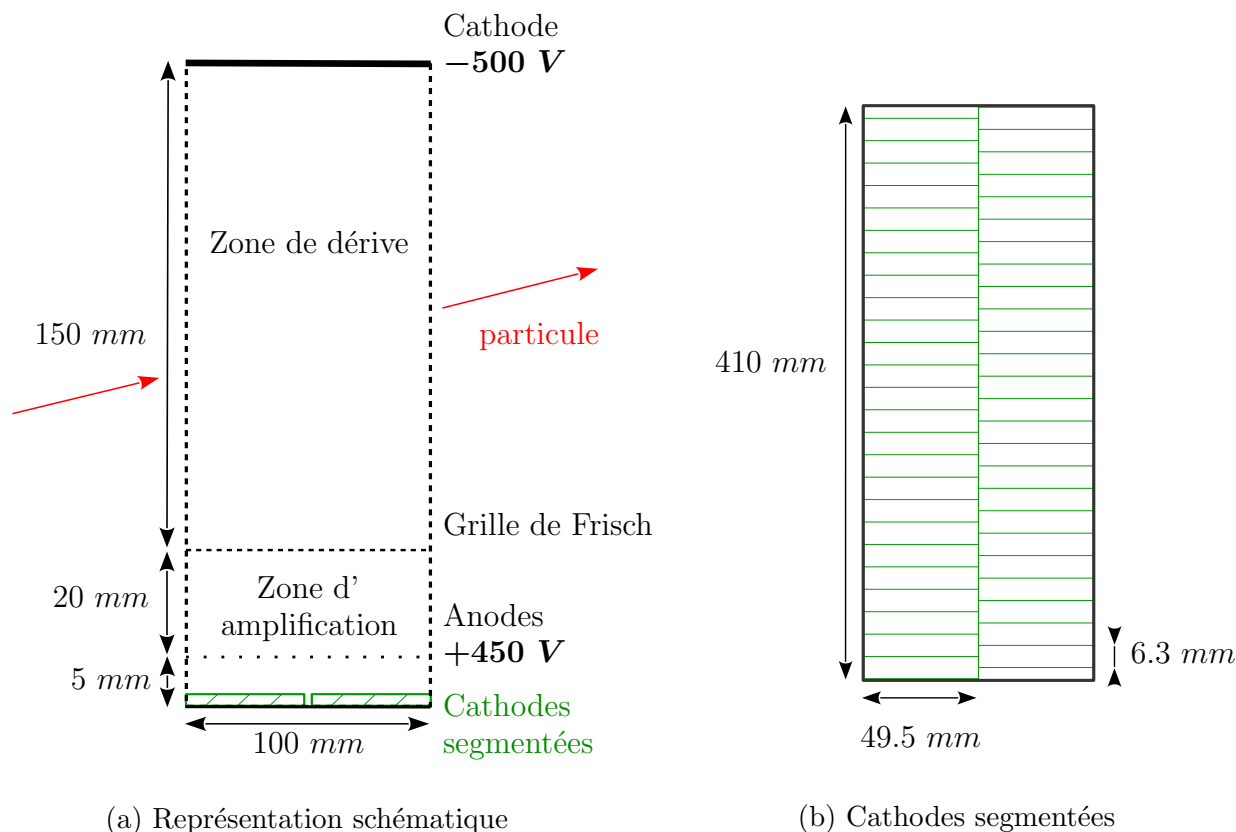


FIGURE 3.15 – Chambre à dérive de VAMOS

de fonctionnement est similaire à celui présenté Section 3.1.1.2 : les électrons formés lors de l'ionisation due au passage d'une particule chargée dans la zone active sont collectés dans le secteur concerné par un champ électrique uniforme. Le signal obtenu est proportionnel à la perte d'énergie de cette particule. Les fenêtres d'entrée et de sortie de la *ChIo* sont constituées de feuilles de mylar de  $1.5$  et  $0.9 \mu m$  respectivement séparant le gaz du vide poussé de l'enceinte de détection Harpee.

La Figure 3.16 montre l'agencement des sept secteurs de la *ChIo* de Harpee par rapport au deuxième étage de détection que constitue le mur de détecteurs silicium.

**Mur de détecteurs *Si* de Harpee :** Le mur de siliciums de Harpee est constitué de deux rangées de neuf détecteurs *Si* de surface  $5.2 \times 7.6 \text{ cm}^2$ , dont les zones mortes sont de  $1 \text{ mm}$  en largeur et  $2.5 \text{ mm}$  en hauteur. Leur principe de fonctionnement est similaire à celui présenté Section 3.1.1.2.

Le Tableau 3.4 résume les épaisseurs mesurées des différents détecteurs *Si* utilisés pour l'expérience e503.

La face d'entrée du mur de *Si* est placée à  $13.8 \text{ cm}$  de la face d'entrée de la *ChIo*, la zone les séparant étant remplie d'isobutane à une pression de  $40 \text{ mbar}$ .

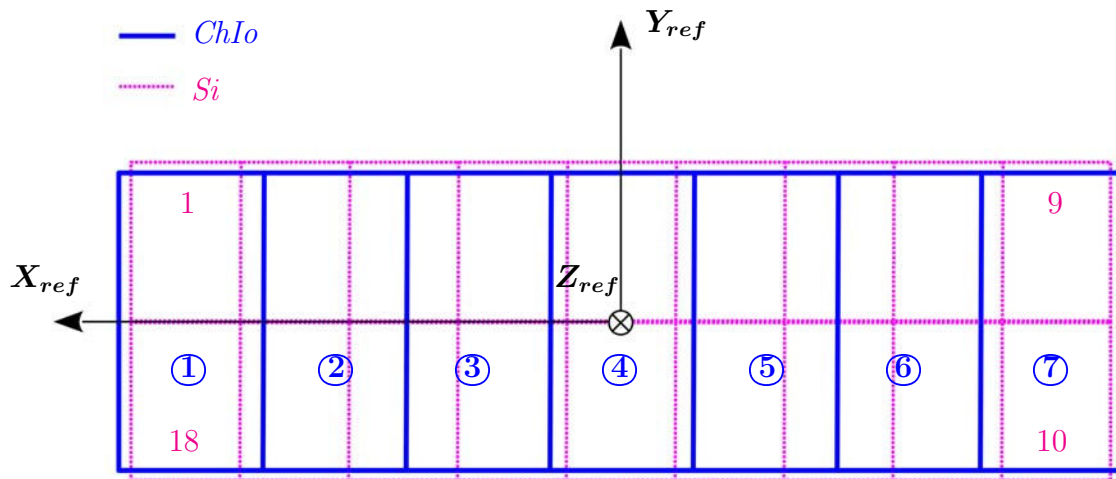


FIGURE 3.16 – Disposition des secteurs de la chambre à ionisation de VAMOS par rapport au mur de  $Si$ . Les chiffres entourés correspondent à la numérotation des secteurs de la  $ChIo$  alors que les chiffres non entourés indiquent la numérotation des  $Si$ . Le repère utilisé est celui de la trajectoire de référence.

$N^{\circ} Si$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$e (\mu m)$	522	530	531	532	533	533	534	535	531
$N^{\circ} Si$	18	17	16	15	14	13	12	11	10
$e (\mu m)$	530	519	537	533	524	529	531	524	535

TABLE 3.4 – Tableau récapitulatif des épaisseurs des détecteurs  $Si$  de VAMOS.

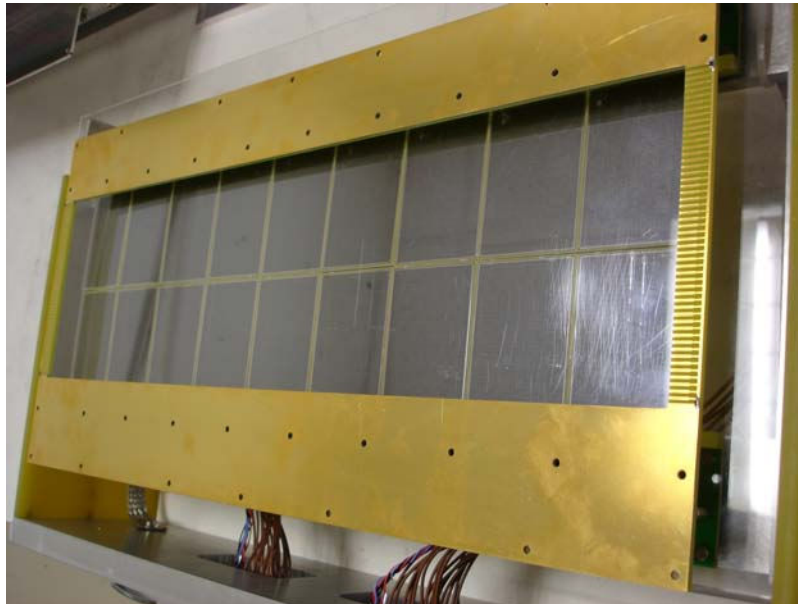


FIGURE 3.17 – Photographie du mur de détecteurs  $Si$  de l'enceinte de détection Harpee.

**Mur de scintillateurs  $CsI(Tl)$  de Harpee :** Le mur de  $CsI$  de Harpee est constitué d'un total de 80 scintillateurs répartis sur six rangées. Chaque  $CsI(Tl)$  présente une surface  $2.5 \times 2.5$

$cm^2$  pour une épaisseur de  $1\text{ cm}$ . La structure du support des  $CsI(Tl)$  implique qu'ils étaient répartis par blocs de  $2 \times 2$  scintillateurs, pour une zone morte de  $1\text{ mm}$  en hauteur et en largeur par bloc. Leur principe de fonctionnement est le même que celui présenté Section 3.1.1.2. La présence du mur de  $CsI(Tl)$  est nécessaire afin de stopper les particules les plus énergétiques qui peuvent traverser les deux premiers étages de détection formés par chambre à ionisation et le mur de  $Si$ .

Le face d'entrée du mur de  $CsI(Tl)$  est placé à  $13.7\text{ cm}$  de la face d'entrée du mur de  $Si$ , la zone les séparant étant remplie d'isobutane à une pression de  $40\text{ mbar}$ .

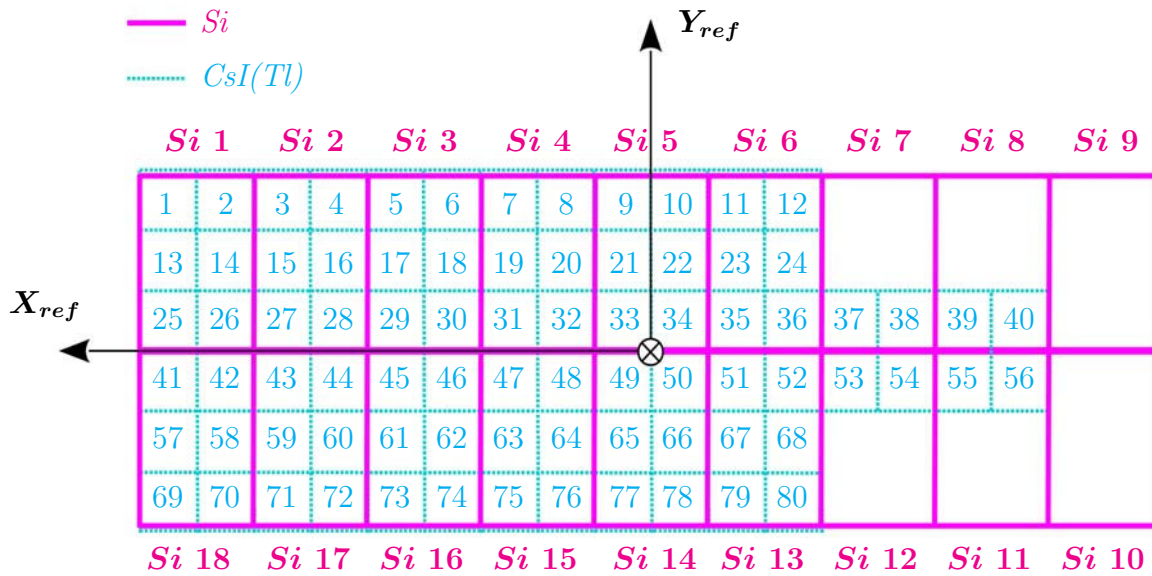


FIGURE 3.18 – Disposition des détecteurs  $Si$  et  $CsI(Tl)$  au sein l'enceinte de détection Harpee de VAMOS. Le repère utilisé est celui de la trajectoire de référence.

### 3.2.2.6 Électronique et déclenchement de VAMOS

La chaîne électronique de VAMOS pour l'expérience e503 était composée de modules NIM/CAMAC/VME standard et suit la procédure habituelle de traitement du signal. La Figure 3.20 montre un schéma synoptique de l'ensemble de la chaîne électronique de VAMOS. Notons que la mesure du **temps de vol** est effectuée à l'aide d'un **convertisseur temps-amplitude (TAC)**<sup>5</sup> qui donne la différence en temps en canaux bruts entre un signal **start** qui provient du détecteur  $Si$  touché de Harpee et un signal **stop** qui provient de la période haute fréquence du cyclotron.

Le module GMT<sup>6</sup> de VAMOS assure le déclenchement et la validation des événements pour les codeurs par la génération d'un signal logique qui sera appelé par la suite **FTA (fast trigger acquisition)**. Principalement deux entrées de déclenchement ont été utilisées pour l'expérience e503 : une entrée externe et une entrée 'OU' logique des détecteurs  $Si$  de Harpee.

5. TimeAmplitude Converter

6. GANIL Master Trigger



FIGURE 3.19 – Photographie du mur de scintillateurs  $CsI(Tl)$  de l'enceinte de détection Harpee.

### 3.2.3 Méthodes d'identification des particules chargées

#### 3.2.3.1 Identification en charge

Similairement à INDRA l'identification en charge des fragments détectés dans VAMOS repose sur la méthode  $\Delta E - E$  présentée Section 3.1.2.1.

Comme le montre la Figure 3.21 les cartes d'identification associées aux télescopes de Harpee sont légèrement différentes des cartes associées aux télescopes d'INDRA. Ceci est un effet de l'acceptance du spectromètre couvrant un domaine précis en masse, état de charge et vitesse  $(A, Q, v)$  pour un réglage en rigidité magnétique donné. La Figure 3.22 présente une simulation réalisée avec le code LISE++ [105] permettant la prédiction de l'intensité des fragments et de leurs pertes d'énergies passant à travers un système d'optique ionique, chaque composant optique étant défini par un block. Nous constatons sur cette figure que les états de charge n'altèrent pas le principe de l'identification  $\Delta E - E$ .

#### 3.2.3.2 Identification en masse et en état de charge

Comme expliqué dans les Sections 3.2.1.1 et 3.2.1.5, la déviation d'un fragment dans un spectromètre et donc son identification dépendent de sa masse  $A$ , son état de charge  $Q$  et sa vitesse  $v = \|\mathbf{v}\|$ . Par conséquent l'identification isotopique complète d'un fragment nécessite de connaître la charge  $Z$  et le triplet  $(A, Q, v)$ . Si l'identification en  $Z$  repose sur la technique  $\Delta E - E$ , l'identification du triplet  $(A, Q, v)$  nécessite l'estimation de la rigidité magnétique  $B\rho$  par reconstruction de sa trajectoire, la mesure du temps de vol et celle des pertes d'énergie dans les différents étages de détection.

Plus exactement, deux relations sont utilisées : l'Équation 3.17a issue de la Formule 3.5 et



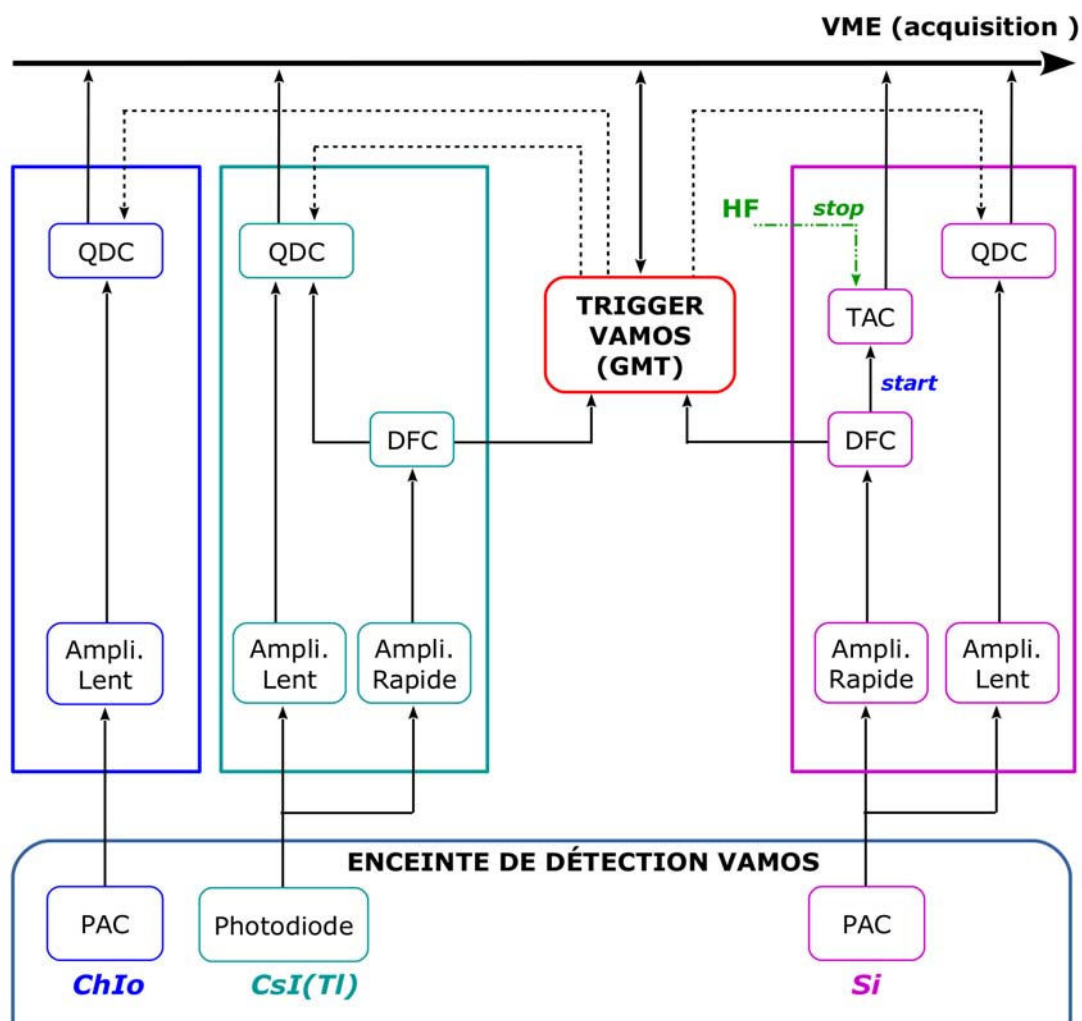


FIGURE 3.20 – Schéma des principales fonctions de la chaîne électronique des détecteurs de VAMOS pour l'expérience e503.

l'Équation 3.17b basée sur la conservation de l'énergie, soient :

$$\begin{cases} \frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{3.107 \cdot \beta} & (3.17a) \\ A_E = \frac{E_{tot}}{m_0(\gamma - 1)} & (3.17b) \end{cases}$$

avec la rigidité magnétique  $B\rho$  exprimée en  $T.m$ ,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $A_E$  la masse associée à l'énergie totale  $E_{tot}$  en  $MeV$  (mesurée à l'aide des pertes d'énergie dans les détecteurs et en estimant les pertes d'énergie dans l'ensemble de détection) et  $m_0 = 931.5 MeV.c^{-2}$ .

Une résolution limitée d'une des observables peut dégrader la résolution en état de charge, c'est pourquoi le calcul de  $A_E$ , grandement limité par la résolution en énergie, ne suffit pas pour obtenir la masse du fragment. En pratique c'est la corrélation entre  $A_E$  et  $A/Q$ , représentée dans un histogramme bidimensionnel (voir Figure 3.23), qui est utilisée au sein de la communauté VAMOS.

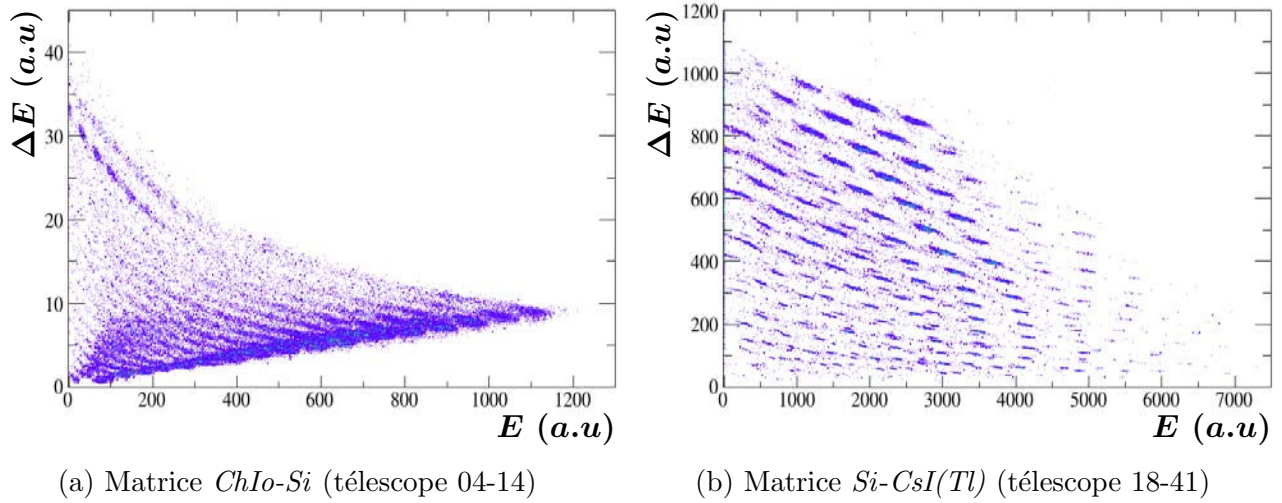


FIGURE 3.21 – Exemples de matrices  $\Delta E - E$  des télescopes de VAMOS pour la réaction  $^{40}Ca + ^{48}Ca$  à  $35 MeV.A^{-1}$ .

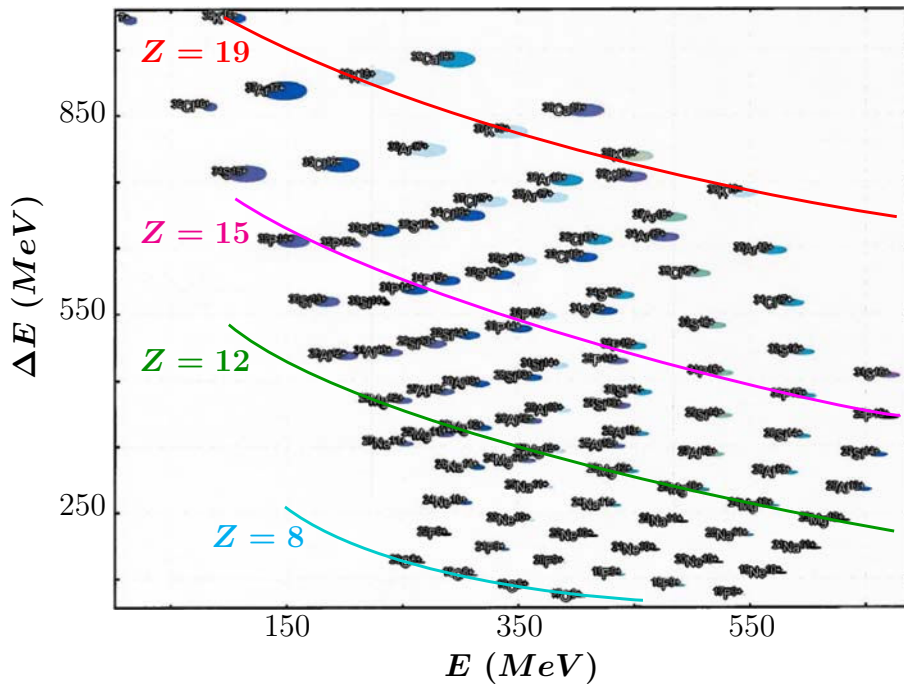


FIGURE 3.22 – Carte  $\Delta E - E$  pour un télescope  $Si - CsI(Tl)$  obtenue à partir d'une simulation LISE++ [105] pour des collisions  $^{40}Ca + ^{40}Ca$  à  $35 A MeV$  avec un réglage en rigidité magnétique nominale  $B\rho_0 = 1.7501 T.m$  de VAMOS. Les lignes représentent les isotopes du  $K$ ,  $P$ ,  $Mg$  et  $O$ .

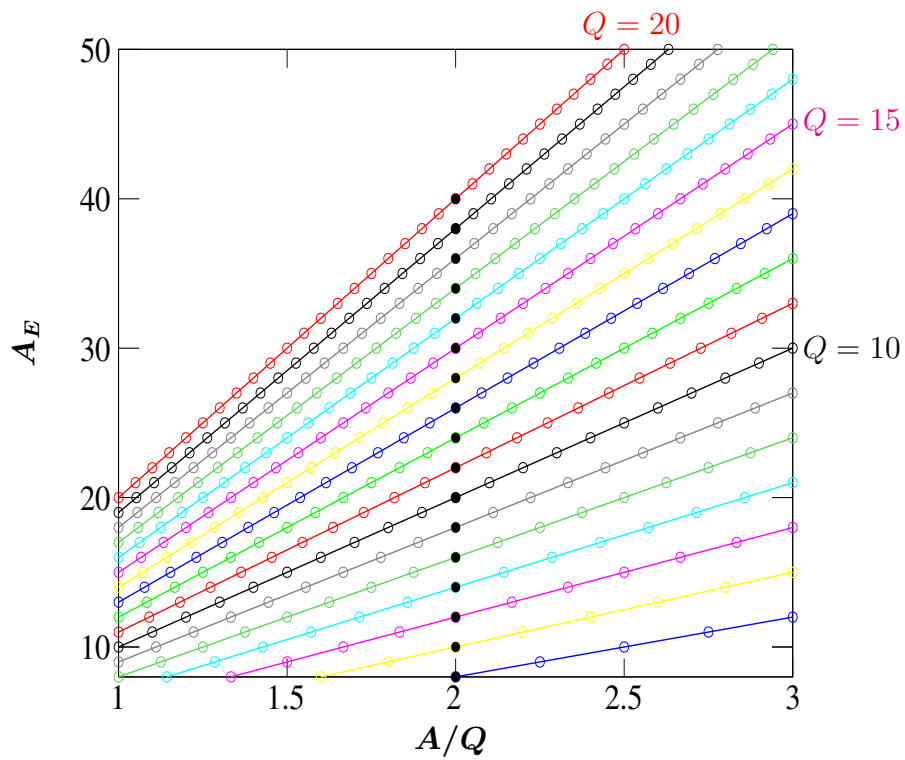


FIGURE 3.23 – Corrélations théoriques entre le rapport masse sur état de charge  $A/Q$  issu de l'Équation 3.5 et la masse  $A_E$  issu de l'Équation 3.17b. Chaque ligne représente un état de charge  $Q$  d'un fragment et chaque point correspond à une masse  $A$ , les points pleins en particulier correspondent à  $A/Q = 2$ . C'est en superposant cette grille théorique et les valeurs expérimentales que nous pouvons identifier les fragments détectés dans VAMOS.

### 3.3 Couplage INDRA-VAMOS : l'expérience e503

L'objectif principal de l'expérience e503 est de mesurer et caractériser les fragments issus de collisions périphériques et semi-périphériques aux énergies intermédiaires pour des combinaisons projectile/cible présentant une grande asymétrie en rapport proton/neutron. Le spectromètre VAMOS est utilisé afin de mesurer le plus gros fragment émis à l'avant du centre de masse lors de telles collisions, aussi appelé **PLF**<sup>7</sup>, alors que le multi-détecteur INDRA mesure les particules légères et fragments émis en coïncidence. Nous allons présenter dans cette section les caractéristiques physiques, géométriques et électroniques du couplage INDRA-VAMOS.

#### 3.3.1 Présentation de l'expérience e503

Concernant l'analyse physique, les systèmes de  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à une énergie incidente faisceau de 35 AMeV ont été sélectionnés. Ce choix a été orienté par la large gamme du rapport neutrons sur protons accessible pour de tels systèmes (voir Tableau 3.6), ce qui implique une grande variété d'isotopes possiblement produits. Le reste des réactions ont été utilisées dans le but de calibrer les appareils de mesure. L'ensemble des réactions exploitées lors de l'expérience e503 ainsi que les caractéristiques des cibles utilisées sont regroupés dans le Tableau 3.5.

Système	$E_{inc}$ (MeV/A)	$\rho_s$ (mg/cm <sup>2</sup> )	Runs	Application
$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	35	0.97	34	Calibration
source tri- $\alpha$	-	-	91	Calibration INDRA
$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$	28	-	6	Calibration INDRA
$^{40}\text{Ar} + ^{48}\text{Ti}$	35	0.97	29	Calibration VAMOS
$^{40}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$	35	1.7	1	Calibration VAMOS
$^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	60	1.2	10	Calibration VAMOS
$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	35	1.2	63	Physique
$^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$	35	1.52	82	Physique
$^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	35	1.2	55	Physique
$^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$	35	1.52	68	Physique

TABLE 3.5 – Liste des systèmes mesurés lors de l'expérience e503,  $\rho_s$  correspond à la densité surfacique de la cible.

#### 3.3.2 Caractéristiques des faisceaux exploités

Les ions utilisés pour l'expérience ont été créés dans une source d'ions dans laquelle l'élément désiré a été ionisé en excitant ses électrons par chauffage et application d'un fort champ électrique. Les ions ainsi créés sont extraits de la source d'ions afin de subir une première accélération par un petit cyclotron (**C01** ou **C02**) et sont ensuite envoyés vers le premier puis le deuxième **cyclotrons à secteurs séparés** (**CSS1** et **CSS2**) afin d'être accélérés à l'énergie désirée.

---

7. ProjectileLike Fragment

Faisceau	$E_{inc}$ ( $MeV/A$ )	$B\rho_0$ ( $T.m$ )	$v_{lab}$ ( $cm/ns$ )	Cible	$E_{cm}$ ( $MeV$ )	$v_{cm}$ ( $cm/ns$ )	$I_{sys}$	$\theta_{gr}$ ( $^\circ$ )
$^{40}Ca^{18+}$	34.81	1.904	7.978	$^{40}Ca$	692.975	4.0632	1.0	2.352
$^{40}Ca^{18+}$	34.81	1.904	7.978	$^{48}Ca$	755.983	3.7001	1.2	2.291
$^{48}Ca^{20+}$	34.83	2.061	7.980	$^{40}Ca$	756.456	4.4240	1.2	1.908
$^{48}Ca^{20+}$	34.83	2.061	7.980	$^{48}Ca$	832.045	4.0621	1.4	1.860

TABLE 3.6 – Caractéristiques des systèmes d'intérêt physique de l'expérience e503 avec :  $E_{inc}$ ,  $v_{lab}$  et  $B\rho_0$  respectivement l'énergie incidente, la vitesse dans le référentiel du laboratoire et la rigidité magnétique du projectile,  $E_{cm}$  l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse du système projectile/cible,  $v_{cm}$  la vitesse du centre de masse,  $\theta_{gr}$  l'angle d'effleurement et  $I_{sys}$  le rapport du nombre total de neutrons sur le nombre total de protons disponibles pour le système considéré.

La période de la haute fréquence du faisceau est déterminée par la différence de tension entre les paires d'électrodes dans **CSS2**. La fréquence moyenne mesurée tout au long de l'expérience pour les données physiques est de  $\nu_{HF} = 8.55 MHz$ , soit une période de  $T_{HF} = 116.59 ns$ . La haute fréquence du cyclotron a été utilisée afin de déterminer le signal **stop** de la mesure du **temps de vol** des fragments détectés dans VAMOS (voir Section 4.2.1.3).

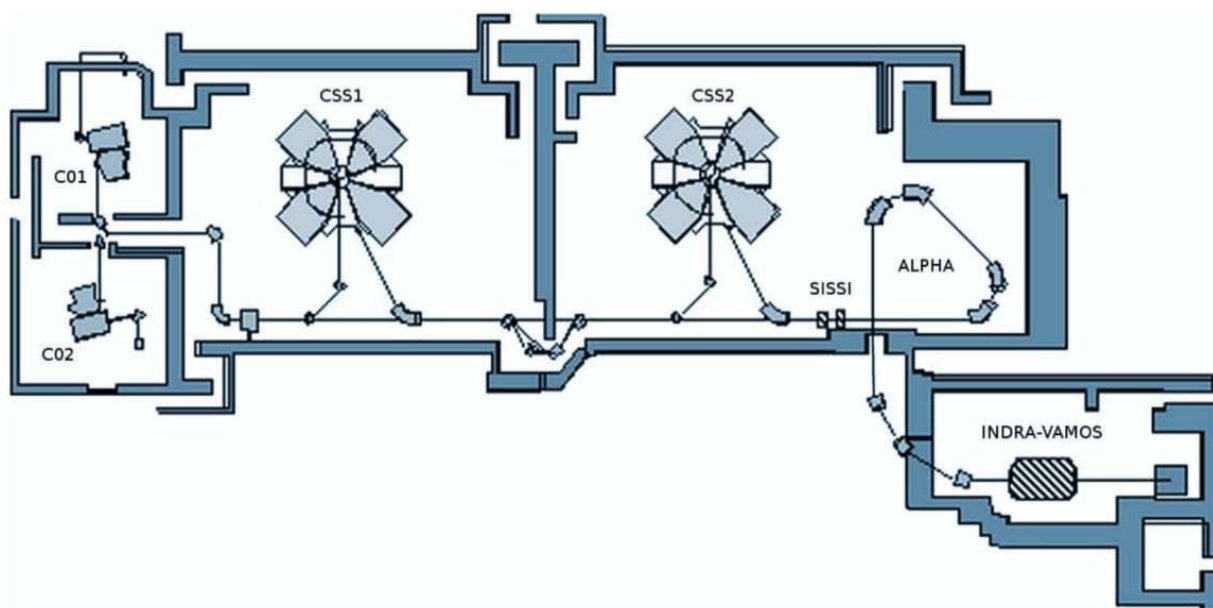


FIGURE 3.24 – Schéma de l'accélérateur et des aires expérimentales du GANIL. Seule la zone concernant le couplage INDRA-VAMOS est représentée pour plus de clarté (d'après [106, 107]).

### 3.3.3 Couplage mécanique de l'expérience e503

La chambre de réaction d'INDRA, le multi-détecteur lui-même et l'ensemble de son électronique ont dû être déplacés dans la salle d'expérience G1 du GANIL. Une fenêtre d'entrée coulissante

pour VAMOS a spécialement été conçue afin de permettre le couplage mécanique entre INDRA et VAMOS sans casser le vide. De même les trois premières couronnes d'INDRA ( $\theta$  entre 2 et 7°) ainsi que les modules 17 – 18 des couronnes 4 – 5 ont dû être retirées pour permettre la rotation de VAMOS autour de la cible. Deux configurations angulaires de VAMOS ont été utilisées pour l'expérience e503 :  $\theta_{VAMOS} = 0^\circ$  principalement utilisé pour les calibrations de VAMOS et  $\theta_{VAMOS} = 4.5^\circ$  pour les analyses physiques.

La Figure 3.25 montre la fenêtre d'entrée de VAMOS d'un diamètre d'environ 200 mm. Notons que l'entrée physique de VAMOS est plus petite à cause de la présence de plusieurs plaques métalliques situées juste après la fenêtre d'entrée, il en résulte une surface d'entrée d'environ  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  [108]. La Figure 3.26 montre le montage complet utilisé pour les expériences e503 et e494s. La configuration d'INDRA a légèrement été modifiée pour l'expérience e503



FIGURE 3.25 – Photographie de la fenêtre d'entrée de VAMOS.

notamment par le remplacement des détecteurs siliciums de  $300 \mu\text{m}$  des couronnes six et sept par des  $\text{Si}$  de  $150 \mu\text{m}$  dans le but d'atteindre une identification en masse des fragments légers jusqu'à l'oxygène.

### 3.3.4 Couplage électronique de l'expérience e503

En plus des modifications mécaniques présentées précédemment, le couplage entre INDRA et VAMOS a nécessité un déclenchement et une acquisition spécifiques afin de permettre la coïncidence entre les événements détectés dans INDRA et ceux dans VAMOS.

#### 3.3.4.1 Acquisition

En résumé un événement expérimental provient de la mise en commun d'un sous-événement issu de l'acquisition VAMOS et un sous-événement issu de l'acquisition d'INDRA. L'acquisition du couplage INDRA-VAMOS repose donc sur :

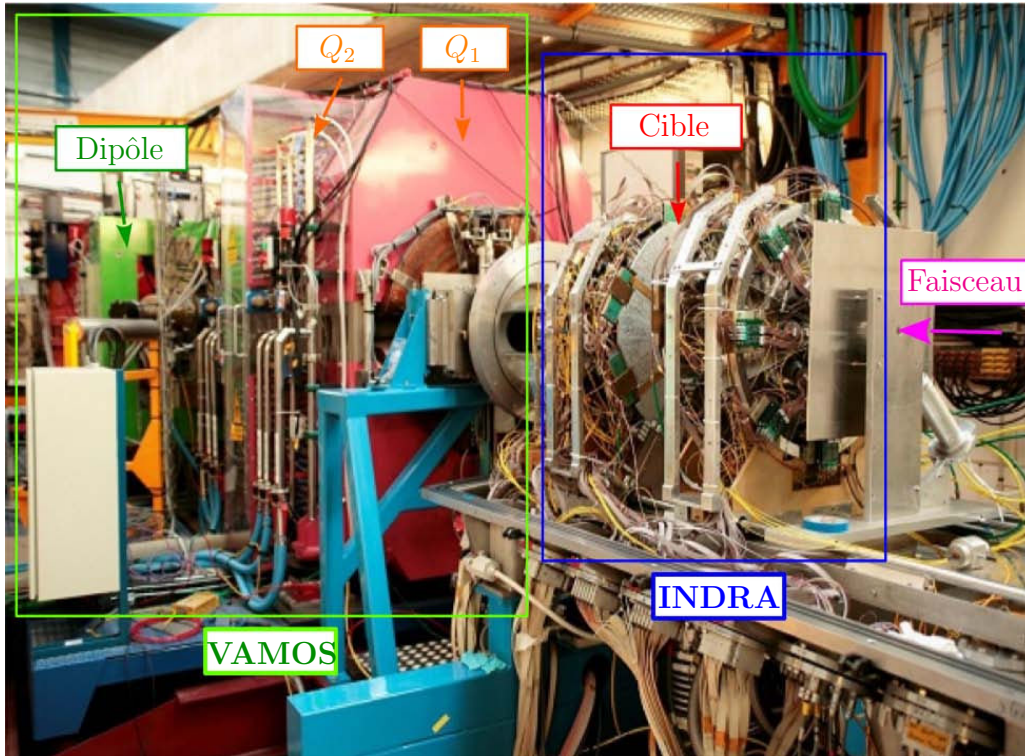


FIGURE 3.26 – Photographie du montage expérimental INDRA-VAMOS.

- une lecture en parallèle de chaque sous-événement par sa propre acquisition.
- l'assignation d'un numéro d'événement unique pour les deux systèmes d'acquisition obtenu par le module CENTRUM<sup>8</sup>. Ce module génère et attribue un numéro d'événement unique aux deux acquisitions indépendantes de INDRA et de VAMOS.
- la construction d'un événement global par association des sous-événements par le MERGE.

### 3.3.4.2 Déclenchement

Deux conditions de déclenchement ont été utilisées pour l'expérience e503 :

- **VAMOS Maître**<sup>9</sup> : déclenchement utilisé pour les mesures d'intérêt physique. Pour ce déclenchement une multiplicité  $M_V \geq 1$  dans VAMOS ('OU' du mur  $S_i$  de Harpee) est la condition d'enregistrement par l'acquisition du sous-événement de l'acquisition de VAMOS et celui de l'acquisition d'INDRA correspondant. Plus précisément le signal de validation **FTA** est émis et partagé entre l'acquisition d'INDRA et le CENTRUM, le sous-événement VAMOS étant lu par sa propre acquisition. Les deux sous-événements sont ensuite fusionnés en un événement unique par le module MERGE.
- **INDRA Seul**<sup>10</sup> : déclenchement pour lequel VAMOS est déconnecté. Une multiplicité de  $M_I \geq 1$  dans INDRA est la condition d'enregistrement d'un événement par l'acquisition.

8. *Clock & Event Number Transmitter Receiver Universal Module*

9. VAMOS\_MASTER

10. INDRA\_SOLO

Ainsi, si le déclenchement INDRA\_SOLO correspond à l'acceptation des événements dans INDRA par l'**analyse rapide**, le déclenchement VAMOS\_MASTER est plus complexe et repose sur l'acceptation des événements par l'**analyse lente**. Ce dernier nécessite plus particulièrement le réglage d'un retard adéquat sur le **signal FTA** issu du déclenchement de VAMOS (voir Section 3.2.2.6), afin de tenir compte des temps caractéristiques plus longs associés à l'acquisition d'INDRA et que celui-ci tombe dans la fenêtre **d'acceptation voie lente** d'INDRA.

Cette synchronisation a été vérifiée continûment durant l'expérience e503 à partir de la corrélation au cours du temps entre le signal petit gain du silicium 1 couronne 6 d'INDRA et ce même signal lu par l'électronique de l'acquisition VAMOS : si le retard est correctement défini alors ces signaux devraient être les mêmes et une corrélation doit être visible sur les spectres en canaux bruts issu des deux acquisitions comme le montre la Figure 3.28.

Notons finalement que la validation de l'événement par INDRA constitue la principale source de **temps mort** car l'acquisition de VAMOS est inhibée jusqu'à l'émission du signal **ordre de codage** par l'**analyse lente**.

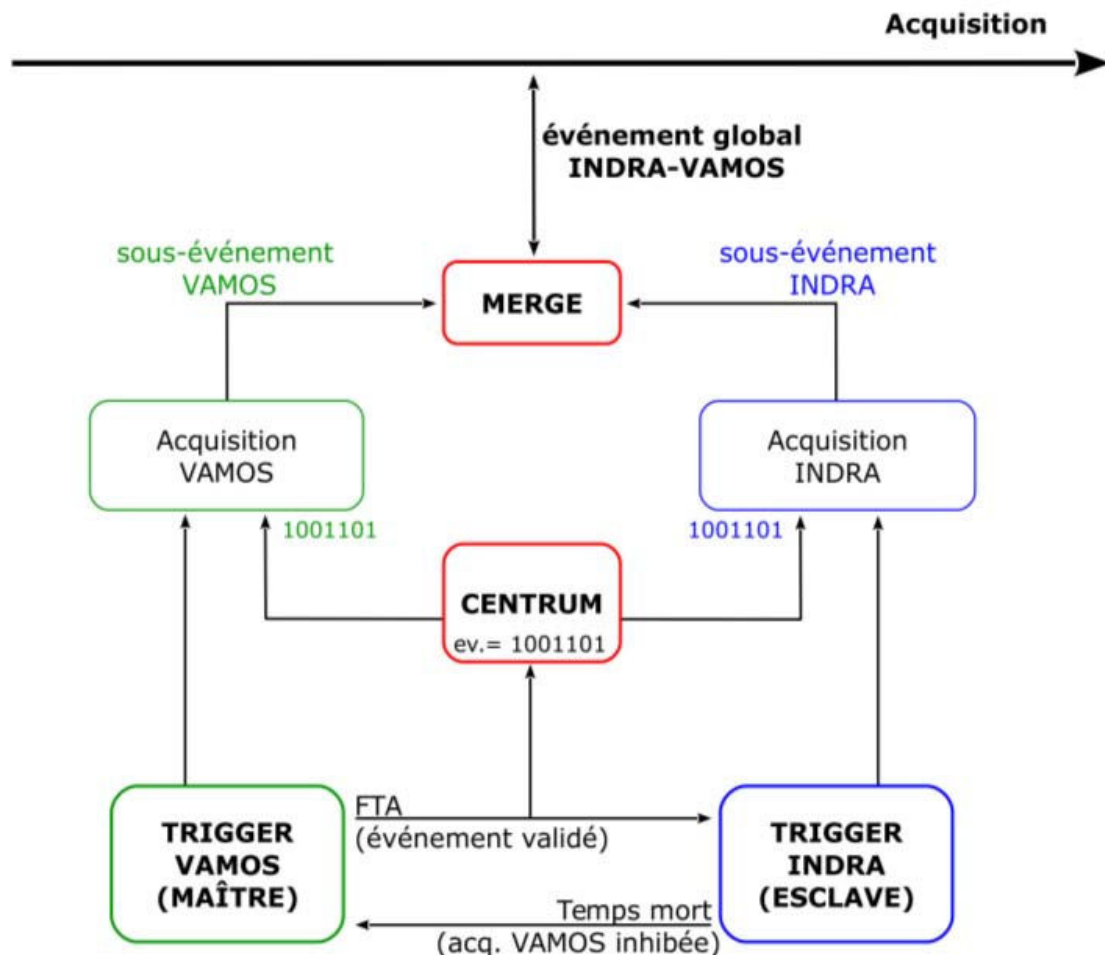


FIGURE 3.27 – Schéma synoptique des principaux éléments de l'acquisition du couplage INDRA-VAMOS.



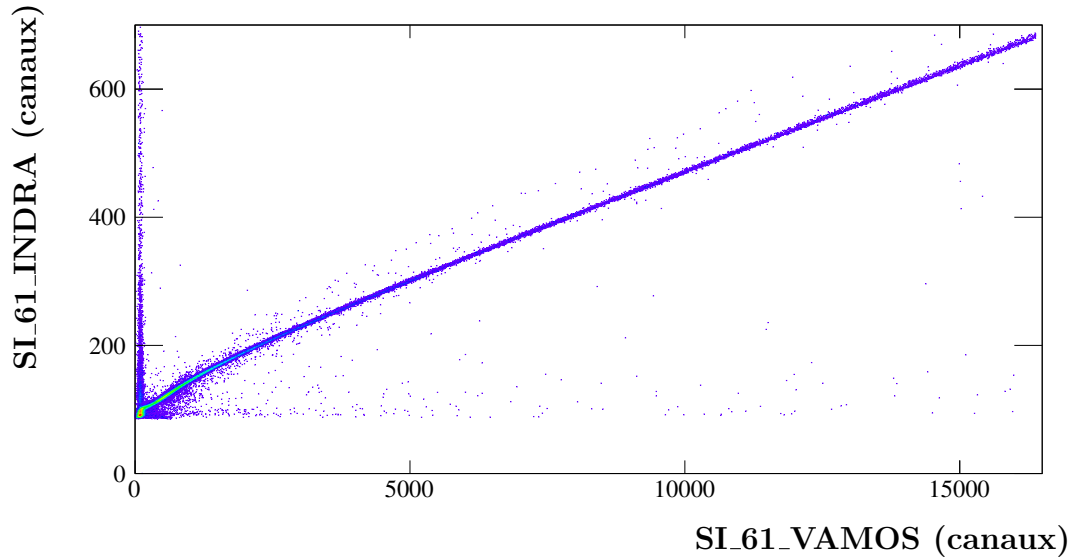


FIGURE 3.28 – Corrélation entre le signal petit gain du silicium 1 couronne 6 d’INDRA et ce même signal lu par l’électronique de l’acquisition VAMOS pour l’ensemble des événements du système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

### 3.3.4.3 Signaux en temps

Pour l’expérience e503 un total de trois signaux en temps ont été mesurés expérimentalement :

- le signal TSI\_HF : permet de calculer le **temps de vol** (entre la cible et le détecteur d’arrêt) de la particule détectée dans VAMOS. Il correspond à la différence en temps en canaux bruts entre le ’OU’ du *Si* de VAMOS et la période du cyclotron qui suit (voir Section 4.2.1.3).
- les signaux TSI\_INDRA et TINDRA\_HF : ils correspondent à la différence en temps en canaux bruts entre respectivement : le premier détecteur touché d’INDRA et le ’OU’ logique du *Si* de VAMOS ; le premier détecteur touché d’INDRA et la période du cyclotron qui suit le ’OU’ du *Si* de VAMOS. Comme le montre la Figure 3.29, ils permettent aussi de vérifier la corrélation en temps entre l’acquisition VAMOS et l’acquisition INDRA. Leur utilisation n’a pas nécessité de calibration.

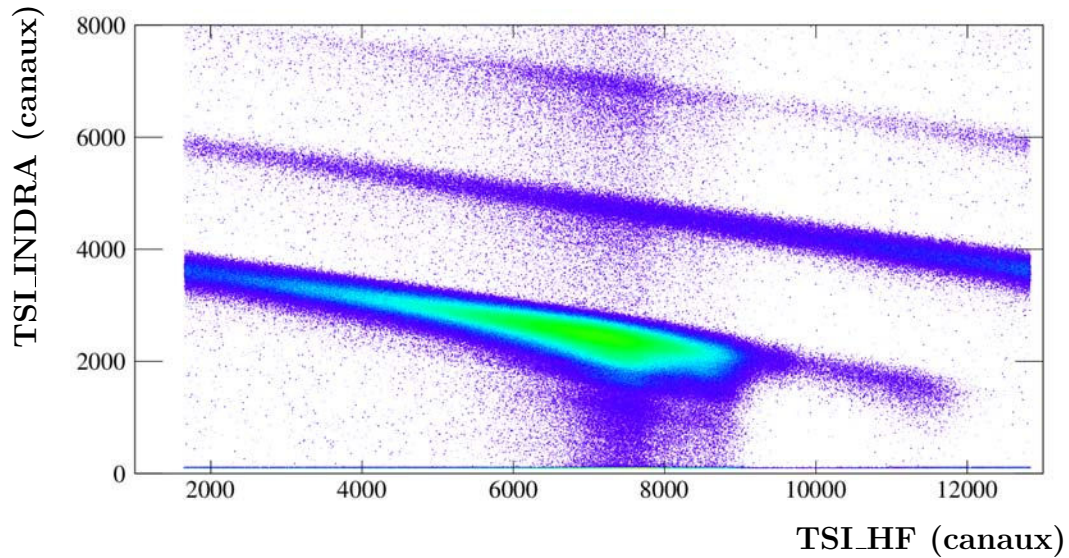


FIGURE 3.29 – Corrélation entre les signaux en temps TSI\_INDRA et TINDRA\_HF en canaux bruts pour l'ensemble des événements du système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  (voir texte). Chaque ligne correspond à un décalage de la période du cyclotron.

### 3.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le couplage mécanique et électronique du spectromètre de large acceptation VAMOS avec le détecteur INDRA pour l'expérience e503. Le spectromètre VAMOS va servir à étudier isotopiquement le PLF émis à l'avant du centre de masse et INDRA à identifier les particules légères chargées émises en coïncidence. De cette manière nous pouvons étudier la topologie des collisions événement par événement. Nous avons aussi défini les différentes méthodes d'identification associées aux détecteurs, des calibrations sont néanmoins nécessaires avant une étude physique des réactions.



# Chapitre 4

## Calibrations et identifications des particules

### 4.1 Calibration et identification avec INDRA

#### 4.1.1 Calibrations des détecteurs d'INDRA

Le grand nombre de détecteurs d'INDRA ainsi que leur nature impliquent une calibration en énergie méticuleuse. L'ensemble des calibrations en énergie des détecteurs d'INDRA ont été faites dans le cadre des thèses de Mark Boisjoli et Paola Marini [52, 108]. Cette section présente un résumé du travail effectué.

Concernant les plus faibles énergies, une source émettrice de trois particules  $\alpha$  d'énergies  $E_1 = 5.149 \text{ MeV}$ ,  $E_2 = 5.479 \text{ MeV}$  et  $E_3 = 5.795 \text{ MeV}$  provenant respectivement de la désintégration du  $^{239}\text{Pu}$ , du  $^{241}\text{Am}$  et du  $^{244}\text{Cm}$  a été placée sur le porte-cible d'INDRA. Cette calibration concerne l'ensemble des détecteurs *ChIo* et *Si*, ainsi que les *CsI(Tl)* des couronnes 10 – 17 (les  $\alpha$  ne traversant pas les *Si* des couronnes 4 – 9).

Concernant les plus hautes énergies, des faisceaux secondaires de particules et fragments légers ( $1 \leq Z \leq 8$ ) ont été produits par bombardement d'une cible épaisse de production située dans la **source d'ions secondaires SISSI**<sup>1</sup> placée après **CSS2** (voir Figure 3.24). Typiquement la réaction  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  à 90  $\text{AMeV}$  est utilisée. Les ions secondaires formés sont focalisés par les solénoïdes supraconducteurs de SISSI et sélectionnés en impulsion à l'aide de différents réglages en rigidité magnétique de référence du **spectromètre  $\alpha$** , d'après la Formule 3.5. En couvrant plusieurs valeurs de  $B\rho_0$  nous disposons donc de plusieurs ions d'énergies connues. Ces ions sont ensuite envoyés vers une cible de  $^{12}\text{C}$  ou  $^{197}\text{Au}$  située sur le porte-cible d'INDRA afin d'effectuer des réactions de diffusion élastique (il est aussi possible d'observer des réactions de diffusion inélastique notamment dues au premier état excité du  $^{12}\text{C}$ ).

#### 4.1.1.1 Chambres à ionisation et détecteurs siliciums

La calibration des chambres à ionisation et des détecteurs silicium d'INDRA passe par deux étapes : il faut tout d'abord établir la relation entre le canal codé et le voltage, dans le but

---

1. Superconducting Intense Source for Secondary Ions

de compenser les éventuelles non-linéarités de la chaîne électronique, puis dans un deuxième temps établir la relation entre le voltage et l'énergie.

Les calibrations en voltage des *ChIo* et *Si* d'INDRA sont effectuées de la même manière : des rampes de tensions connues sont envoyées par un générateur d'impulsion directement vers les pré-amplificateurs des détecteurs (runs 546 et 547 de e494s). Un ajustement polynomial d'ordre deux est ensuite effectuée afin de faire correspondre les valeurs codées par le convertisseur analogique-numérique et les valeurs en tension, soit :

$$V(C) = a_0 + a_1 \cdot C + a_2 \cdot C^2 \quad (4.1)$$

avec :  $V$  la tension en volts et  $C$  le canal correspondant enregistré par le codeur.

Les calibrations en énergie à partir des voltages est effectuée à partir des énergies connues de la source trois- $\alpha$  et des protons diffusés élastiquement (formés lors de réactions précédemment citées). Un ajustement linéaire suffit pour faire correspondre les valeurs en voltage et les valeurs en énergie, soit :

$$E(C) = k \cdot V(C) \quad (4.2)$$

#### 4.1.1.2 Scintillateurs CsI(Tl)

La calibration des cristaux scintillateurs de *CsI(Tl)* est plus complexe que celle des chambres à ionisation et des détecteurs siliciums car elle requiert l'utilisation d'une fonction de réponse afin de convertir la lumière émise par le cristal en énergie. En effet le signal lumineux induit par le passage d'une particule chargée dans un scintillateur *CsI(Tl)* ne présente pas de dépendance linéaire avec l'énergie déposée, de même ce signal lumineux dépend de la charge et de la masse de la particule traversant (voir Section 3.1.2.2).

La relation entre la lumière émise par le cristal  $L$  et l'énergie  $E$  en  $MeV$  déposée par une particule chargée de masse  $A$  et charge  $Z$  dans ce dernier peut être approximée par la formule suivante :

$$L(E, Z, A) = c_1 \left[ E - c_2 \left\{ \ln \left( 1 + \frac{E}{c_2} \right) - \frac{c_4 \ln \left( \frac{E+c_2}{c_2+c_3} \right)}{1 + e^{(c_3-E)/8A}} + c_0 \ln \left( \frac{c_2}{c_2 + c_3} \right) \right\} \right] \quad (4.3)$$

avec :

- $c_0 = c_4 / [1 + e^{(c_3/8A)}]$
- $c_1 = a_0$
- $c_2 = AZ^2 a_1$
- $c_3 = A a_2$
- $c_4 = a_3 = 0.385$

et  $(a_0, a_1, a_2, a_3)$  des paramètres de calibrations, tels que  $a_0$  correspond au gain du photomultiplicateur et que les paramètres  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  dépendent des propriétés du cristal [83, 84].

Ces paramètres de calibrations sont déterminés par ajustement de la Formule 4.3 sur des énergies de référence, obtenues par collisions élastiques de faisceaux secondaires sur la cible

d<sup>197</sup>Au. Notons que la Formule 4.3 correspond au signal lumineux total du cristal scintillateur *i.e.* La réponse lumineuse totale est en fait calculée par une procédure itérative à partir des deux composantes **rapide** et **lente** mesurées expérimentalement.

Une fois l’ajustement effectué et les paramètres de calibrations estimés, l’énergie d’une particule dont la masse et la charge ont été déterminées à l’aide d’une grille d’identification est calculée en inversant la Formule 4.3.

### 4.1.2 Identification des fragments dans INDRA

L’ensemble des étapes du dépouillement d’une expérience effectuée avec le multidétecteur INDRA sont effectuées à l’aide de l’outil d’analyse de collisions d’ions lourds KALIVEDA [109]. KALIVEDA est essentiellement écrit en C++ et est lui-même basé sur l’outil d’analyse ROOT [110].

KALIVEDA comporte notamment des programmes de **calibration** et d’**identification** des particules, mais présente aussi un traitement de la **cohérence** des événements détectés. La cohérence est par exemple appliquée lorsque deux particules traversent un même télescope d’identification *Si-CsI(Tl)* et que l’une d’elle s’arrête dans le *Si* alors que l’autre s’arrête dans le *CsI* : une identification à partir des pertes d’énergie n’est alors possible qu’en identifiant premièrement la particule stoppée dans le *CsI*. Ainsi des sous-programmes traitent individuellement le comportement de chaque détecteur et chaque télescope d’identification et les résultats d’une identification sont regroupés sous des **codes d’identification** qualifiant celle-ci. Les codes d’identification principaux de KALIVEDA concernant les particules détectées dans INDRA sont présentés dans le Tableau 4.1. Les données de bonne qualité sont donc en théorie regroupés dans les codes d’identification 2 – 4 et 6.

IDCode	Détecteur/Télescope	Interprétation
0	<i>CsI(Tl)</i>	$\gamma$
1	<i>CsI(Tl)</i> (cour. 2 à 9)	$n$
2	<i>CsI(Tl)</i>	id. OK
3	<i>Si-CsI(Tl)</i>	id. OK
4	<i>ChIo-Si</i> ou <i>ChIo-CsI(Tl)</i>	id. OK
5	<i>ChIo-Si</i> ou <i>ChIo-CsI(Tl)</i>	id. incomplète (montée de Bragg, $Z_{min}$ )
6	<i>Si-CsI(Tl)</i>	id. OK par cohérence des <i>CsI(Tl)</i> (stop dans <i>Si</i> )
7	<i>ChIo-Si</i> ou <i>ChIo-CsI(Tl)</i>	id. incomplète par cohérence (stop dans <i>ChIo</i> )
8	<i>ChIo-Si</i> ou <i>ChIo-CsI(Tl)</i>	multiple comptage des <i>ChIo</i> avec arrêt
9	<i>CsI(Tl)</i> ou Phoswichs	id. incomplète ( $Z_{min}$ )
10	<i>CsI(Tl)</i>	id. 'entre les lignes' R-L
14		part. restée non identifiée (à rejeter)
15		part. rejetée

TABLE 4.1 – Codes d’identification des programmes de KALIVEDA concernant les particules détectées dans INDRA.

### 4.1.2.1 Principe des grilles d'identification

Comme expliqué Section 3.1.2 les particules chargées détectées dans INDRA sont identifiées grâce à différentes matrices d'identification. Que l'identification soit effectuée par la méthode  $\Delta E - E$  ou par l'analyse en forme des signaux, les particules à identifier se regroupent le long de lignes caractéristiques de leur charge voir leur masse. Ainsi des grilles regroupant plusieurs lignes d'identification sont mises en place dans KALIVEDA et permettent d'identifier la charge voir la masse de la particule à partir de la ligne la plus proche. Il est donc nécessaire de tracer ces grilles d'identification sur l'ensemble des télescopes d'identification d'INDRA. Notons que KALIVEDA dispose d'un environnement graphique développé dans ce but et propose de même des procédures de création automatique et ajustement des grilles d'identification [16].

En résumé la procédure d'identification de KALIVEDA permet d'attribuer la charge d'une particule chargée à partir de sa position  $(x,y)$  dans la matrice d'identification. Dans le cas où les lignes d'identification sont correctement définies, la charge attribuée à la particule est simplement celle de la ligne d'identification la plus proche. On définit alors le **PID**<sup>2</sup> comme la charge réelle (*i.e* valeur non entière) de la particule :  $PID = Z + \delta Z$  avec  $\delta Z$  la distance de la particule à la ligne la plus proche. En pratique le calcul de  $\delta Z$  tient compte des quatre lignes encadrant le point de la particule. La corrélation entre l'énergie  $E$  de la particule et le  $PID$  est aussi utilisée afin de juger de la qualité de l'identification.

### 4.1.2.2 Matrices ChIo-Si ou ChIo-CsI(Tl)

L'ensemble des grilles d'identification *ChIo-Si* ainsi que *ChIo-CsI(Tl)* ont été tracées manuellement à partir de leurs matrices respectives en canaux bruts après soustraction des piédestaux. La Figure 4.1 montre un exemple d'identification pour un télescope *ChIo-Si*.

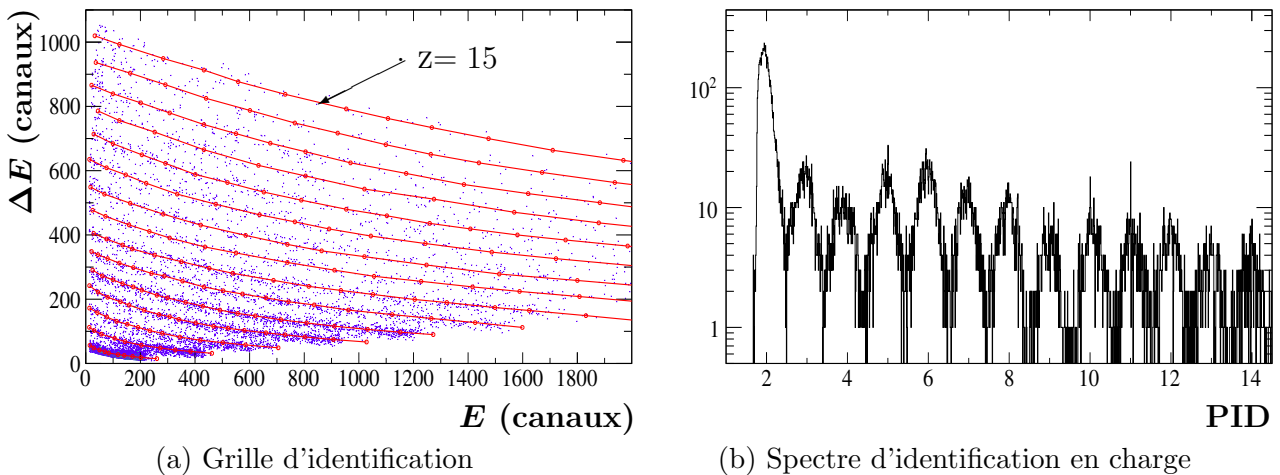


FIGURE 4.1 – Exemple d'identification des particules chargées dans les matrices *ChIo-Si* d'INDRA. La matrice provient du télescope *ChIo-Si-0717*.

---

2. Particle IDentification

### 4.1.2.3 Matrices Si-CsI(Tl)

La fonctionnelle de Tassan-Got [111] a été ajustée sur les matrices d'identification des télescopes  $Si-CsI(Tl)$  à partir de la lumière totale mesurée dans le  $CsI(Tl)$  en canaux et l'énergie du  $Si$  en canaux bruts. Soit  $f$  la fonctionnelle de Tassan-Got décrivant la relation entre la lumière  $L$  déposée dans le  $CsI(Tl)$ , la perte d'énergie  $\Delta E$  dans le  $Si$ , la charge  $Z$  et la masse  $A$  d'une particule dans un télescope  $Si-CsI(Tl)$  donné, alors :

$$\Delta E = f(L, Z, A) \quad (4.4)$$

L'identification de la particule est alors effectuée en deux étapes :

- Identification en  $Z$  : une procédure itérative est appliquée afin de minimiser la quantité  $g(Z) = f(L_{exp}, Z, A) - \Delta E_{exp}$  avec  $A$  fixé d'après  $Z$  par une formule de masse, et respectivement  $\Delta E_{exp}$  et  $L_{exp}$  la perte d'énergie dans le  $Si$  et la lumière dans le  $CsI(Tl)$  mesurées expérimentalement.
- Identification en  $A$  : si la charge  $Z$  a été correctement estimée à l'étape précédente, une autre procédure itérative est appliquée afin de minimiser la quantité  $g(A)$ .

Afin de vérifier que les différentes paramétrisations de la fonctionnelle de Tassan-Got sont correctes il convient de générer la grille d'identification à partir de la fonctionnelle afin de la superposer aux matrices d'identification expérimentales. Une identification isotopique est possible jusqu'à  $Z = 5 - 6$  selon le télescope. Un exemple est présenté Figure 4.2.

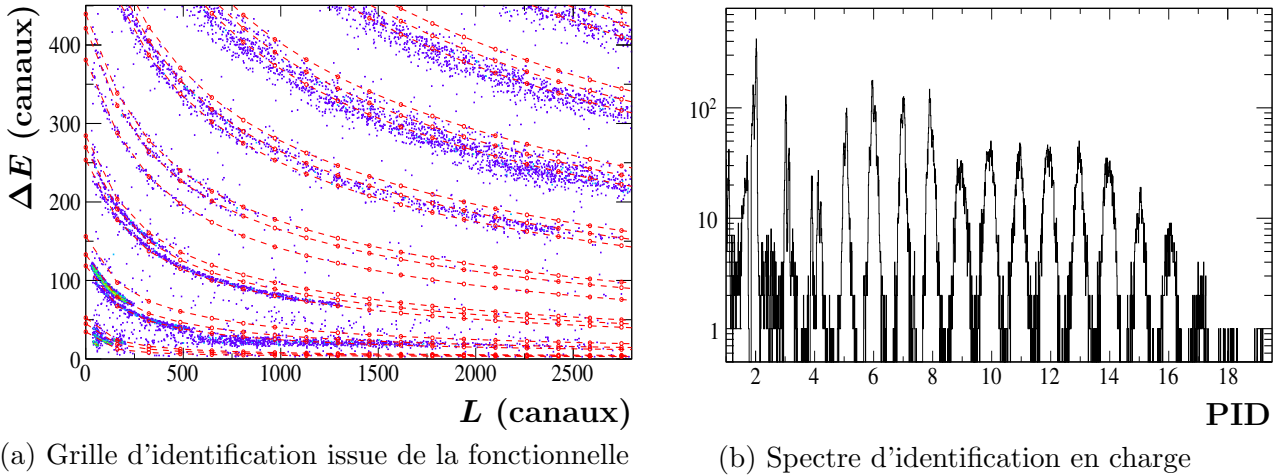


FIGURE 4.2 – Exemple d'identification des particules chargées dans les matrices  $Si-CsI(Tl)$  d'INDRA à partir de la fonctionnelle de Tassan-Got. La matrice provient du télescope  $Si-CsI(Tl)$ -0401.

### 4.1.2.4 Matrices CsI(Tl) rapide-lente

L'ensemble des grilles d'identification  $CsI(Tl)$  rapide-lentes ont été tracées manuellement et fournissent une identification isotopique des fragments légers jusqu'à  $Z = 4 - 5$  selon le détecteur. La Figure 4.3 montre un exemple de matrice  $CsI(Tl)$  rapide-lente.



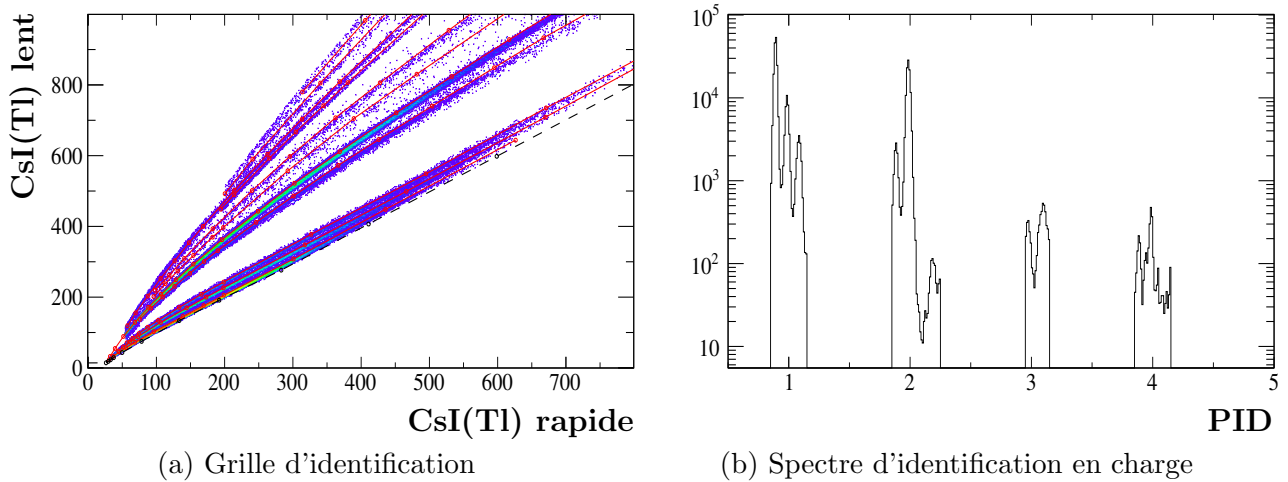


FIGURE 4.3 – Exemple d'identification des particules chargées dans les matrices rapide-lentes des scintillateurs  $CsI(Tl)$  d'INDRA. La matrice provient du détecteur  $CsI(Tl)$ -0719.

## 4.2 Calibrations et identifications avec VAMOS

Cette section porte sur la calibration des détecteurs et l'identification isotopique des particules détectées dans l'enceinte de détection Harpee de VAMOS. Pour des détails sur la géométrie et les composants du système de détection voir la Section 3.2.2.5.

### 4.2.1 Calibration des détecteurs de VAMOS

#### 4.2.1.1 Calibration en énergie de la $ChIo$ et des détecteurs $Si$

La calibration en énergie de la chambre à ionisation et du mur de détecteurs silicium de Harpee est basée sur la même technique que présentée Section 4.1.1.1. Un générateur d'impulsions a été utilisé afin d'envoyer des tensions d'amplitudes connues vers les pré-amplificateurs associés aux différents secteurs de la  $ChIo$  (run 615 de e494s) et de chacun des  $Si$  (run 448 de e503 pour les détecteurs 1 – 9 et run 449 de e503 pour les détecteurs 10 – 18). De cette manière six points de calibration ont été obtenus pour les secteurs de la  $ChIo$  et cinq points pour chacun des  $Si$ .

Concernant la  $ChIo$ , la relation entre le voltage  $V$  et le canal  $C$  codé par le convertisseur analogique-numérique correspondant est obtenue par un ajustement linéaire, soit :

$$V(C) = a_0 + a_1 \cdot C \quad (4.5)$$

Concernant les  $Si$ , la relation entre  $Volt \rightarrow Canal$  est obtenue par un ajustement avec un polynôme d'ordre deux, soit :

$$V(C) = a'_0 + a'_1 \cdot C + a'_2 \cdot C^2 \quad (4.6)$$

Les calibrations en énergie à partir des tensions est ensuite effectuée à partir des pertes d'énergies mesurées dans les secteurs de la  $ChIo$  et les  $Si$  pour des ions  $^{40}Ca$  diffusés élastiquement

par la cible de  $^{48}\text{Ca}$  (runs 583-591 de e503). Un ajustement linéaire suffit pour faire correspondre les valeurs en voltage et les valeurs en énergie, soit :

$$E(C) = k \cdot V(C) \quad (4.7)$$

#### 4.2.1.2 Calibration en énergie des scintillateurs CsI(Tl)

Comme dans le cas des scintillateurs d'INDRA (voir Section 4.1.1.2) la calibration est plus compliquée à cause de la dépendance non-linéaire de la lumière émise par le cristal en fonction l'énergie déposée de la particule le traversant. Rappelons que de même la lumière émise dépend de la nature (charge  $Z$ , masse  $A$ ) de cette particule.

Pour les  $\text{CsI}(Tl)$  de VAMOS une forme simplifiée de l'Équation 4.3 est suffisante afin de convertir la lumière  $L$  en énergie  $E$  (en  $\text{MeV}$ ), soit :

$$L(E, Z, A) = c_0 \left[ \frac{E}{AZ^2} - c_1 \ln \left( 1 + \frac{E}{c_2 AZ^2} \right) \right] \quad (4.8)$$

où  $c_0$ ,  $c_1$  et  $c_2$  sont les paramètres de calibrations et ont la même signification que ceux de l'Équation 4.3.

Dans le cas de VAMOS la masse  $A$  de la particule détectée peut être élevée contrairement au fragments légers détectés en coïncidence dans INDRA, ce qui implique possiblement de grands écarts en énergie entre deux isotopes identifiables. Ainsi la masse réelle inconnue de la particule est obtenue d'après les équations 3.17b et 3.17a. Nous obtenons ainsi dans le cas des particules identifiées par un télescope  $\text{Si-CsI}$  une dépendance cyclique entre la masse et l'énergie totale de la particule d'après l'Équation 3.17b. En résumé l'estimation de la masse réelle de la particule dépend de son énergie totale et donc de la perte d'énergie dans le  $\text{CsI}(Tl)$ , perte d'énergie qui dépend elle-même de la masse...

Afin de contourner ce problème un processus itératif a été mis en place dans KALIVEDA afin d'estimer une valeur approchée de  $A$ , cela à partir de la perte d'énergie mesurée dans le  $\text{Si}$  du télescope d'identification concerné. Plus exactement ce processus simule les pertes d'énergie d'un ensemble  $i$  de particules de masses  $A_i$  dans une gamme raisonnable (définie à partir de la charge  $Z$  obtenue par la grille d'identification du télescope) et minimise la différence entre l'énergie mesurée expérimentalement et celle simulée du détecteur  $\text{Si}$ . De cette manière il est possible d'établir une première calibration en énergie du noyau détecté. Plus de détails sur cette procédure peuvent être trouvés dans [106].

#### 4.2.1.3 Calibration en temps

Nous allons décrire dans cette partie la calibration du temps de vol du fragment détecté dans VAMOS.

Le temps de vol ( $\text{ToF} : \text{Time of Flight}$ ) de la particule détectée dans VAMOS est utilisé afin de l'identifier en masse à partir des Équations 3.17a et 3.17b (voir Section 3.2.3.2). Pour l'expérience e503 le temps de vol est calculé à partir de la différence en temps entre le signal issu du  $\text{Si}$  de Harpee touché par le fragment (soit le signal **start**) et le signal haute fréquence

de **CSS2** (soit le signal **stop**) supposé fixe et avec une période mesurée de  $T_{HF} = 116.59 \text{ ns}$  (voir Figure 4.4).

Un **convertisseur temps-amplitude** (*TAC : Time-Amplitude Converter*) a été utilisé afin de convertir la différence en temps relatif entre le signal **start** et le signal **stop** en une tension, elle-même codée à l'aide d'un convertisseur analogique-numérique.

La première étape de la calibration du temps de vol a nécessité l'étalonnage du TAC afin d'établir la relation entre le canal  $C$  codé et le temps  $t$  (en  $ns$ ) enregistré correspondant. Notons que cette étape permet seulement de calculer une différence en temps relatif entre les signaux **start** et **stop** et non un temps de vol absolu. Celle-ci a été effectuée en envoyant un ensemble d'impulsions avec une période fixée connue de  $10 \text{ ns}$ .

La relation *Canal*  $\rightarrow$  *Temps* utilisée est la suivante :

$$t(C) = a_0 + a_1 \cdot C + a_2 \cdot (C - a_3)^2 \quad (4.9)$$

La deuxième étape consiste à utiliser un temps de vol connu afin d'appliquer un ajustement sur le temps de vol relatif obtenu à la première étape. Connaissant la distance entre la cible et le mur de siliciums de Harpee (voir Tableau 3.3) une mesure en temps de la diffusion élastique du  $^{40}\text{Ca}$  sur la cible de  $^{48}\text{Ca}$  dans l'enceinte de détection a été effectuée et simulée, afin de calculer à chaque étape les pertes d'énergie du  $^{40}\text{Ca}$  et déterminer son temps de vol théorique.

D'après la Figure 4.4 nous avons la relation suivante :

$$ToF = ToF_{el} + t_{el} - t = T_0 - t \quad (4.10)$$

où :

- $ToF$  et  $ToF_{el}$  sont respectivement le temps de vol absolu du fragment inconnu détectée dans VAMOS et le temps de vol théorique du noyau de  $^{40}\text{Ca}$  obtenu à l'aide des simulations.
- $t$  et  $t_{el}$  sont les temps relatifs entre le **start** et le **stop** issus du TAC pour respectivement le fragment inconnu et le  $^{40}\text{Ca}$  élastique (et convertis en  $ns$  d'après l'Équation 4.9).
- $T_0$  correspond à l'ajustement en  $ns$  à appliquer afin d'obtenir le temps de vol absolu.

Notons que la calibration du temps de vol ne tient pas compte des changements de fonctionnement du cyclotron qui entraînent une possible modification de la haute fréquence, ni du retard inhérent à la chaîne électronique du mur de siliciums, ni d'un possible décalage du temps de vol si celui-ci est plus long que la période du cyclotron. Ces altérations ne sont pas négligeables et leur correction est abordées Section 4.2.2.4.

## 4.2.2 Identification des fragments de VAMOS

Le principe de l'identification des fragments détectés dans VAMOS a été présenté Section 3.2.3.2. La procédure suivante, inspirée de [93], a été mise en place dans KALIVEDA afin d'effectuer l'identification des fragments événement par événement pour l'expérience e503 :

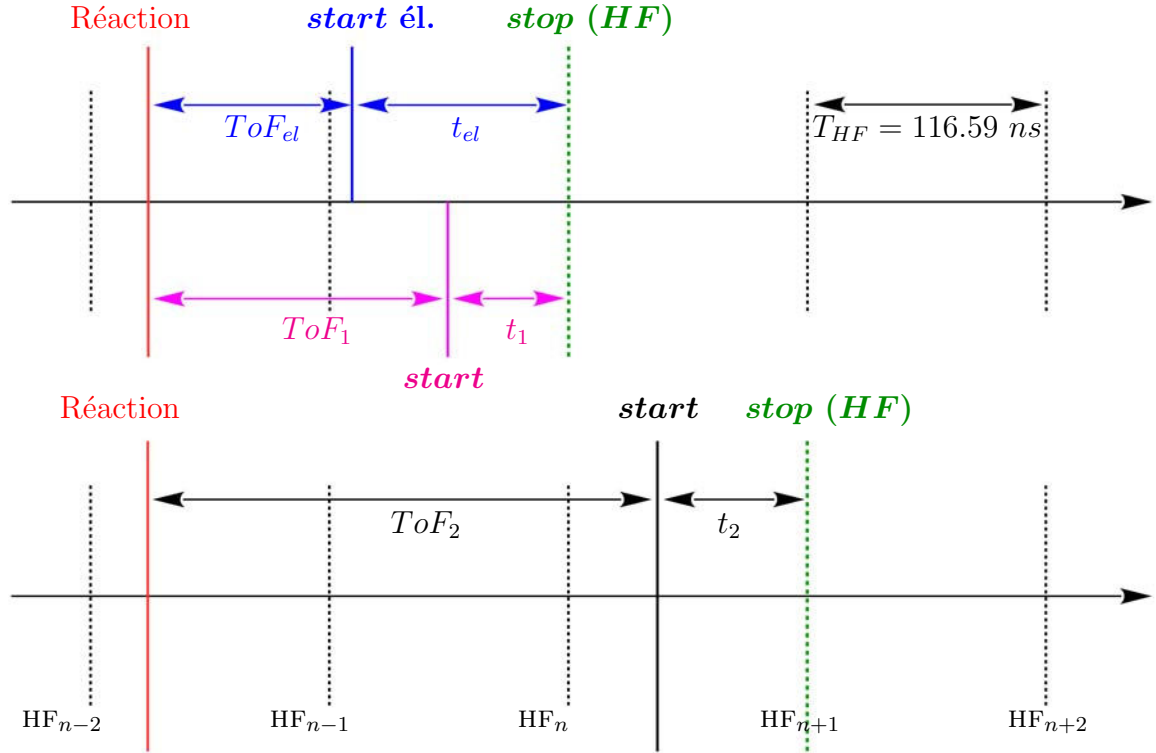


FIGURE 4.4 – Illustration de la mesure expérimentale du temps de vol à l’aide du TAC, les périodes du cyclotron sont représentées en pointillés (voir texte). La figure du haut illustre l’ajustement à appliquer afin d’obtenir le temps de vol absolu à partir du temps de vol théorique du  $^{40}\text{Ca}$  élastique. La figure du bas illustre un cas où le temps de vol est plus long qu’une période cyclotron : il en résulte que le temps calibré est plus court et doit être corrigé en lui ajoutant une période cyclotron.

- (i) Reconstruction des observables au plan focal  $(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$  à partir des positions mesurées dans les deux chambres à dérive.
- (ii) Reconstruction des angles d’émission au point cible  $(\theta_i, \phi_i)$ , de la rigidité magnétique  $B\rho$  et du chemin  $L$  de la particule à partir des quatre paramètres précédents.
- (iii) Identification en charge  $Z$  de la particule à partir des pertes d’énergie mesurées dans les différents télescopes de VAMOS.
- (iv) Calcul du temps de vol  $ToF$  de la particule.
- (v) Calcul des observables  $A/Q$  et  $A_E$  à partir des relations 3.17a et 3.17b et de la vitesse  $v = L/ToF$  du fragment.
- (vi) Identification en état de charge  $Q$  et en masse  $A$  à partir des distributions en  $A_E$  et  $A/Q$ .

Nous allons détailler dans la suite l’ensemble des différentes étapes d’identification implémentées dans KALIVEDA tout en gardant à l’esprit que plusieurs corrections ont été appliquées afin d’obtenir les données finales.

#### 4.2.2.1 Reconstruction des observables au plan focal de VAMOS

La reconstruction des trajectoires des fragments dans VAMOS est effectuée à partir des positions  $(x_f, y_f)$  et angles  $(\theta_f, \phi_f)$  mesurées au plan focal de VAMOS, soit dans le référentiel

de la trajectoire de référence. Les observables  $(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$  sont de même calculées à partir des trajectoires mesurées dans les deux chambres à dérive situées de part et d'autre du plan focal et présentées Section 3.2.2.5.

La position  $x_f$  et l'angle  $\theta_f$  sont obtenus à partir des distributions en charge mesurées sur les deux rangées de plans de cathodes segmentées de chacune des chambres à dérive (soient quatre points mesurés).

Dans KALIVEDA, la position  $x_{ij}$  en *cm* du fragment sur la rangée  $j$  de la chambre à dérive  $i$  peut être obtenue par deux méthodes :

- une moyenne pondérée par la charge de chacune des cathodes. De cette manière une valeur non entière de la cathode moyenne touchée est extraite et la position en *cm* est obtenue directement à partir de la largeur des cathodes (nous avons opté pour cette méthode pour l'ensemble des résultats présentés dans la thèse).
- l'application de la méthode des sécantes hyperboliques<sup>3</sup> [112, 113] pour les trois cathodes présentant un maximum de collection de charges.

La position en  $y_f$  et l'angle  $\phi_f$  sont obtenus à partir de la mesure du temps de dérive des électrons jusqu'aux anodes (soient deux points mesurés).

Un ajustement linéaire est ensuite effectué afin d'établir la relation entre la position  $x$  ou la position  $y$  de la particule en fonction de sa position  $z$ , soit :

$$\begin{cases} x(z) = a_0 + a_1 \cdot z & (4.11a) \\ y(z) = b_0 + b_1 \cdot z & (4.11b) \end{cases}$$

où  $z$  correspond à la position sur l'axe ( $Oz$ ) de chaque rangée de chaque chambre à dérive pour l'Équation 4.11a ou à la position sur l'axe ( $Oz$ ) du centre de chacune des chambre à dérive pour l'Équation 4.11b.

Ainsi nous avons pour  $z = z_f = 0$  :

$$\begin{cases} x_f = a_0 & (4.12a) \\ y_f = b_0 & (4.12b) \end{cases}$$

Les incertitudes moyennes issues de l'ajustement linéaire sont de  $\Delta x_f = 0.25 \text{ mm}$  et  $\Delta y_f = 0.92 \text{ mm}$ .

De même pour  $z = 1 \text{ cm}$  :

$$\begin{cases} x_1 = x_f + a_1 & (4.13a) \\ y_1 = y_f + b_1 & (4.13b) \end{cases}$$

Ainsi le vecteur  $\mathbf{v}(x_1 - x_f, y_1 - y_f, z_1 - z_f) = (a_1, b_1, 1)$  est un vecteur directeur de la trajectoire de la particule au plan focal et d'après la Figure A.1 :

$$\begin{cases} \theta_f = \text{Arctan} \left( \frac{v_x}{v_z} \right) & (4.14a) \\ \phi_f = \text{Arcsin} \left( \frac{v_y}{\|\mathbf{v}\|} \right) & (4.14b) \end{cases}$$

---

3. Hyperbolic Secant Squared method

### 4.2.2.2 Reconstruction des trajectoires au point cible

Comme expliqué dans la Section 3.2.2.4 les corrections des aberrations de grands ordres est effectuée à l'aide de la reconstruction des trajectoires à partir des coordonnées mesurées expérimentalement au plan focal.

Au sein de la collaboration VAMOS les trajectoires sont reconstruites en utilisant les cartes de champs générées par TOSCA lors de la conception du spectromètre, combinées au code de reconstruction de trajectoires ZGOUBI [114, 115] basé sur l'intégration numérique de l'Équation de Newton-Lorentz 3.6. De cette manière il est possible de simuler la trajectoire des particules sur l'ensemble de l'acceptance du spectromètre afin de lier les coordonnées mesurées au plan focal  $(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f)$  à leurs coordonnées initiales d'intérêt physique (angles d'émission au point cible  $(\theta_i, \phi_i)$ , rigidité magnétique  $B\rho$  et chemin  $L$  parcouru par la particule entre la cible et le plan focal). Ces simulations sont basées sur la description des particules sous forme de vecteurs dans une base curviligne, présentée dans la Section 3.2.1.3.

Notons qu'en pratique les coordonnées angulaires initiales utilisées dans ZGOUBI sont les angles du fragment à l'entrée de VAMOS notés  $(\theta_V E, \phi_V E)$ , la reconstruction au point cible est ainsi effectuée à partir de  $(\theta_V E, \phi_V E)$  et de l'angle de rotation de VAMOS par rapport à l'axe du faisceau, noté  $\theta_{vamos}$ .

Nous allons présenter succinctement dans cette section deux des méthodes de reconstruction largement utilisées dans la communauté VAMOS, toutes deux basées sur un ajustement polynomial entre les variables d'entrée et de sortie des simulations, avant de présenter la méthode mise au point dans KALIVEDA pour les expériences e503 et e494s.

#### Ajustement polynomial global :

Cette méthode a été utilisée par la communauté VAMOS jusqu'à environ 2008 [93, 94, 104]. Elle est basée sur une procédure numérique afin de calculer, en couvrant toute l'acceptance du spectromètre, une relation polynomiale entre les quatre quantités mesurées au plan focal  $(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f)$  et les quantités à reconstruire  $(\theta_i, \phi_i, \delta, L)$ . Ainsi pour chaque particule détectée au plan focal, les observables à reconstruire vérifient le système suivant :

$$\begin{cases} \theta_i = F_1^N(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f) \\ \phi_i = F_2^N(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f) \\ L = F_3^N(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f) \\ \delta = F_4^N(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f) \end{cases} \quad (4.15)$$

où  $N = 7$  est l'ordre du polynôme couramment utilisé.

Le Système 4.15 peut être vu comme une reformulation du Système 3.10. Ainsi pour toute quantité  $X$  à reconstruire nous avons l'expression suivante :

$$X = \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=7} C_{i,j,k,l}^X \cdot x_f^i \cdot \theta_f^j \cdot y_f^k \cdot \phi_f^l \quad (4.16)$$

avec  $X = \theta_i, \phi_i, L$  ou  $\delta$  et les coefficients  $C_{i,j,k,l}^X$  sont déterminés par ajustement de trajectoires calculées dans ZGOUBI sur les polynômes. Notons que ces coefficients sont directement liés au termes des tenseurs des composants optiques du spectromètre.

Du fait de la dimension de l'espace des phases et des corrélations entre les observables, cette méthode présente des divergences aux limites de l'acceptance du spectromètre (voir Figure 4.8).

### Ajustement polynomial local :

Afin de réduire la complexité de la méthode précédente et éviter les divergences aux limites de l'acceptance qu'elle implique, une nouvelle méthode employée par la communauté VAMOS consiste à décomposer l'espace des phases en un grand nombre de cellules [93, 94] de même dimension. De cette manière seulement un échantillon des trajectoires simulées par ZGOUBI et donnant des coordonnées au plan focal les plus proches des coordonnées expérimentales est sélectionné ( $\sim 125$  trajectoires). Ainsi les trajectoires de cet échantillon sont utilisées afin d'obtenir les coefficients d'un système de polynômes indépendants, similaire à 4.15 mais d'ordre  $N = 3$  seulement.

Cette méthode permet d'estimer beaucoup moins de coefficients que la première méthode.

### Application aux expériences e503 et e494s :

Si la méthode polynomiale globale a été employée lors des premières analyses des expériences e503 et e494s [52, 106, 108], nous avons pu observer un certain nombre d'incohérences et divergences dans les observables reconstruites (voir Figure 4.8). De même la méthode polynomiale locale n'était pas encore utilisée par la communauté VAMOS au moment de ces précédentes analyses. Nous avons donc mis en place dans KALIVEDA une procédure inspirée de la deuxième méthode afin de mettre à jour les données des expériences e503 et e494s.

Cette étape a été importante pour nous familiariser avec l'utilisation de ZGOUBI ainsi que pour comprendre la relative importance des observables au plan focal pour la reconstruction.

Cette nouvelle procédure utilise une base de données très dense de trajectoires simulées avec ZGOUBI, couvrant l'ensemble de l'espace des phases au plan focal  $(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f)$  expérimental. Notons que les incertitudes sur les mesures expérimentales limitent le nombre de trajectoires nécessaires à la reconstruction. Nous présentons dans la suite de cette section une illustration 2D très simpliste de cette procédure divisée en quatre étapes.

**Première étape :** L'espace des observables au plan focal constitué par l'ensemble des trajectoires de la base de données est divisé en un nombre  $N_c$  de cellules, tel que

$N_c = Nx_f \cdot N\theta_f \cdot Ny_f \cdot N\phi_f$ , avec  $Nx_f, N\theta_f, Ny_f$  et  $N\phi_f$  le nombre de pas associés à chaque observable.

**Deuxième étape :** La deuxième étape de la méthode consiste en une procédure itérative afin de trouver un nombre  $n_{max}$  de trajectoires dans la base de données dont les observables au plan focal sont proches de celles du point expérimental à reconstruire  $(x_f^{exp}, \theta_f^{exp}, y_f^{exp}, \phi_f^{exp})$ . L'initialisation de cette procédure commence par la sélection des trajectoires contenues dans la cellule de la base de données dans laquelle se trouve le point expérimental (connaissant le domaine de définition et le nombre de pas choisis pour diviser la base de données ce point est

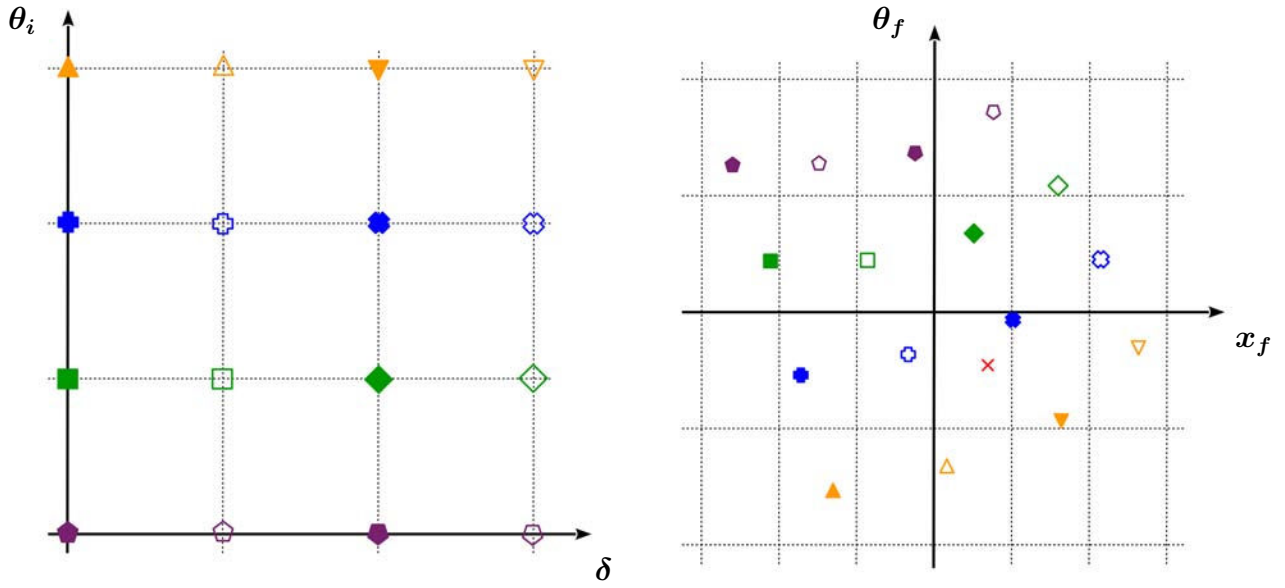


FIGURE 4.5 – Illustration à 2D de la première étape de la méthode de reconstruction des trajectoires dans VAMOS utilisée pour l'expérience e503. Chaque forme géométrique représente une trajectoire simulée de la base de données. La croix représente les coordonnées au plan focal de la particule détectée expérimentalement à reconstruire. La figure de gauche représente l'espace des phases d'entrée de ZGOUBI ayant servi à construire la base de données. La figure de droite représente l'espace des phases au plan focal du spectromètre, en sortie de ZGOUBI, et qui a été divisé en un nombre  $N_c$  de cellules.

facilement obtenu).

Ensuite à chaque étape itérative la recherche de trajectoires est étendue aux cellules les plus adjacentes de l'étape précédente jusqu'à l'obtention de  $n_{max}$  trajectoires.

Une distance caractéristique  $d_i$  entre chaque trajectoire  $i$  retenue et le point expérimental à reconstruire est ensuite calculée, telle que :

$$d_i = \sqrt{(x_f^{exp} - x_f^i)^2 + (\theta_f^{exp} - \theta_f^i)^2 + (y_f^{exp} - y_f^i)^2 + (\phi_f^{exp} - \phi_f^i)^2} \quad (4.17)$$

**Troisième étape :** La troisième étape de la méthode consiste à tester différentes interpolations des observables au plan focal à partir de combinaisons des trajectoires retenues à la deuxième étape. Ces interpolations sont effectuées à partir d'une moyenne pondérée, par les distances caractéristiques, des combinaisons de  $k$  trajectoires parmi  $n_{max}$ , soient  $C_{n_{max}}^k$ . Si  $X = x_f, \theta_f, y_f$  ou  $\phi_f$  représente une observable du plan focal alors sa valeur interpolée pour la combinaison ( $i$ ) de  $k$  trajectoires parmi  $n_{max}$ , est donnée par l'équation suivante :

$$\overline{X}_k^{(i)} = \frac{\sum_{j=1}^k \frac{X_j}{d_j}}{\sum_{j=1}^k \frac{1}{d_j}} \quad (4.18)$$



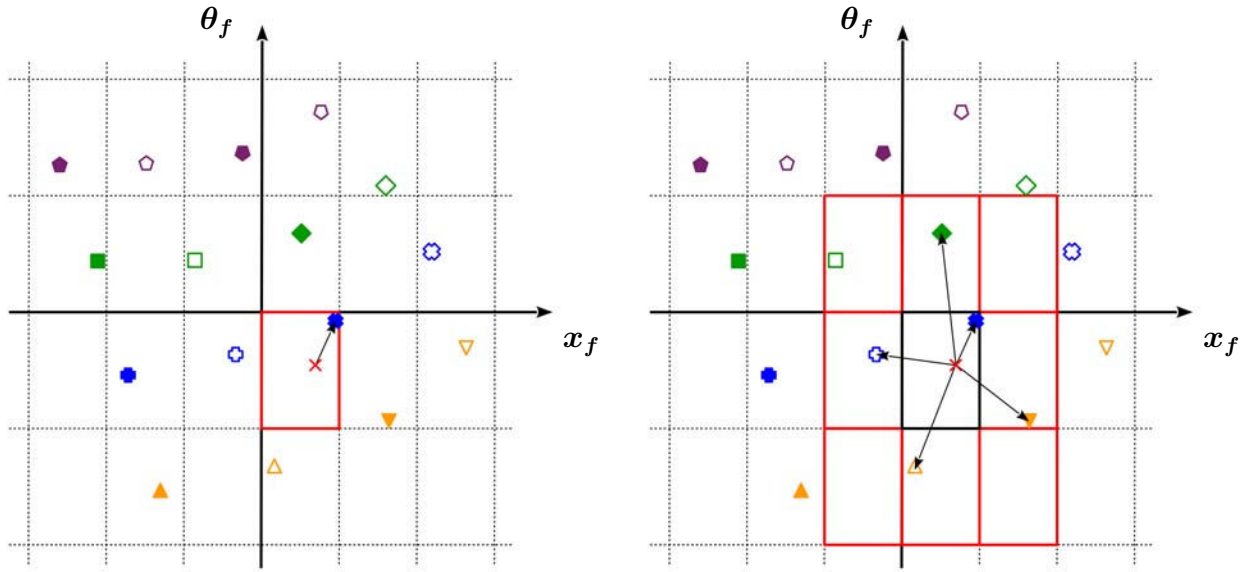


FIGURE 4.6 – Illustration à 2D de la procédure itérative de la deuxième étape de la méthode de reconstruction des trajectoires dans VAMOS utilisée pour l’expérience e503. Dans cet exemple nous considérons  $n_{max} = 5$ . La croix représente les coordonnées au plan focal de la particule détectée expérimentalement à reconstruire. Les distances caractéristiques correspondent aux normes des vecteurs tracés. La figure de gauche représente l’initialisation de la méthode dans la cellule contenant la trajectoire expérimentale, il n’y a donc qu’une seule trajectoire retenue. La figure de droite représente la première itération qui étend la recherche de trajectoires aux cases adjacentes de la cellule initiale, le nombre maximal  $n_{max} = 5$  de trajectoires retenues est atteint.

Par exemple si  $k = 3 \leq n_{max}$ , l’interpolation de la variable au plan focal  $X$  pour la combinaison  $i = (2, 4, 5)$  de trajectoires est :

$$\overline{X}_k^{(i)} = \overline{X}_3^{(2,4,5)} = \frac{\frac{X_2}{d_2} + \frac{X_4}{d_4} + \frac{X_5}{d_5}}{\frac{1}{d_2} + \frac{1}{d_4} + \frac{1}{d_5}} \quad (4.19)$$

Finalement seule la combinaison de trajectoires ( $i$ ) minimisant la distance  $D^{(i)}$  suivante est retenue :

$$D^{(i)} = \sqrt{\left(x_f^{exp} - \overline{x}_f^{(i)}\right)^2 + \left(\theta_f^{exp} - \overline{\theta}_f^{(i)}\right)^2 + \left(y_f^{exp} - \overline{y}_f^{(i)}\right)^2 + \left(\phi_f^{exp} - \overline{\phi}_f^{(i)}\right)^2} \quad (4.20)$$

**Quatrième étape :** La quatrième et dernière étape de la méthode consiste à utiliser la combinaison de trajectoires obtenue à la troisième étape afin d’interpoler chacune des observables d’entrée de ZGOUBI ( $\delta, \theta_i, \phi_i$ ). Chacune des interpolations est encore basée sur le calcul d’une moyenne pondérée par les distances caractéristiques obtenues à la deuxième étape.

**Comparaison des méthodes :**

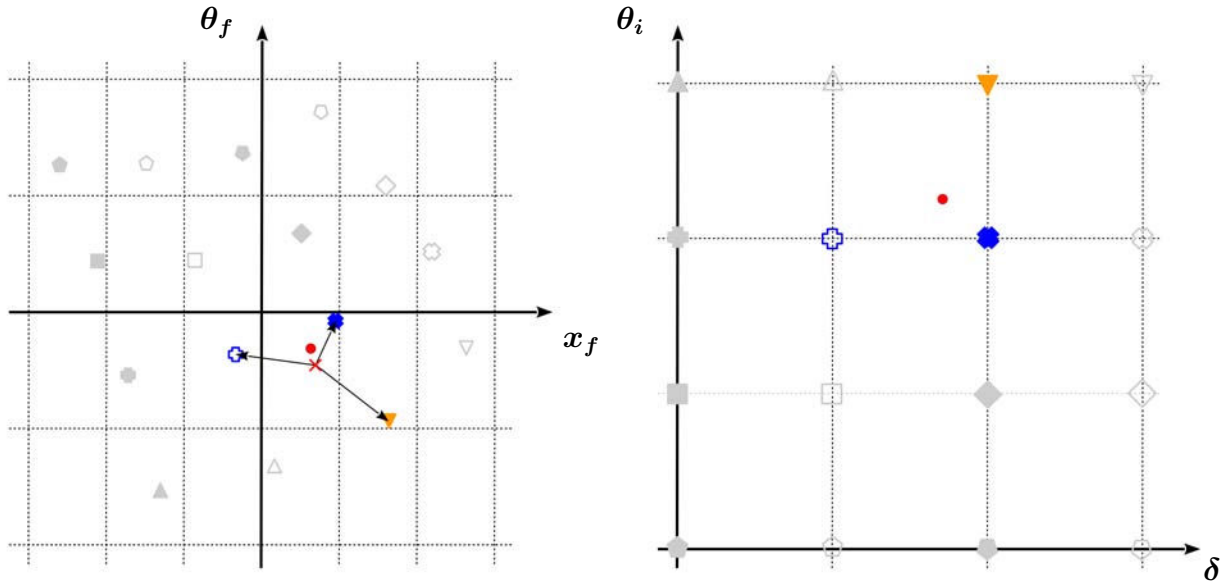


FIGURE 4.7 – Illustration à 2D des troisième et quatrième étapes de la méthode de reconstruction des trajectoires dans VAMOS utilisée pour l’expérience e503. La figure de gauche montre le résultat de l’interpolation de la troisième étape de la reconstruction. Le cercle représente la trajectoire interpolée au plan focal, sur une combinaison de trois trajectoires dans cet exemple, la plus proche de celle expérimentale. La figure de droite montre le résultat de la reconstruction des coordonnées initiales de la particule à partir de la combinaison de trajectoires obtenue à la troisième étape. Le cercle représente les observables initiales à l’entrée de VAMOS attribuées la trajectoire mesurée expérimentalement au plan focal.

Afin de comparer les résultats des reconstructions obtenues avec l’ajustement polynomial global et la nouvelle méthode implémentée dans KALIVEDA, nous avons généré un fichier d’environ 300000 trajectoires aléatoirement distribuées sur le domaine d’acceptance du spectromètre. Les graphiques regroupés Figure 4.8 montrent les limites de la méthode polynomiale et l’efficacité de la nouvelle méthode implémentée dans KALIVEDA.

#### 4.2.2.3 Identification en charge des fragments dans VAMOS

L’identification en charge des fragments dans VAMOS est basée sur la méthode  $\Delta E - E$  présentée Section 3.1.2.1. Comme pour INDRA les résultats des programmes et sous-programmes d’identification de VAMOS dans KALIVEDA présentent un ensemble de **codes d’identification** spécifiques, dont les significations sont présentées dans le Tableau 4.2. Des grilles d’identification propres aux télescopes de VAMOS ont été tracées afin de déterminer la charge de la particule à partir de la ligne la plus proche.

#### Matrices Si-CsI(Tl) :

Les matrices  $S_i\text{-CsI}(Tl)$  de VAMOS sont obtenues en corrélant l’énergie perdue dans les détecteurs  $S_i$  en  $MeV$  avec la lumière totale  $L$  dans les scintillateurs en canaux bruts (après soustraction du piédestal). La Figure 4.9 présente un exemple de carte d’identification.

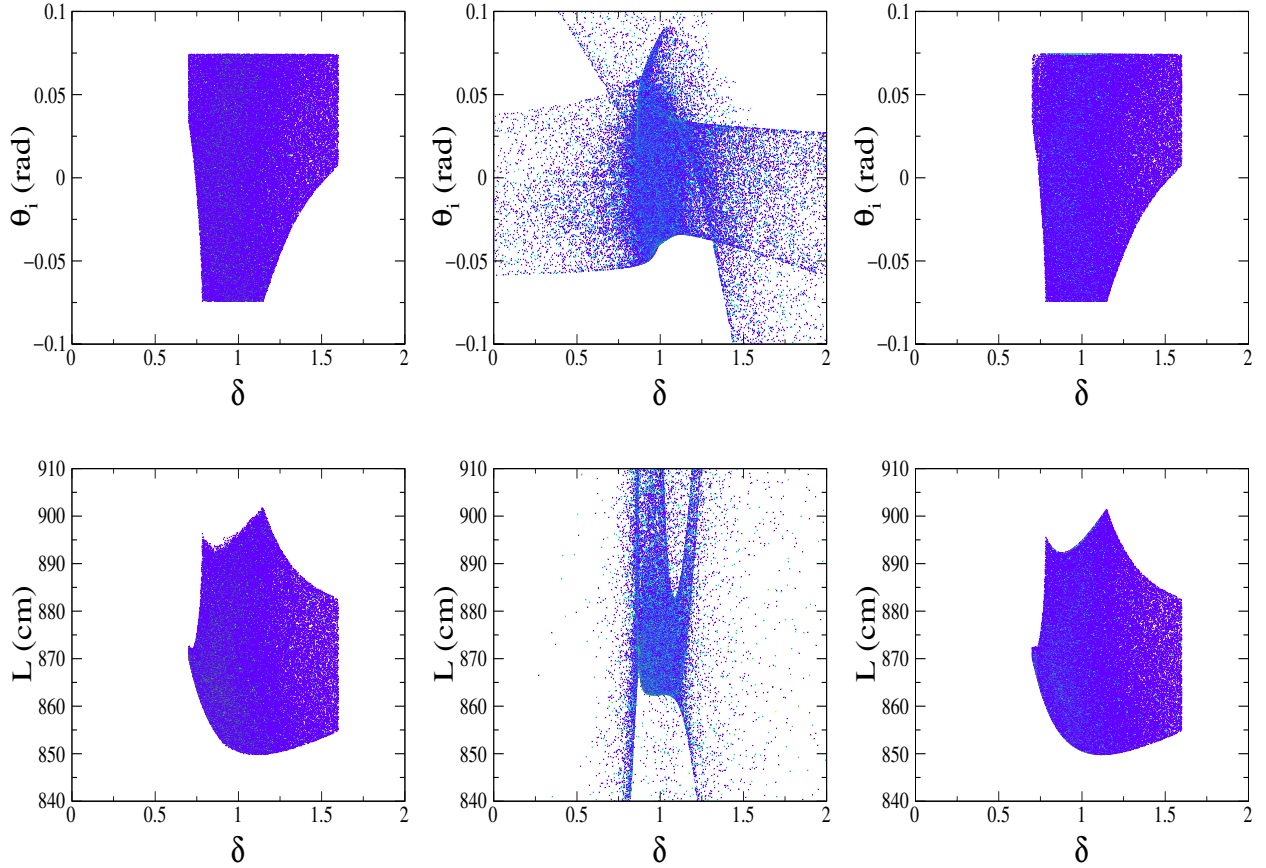


FIGURE 4.8 – Comparaison entre la méthode de reconstruction polynomiale et la nouvelle méthode implémentée dans KALIVEDA pour les observables  $(\delta, \theta_i)$  et  $(\delta, L)$ . Des trajectoires aléatoires ont été simulées avec ZGOUBI avant de leur appliquer les deux méthodes de reconstruction. La figure de gauche correspond aux observables à reproduire, la figure centrale aux observable reconstruites avec la méthode polynomiale et la figure de droite aux observables reconstruites avec la nouvelle méthode.

VIDCode	Télescope	Interprétation
3	<i>Si-CsI(Tl)</i>	id. OK
4	<i>ChIo-Si</i>	id. OK et part. au-dessus de la ligne <i>punch-through</i>
11	<i>ChIo-Si</i>	part. au-dessous de la ligne <i>punch-through</i>
14		part. restée non identifiée (à rejeter)
15		part. rejetée

TABLE 4.2 – Codes d'identification en charge des programmes de KALIVEDA concernant les particules détectées dans VAMOS.

### Matrices *ChIo-Si* :

Les matrices *ChIo-Si* de VAMOS sont obtenues en corrélant l'énergie perdue dans le secteur de la *ChIo* avec l'énergie résiduelle du détecteur *Si* correspondant, toutes deux en *MeV*.

Il a été nécessaire de définir des lignes de séparation des zones de rebroussement (ou *punch-*

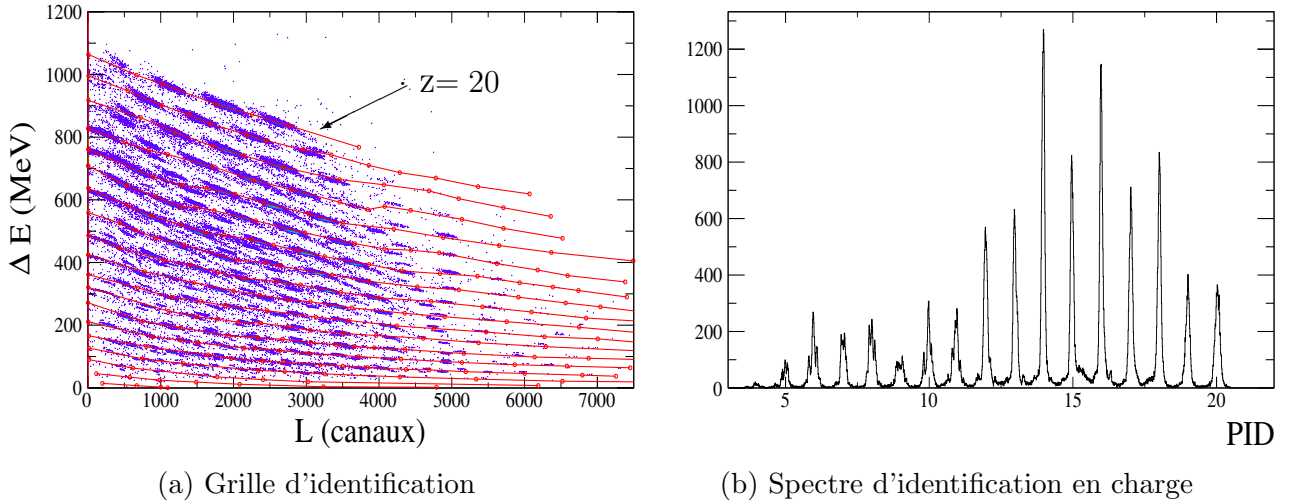


FIGURE 4.9 – Exemple d'identification en charge des fragments de VAMOS dans les matrices  $Si-CsI(Tl)$ . La matrice provient du télescope  $Si-CsI(Tl)$ -1841 pour la réaction  $^{40}Ca + ^{48}Ca$  à  $35 MeV.A^{-1}$ .

*through*), zones pour lesquelles les particules ne sont pas identifiables complètement (voir Section 3.1.2.1). Ces lignes ont été tracées graphiquement et attribuées à chacun des télescopes à partir des matrices  $ChIo-Si$  des événements pour lesquels l'identification a été effectuée par un télescope  $Si-CsI(Tl)$ , donc pour lesquelles les fragments ont traversé le  $Si$ . Notons que puisque la définition de ces zones de rebroussement est graphique, cela implique qu'il n'est pas impossible d'attribuer des particules à la zone de rebroussement alors qu'elles ne devraient pas l'être et inversement. Pour parer cette éventualité nous allons considérer l'ensemble des particules *punch-through* dans le reste de l'analyse mais en leur attribuant un code d'identification spécifique. La Figure 4.10 présente un exemple d'un tel type de carte d'identification.

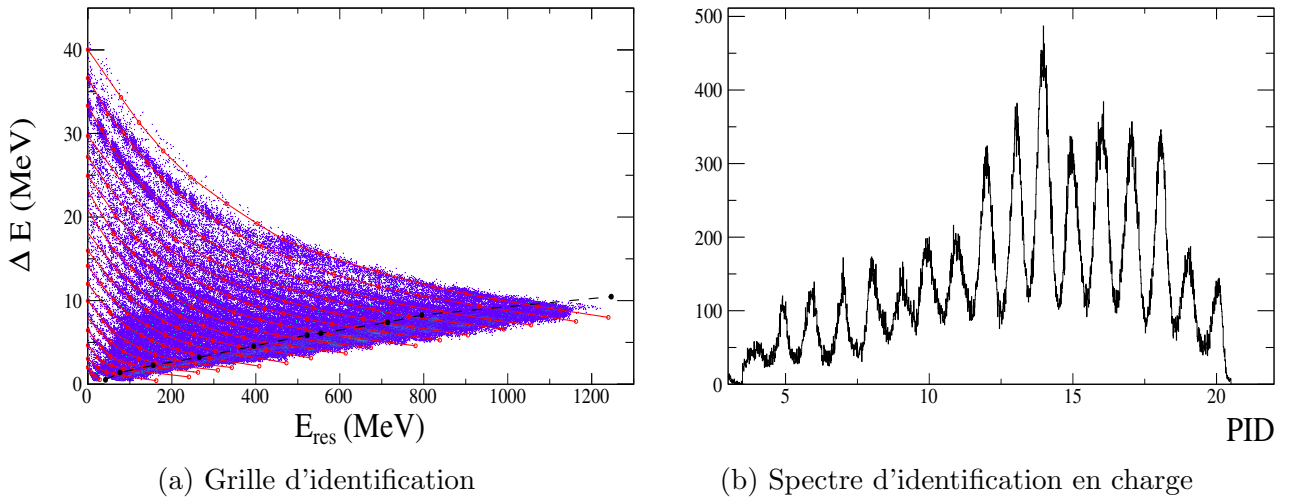


FIGURE 4.10 – Exemple d'identification en charge des fragments de VAMOS dans les matrices  $ChIo-Si$ . La matrice provient du télescope  $ChIo-Si$ -0414 pour la réaction  $^{40}Ca + ^{48}Ca$  à  $35 MeV.A^{-1}$ . La ligne en pointillés sur la figure de gauche correspond à la ligne de démarcation des *punch-through* (**VIDCode11**).

#### 4.2.2.4 Calcul et corrections du temps de vol

Comme abordé dans la Section 4.2.1.3 la calibration seule du temps de vol ne tient pas compte d'un certain nombre de paramètres expérimentaux tels que : la variation de la période du cyclotron qui est visible au sein d'un même run, le retard inhérent à la chaîne électronique des détecteurs siliciums ainsi que le décalage du temps de vol si celui-ci est plus long que la période du cyclotron.

Nous avons de plus remarqué dans le cas de l'expérience e503 la présence d'un dédoublement du temps de vol que nous expliquons par un mauvais réglage de l'appareil de mesure de la période haute fréquence du cyclotron, qui mesurait aléatoirement le signal **stop** sur la montée ou la descente du signal sinusoïdal (voir Figure).

Nous allons donc présenter dans cette section les corrections apportées au temps de vol calibré (voir Section 4.2.1.3), corrections sans lesquelles une exploitation complète des données serait impossible. Ces corrections se divisent en quatre corrections distinctes et successives :

- L'ajout d'un décalage, dépendant du run, au temps de vol afin de corriger des variations de fonctionnement du cyclotron.
- Une correction de la période haute fréquence du cyclotron à partir des mesures d'énergies.
- Une correction des dédoublements du temps de vol à partir de coupures graphiques.
- L'ajustement du temps de vol en fonction de la charge identifiée afin de tenir compte des défauts de l'électronique.

Notons de plus qu'une partie des corrections apportées nécessitent l'identification préalable de la charge de la particule ainsi que la reconstruction de sa trajectoire.

#### Correction des variations de la fréquence du cyclotron :

Le temps de vol initial est issu de la calibration présentée Section 4.2.1.3, or cette dernière est effectuée en supposant que la période du cyclotron est constante, ce qui n'est évidemment pas le cas sur une campagne de plus de deux semaines de mesures. Nous pouvons de même observer des variations au sein d'un même run sur les distributions bidimensionnels de  $A_E$  et  $A/Q$ .

La solution proposée afin de résoudre ce problème est d'ajouter au temps de vol calibré un ajustement dépendant du run (ainsi que du  $Si$  touché de Harpee) afin de repositionner sur  $A/Q = 2$  les pics élastiques possiblement décalés d'un run à l'autre. Nous avons porté notre choix uniquement sur les pics élastiques car ils présentent une grande statistique, et sur l'observable  $A/Q$  car si nous considérons que la reconstruction de la trajectoire est correcte (ce qui est toutefois discutable) *i.e* les observables reconstruites  $B\rho$  et  $L$  sont correctement définies, alors la principale source d'incertitude provient de la mesure du temps de vol.

#### Correction de la période haute fréquence du cyclotron :

Une fois l'ajustement précédent défini, nous appliquons une nouvelle modification au temps de vol afin de corriger les possibles décalages de la période du cyclotron. Ces corrections concernent plus particulièrement les particules moins énergétiques identifiées dans les télescopes *ChIo-Si* de VAMOS. Comme le montre la Figure 4.4, un temps de vol plus long qu'une période

haute fréquence du cyclotron est codé par le TAC sur un temps plus court qu'attendu. Cet effet est notamment visible si l'on représente la corrélation entre  $A_E$  (voir Équation 3.17b) et  $A/Q$  (voir Équation 3.5) ou si l'on représente la corrélation entre la somme  $\Delta E$  des énergies mesurées dans la *ChIo* et le *Si* et le temps de vol. La Figure 4.11 montre un exemple de telles corrélations, nous y observons notamment qu'une simple coupure graphique sur la zone d'intérêt ne permet pas de corriger des décalages de la période du cyclotron car cette zone contient potentiellement plusieurs  $n_{HF}$  différentes. Afin de parer ce problème nous avons ajouté dans KALIVEDA une

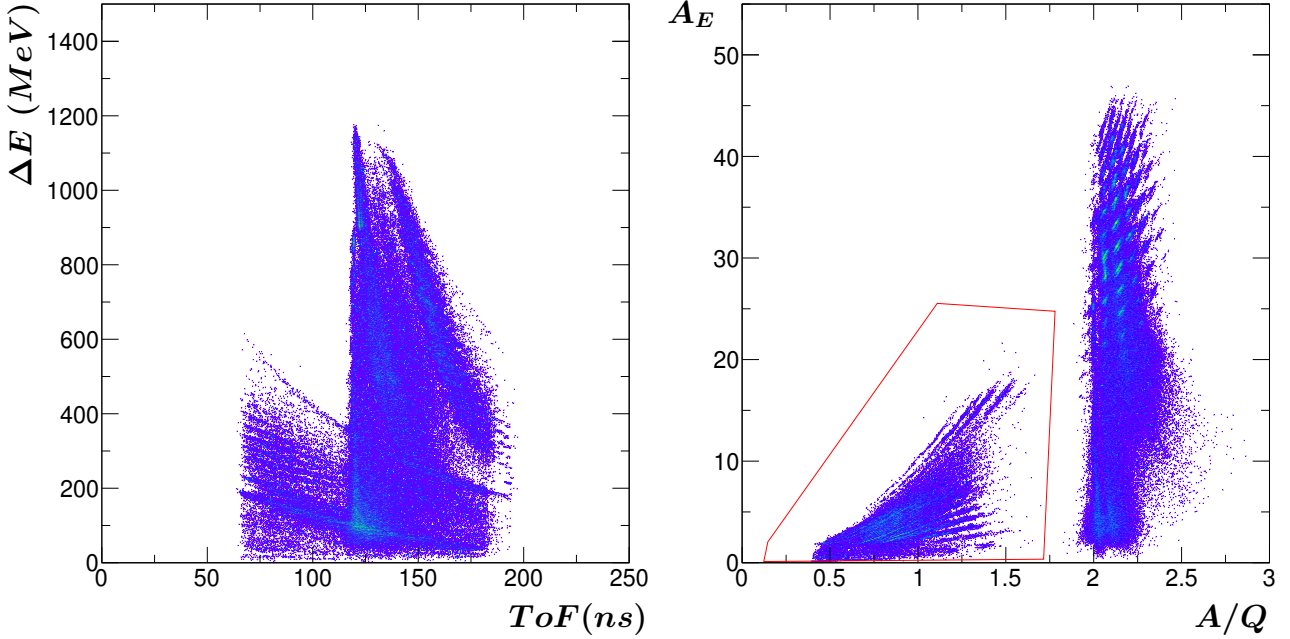


FIGURE 4.11 – Mise en évidence du décalage de la période cyclotron sur le calcul du temps de vol pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ , la zone à corriger est encadrée sur la figure de droite.

méthode permettant d'estimer un nombre  $n_{HF}$  de périodes cyclotrons à ajouter au temps de vol, cela à partir des pertes d'énergies mesurées.

Soit  $ToF^f$  le temps de vol corrigé de  $n_{HF}$  fois la période  $T_{HF}$  ( $= 116.59 \text{ ns}$ ) du cyclotron et  $ToF_i$  le temps de vol initial issu de l'étape précédente, nous avons alors :

$$\begin{cases} ToF^f = ToF_i + \Delta T & (4.21a) \\ \Delta T = n_{HF} \cdot T_{HF} & (4.21b) \end{cases}$$

Nous pouvons de même estimer l'énergie cinétique  $E_K^f$  de la particule corrigée à partir du temps de vol corrigé, à condition d'estimer sa masse.

$$\begin{cases} E_K^f = (\gamma^f - 1) m_0 \cdot c^2 & (4.22a) \\ \gamma^f = \left( \sqrt{1 - \left( \frac{L}{c \cdot ToF^f} \right)^2} \right)^{-1/2} & (4.22b) \end{cases}$$

avec :  $L$  le chemin issu de la reconstruction de la trajectoire de la particule et  $m_0$  la masse de la particule en  $\text{MeV} \cdot c^{-2}$ , estimée à partir d'une formule de masse en utilisant sa charge identifiée

(voir Section 4.2.2.3).

La valeur de  $n_{HF}$  doit être cohérente avec la mesure expérimentale des pertes d'énergies, ainsi si  $E_{tot}$  est l'énergie totale de la particule obtenue en sommant les pertes d'énergies dans les différents détecteurs du télescope d'identification nous avons :

$$E_{tot} \simeq E_K^f \quad (4.23)$$

Ainsi en regroupant les Formules 4.22a, 4.22b et 4.23 nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma^f \simeq \frac{E_{tot}}{m_0 \cdot c^2} + 1 \\ \Delta T = \frac{L}{c \cdot \sqrt{1 - \gamma^{f2}}} - T_oF_i \end{array} \right. \quad (4.24a)$$

$$(4.24b)$$

Finalement la valeur de  $n_{HF}$  est obtenue à partir de la valeur entière de  $\Delta T/n_{HF}$ .

Nous remarquons que la méthode de correction de la période du cyclotron est valide si et seulement si nous mesurons l'énergie totale de la particule expérimentalement, ce qui n'est pas le cas des particules se trouvant dans la zone de rebroussement d'un télescope *ChIo-Si*. De même la définition de la ligne de rebroussement étant graphique, nous ne sommes pas à l'abri de considérer par erreur une particule comme *punch-through* (**VIDCode11**) alors qu'elle est en fait parfaitement identifiable (et devrait être assignée à un **VIDCode4**), et inversement. La procédure suivante a été appliquée afin de parer cette éventualité :

- Calcul de  $n_{HF}$  à partir de l'Équation 4.24b pour les **VIDCode3** et **VIDCode4** seulement.
- Représentation graphique des corrélations entre  $A_E$  et  $A/Q$  pour les **VIDCode4** nouvellement corrigés et les **VIDCode11** (voir Figure 4.12).
- Modification du temps de vol du nombre de fois la période du cyclotron pour les zones qui restent incohérentes (voir Figure 4.13).

### Correction des dédoublements :

Nous avons observé des dédoublements dans les distributions en  $A/Q$  sur l'ensemble des systèmes de l'expérience e503. En supposant que la reconstruction des trajectoires est correctement effectuée, ces dédoublements ne peuvent trouver leur origine que dans un dédoublement du temps de vol, ce que nous observons effectivement sur la Figure 4.14, une différence en temps d'environ 1.01 ns entre les deux distributions. Nous pensons que l'origine physique du dédoublement du temps de vol provient d'un mauvais réglage de l'appareil de mesure du **stop** de la période haute fréquence du cyclotron, qui mesurait aléatoirement la période sur la montée ou la descente du signal sinusoïdal. Afin de corriger ce problème nous avons sélectionné graphiquement l'ensemble des zones de dédoublement (plus exactement les zones de gauche) sur les distributions de  $Z$  en fonction de  $A/Q$ , cela pour chacun des détecteur  $Si$  de Harpee. Nous avons ensuite appliqué un décalage du temps de vol de 1.01 ns sur l'ensemble de ces sélections graphiques. Ce décalage est suffisant pour supprimer les dédoublements sur l'ensemble des systèmes de l'expérience e503. Un exemple d'application est présenté Figure 4.15.

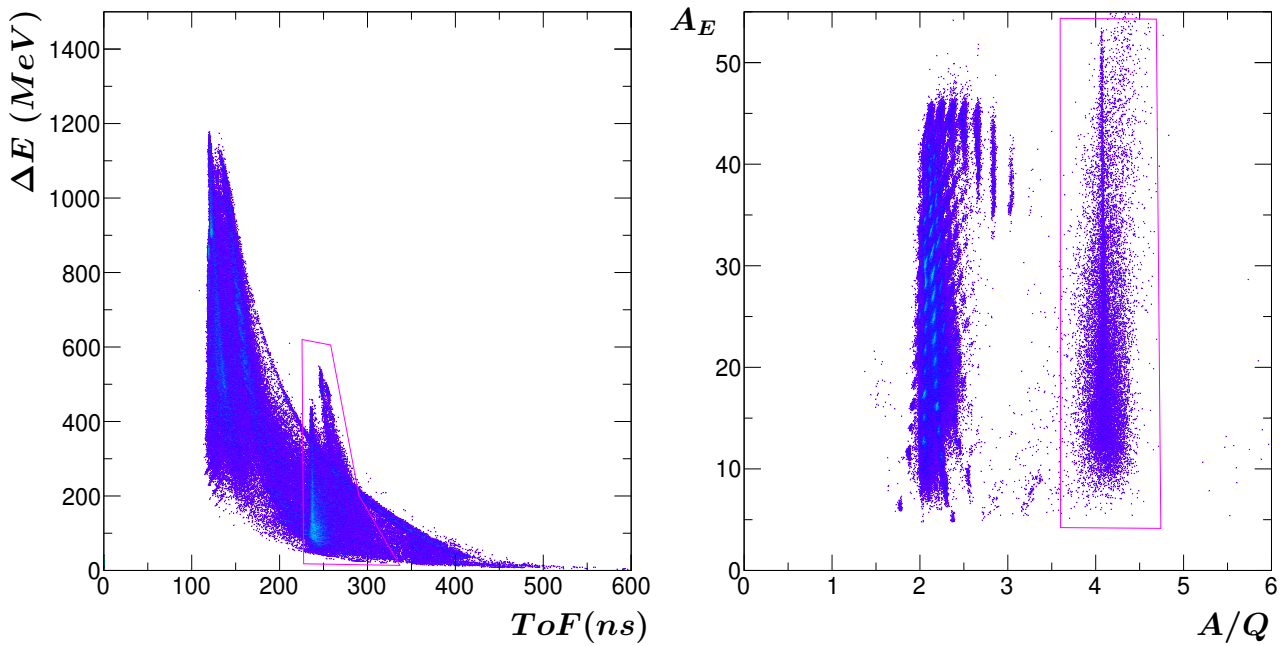


FIGURE 4.12 – Correction de la période du cyclotron à partir de la Formule 4.24b pour les **VIDCode4** du système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ . Les zones encadrées correspondent aux particules *punch-through* pour lesquelles la correction appliquée n'est pas valide, il faut dans cet exemple leur retirer  $n_{HF} = 1$  fois la période cyclotron.

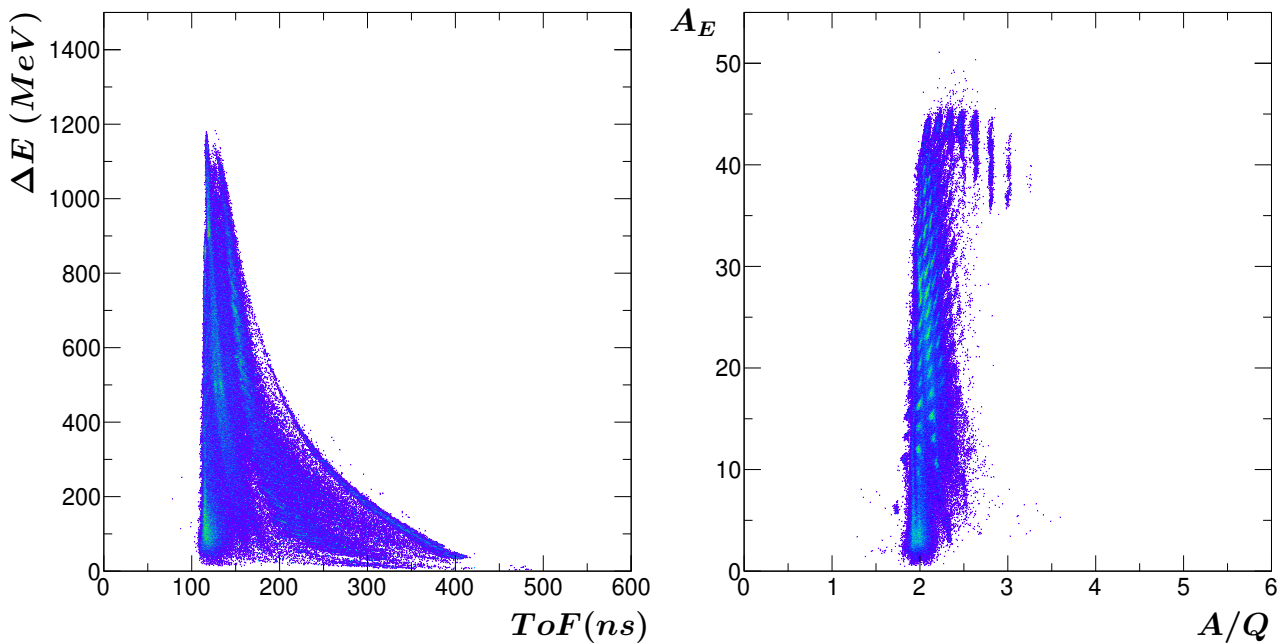


FIGURE 4.13 – Correction finale de la période du cyclotron pour les **VIDCode4** et du système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ . Les particules *punch-through* ont été corrigées de la période cyclotron.

#### Ajustement en fonction de la charge :

Une fois les trois précédentes corrections appliquées, nous observons encore un décalage des valeurs autour de la ligne  $A/Q = 2$  alors que celles-ci devraient être théoriquement alignées (voir



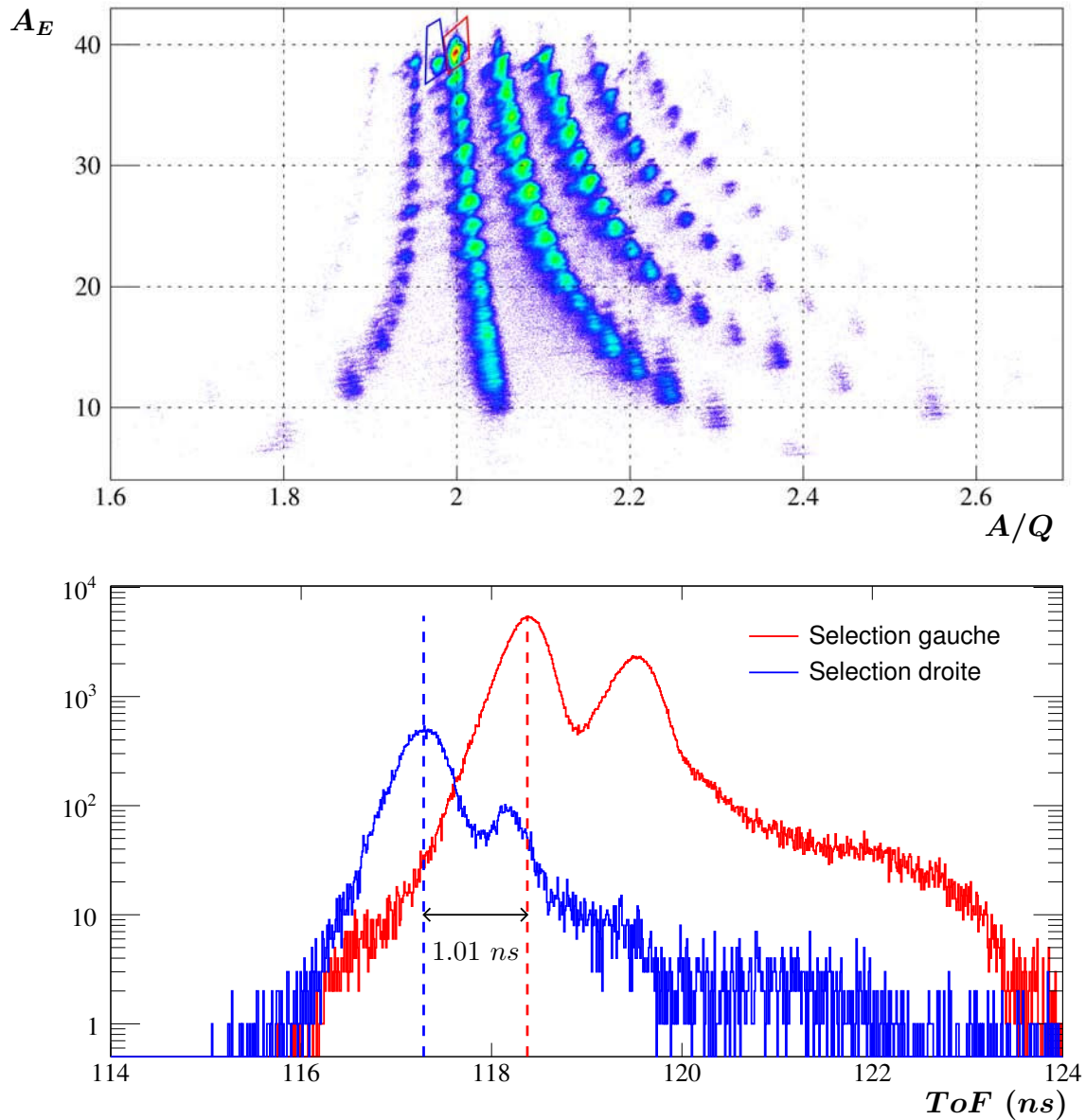


FIGURE 4.14 – Mise en évidence du dédoublement du temps de vol : deux sélections graphiques ont été effectuées sur les événements élastiques afin de séparer les tâches de gauche et droite (figure du haut). La distribution du temps de vol pour ces deux sélections met en évidence un écart de  $\Delta ToF = 1.01 \text{ ns}$  (figure du bas). Cet écart est constant et présent pour l'ensemble des systèmes.

Figure 3.23). Nous pouvons expliquer ce décalage par la calibration du temps de vol : celle-ci a été effectuée à partir du  $^{40}\text{Ca}$  élastique seul et ne tient pas compte d'un possible retard dû à l'électronique sur le déclenchement du signal **start** par le détecteur *Si*. Comme expliqué dans [116, 117], ce retard dépend au premier ordre de la charge de la particule déposant de l'énergie dans le *Si*. Nous avons donc corrigé le désalignement des valeurs de  $A/Q = 2$  par l'application d'une fonction de correction dépendante de la charge  $Z$ , soit :

$$\begin{cases} ToF^f = ToF^i + \Delta T(Z) & (4.25a) \\ \Delta T(Z) = a_0 + a_1 \cdot Z + a_2 \cdot Z^2 & (4.25b) \end{cases}$$

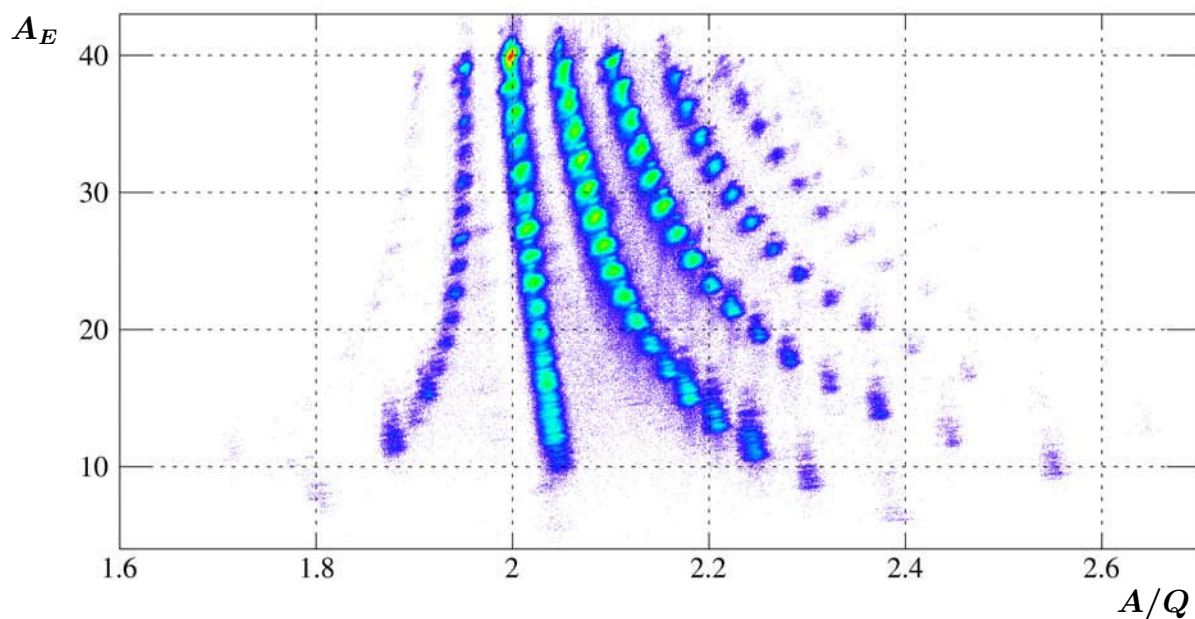


FIGURE 4.15 – Correction du dédoublement du temps de vol pour les **VIDCode3** du système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

où  $\Delta T$  est obtenu en trouvant l'ajustement à appliquer au temps de vol pour aligner les valeurs  $A/Q = 2$  pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

Notons qu'il est toutefois nécessaire d'évaluer cette fonction pour les télescopes *ChIo-Si* et les télescopes *Si-CsI* séparément pour un meilleur résultat.

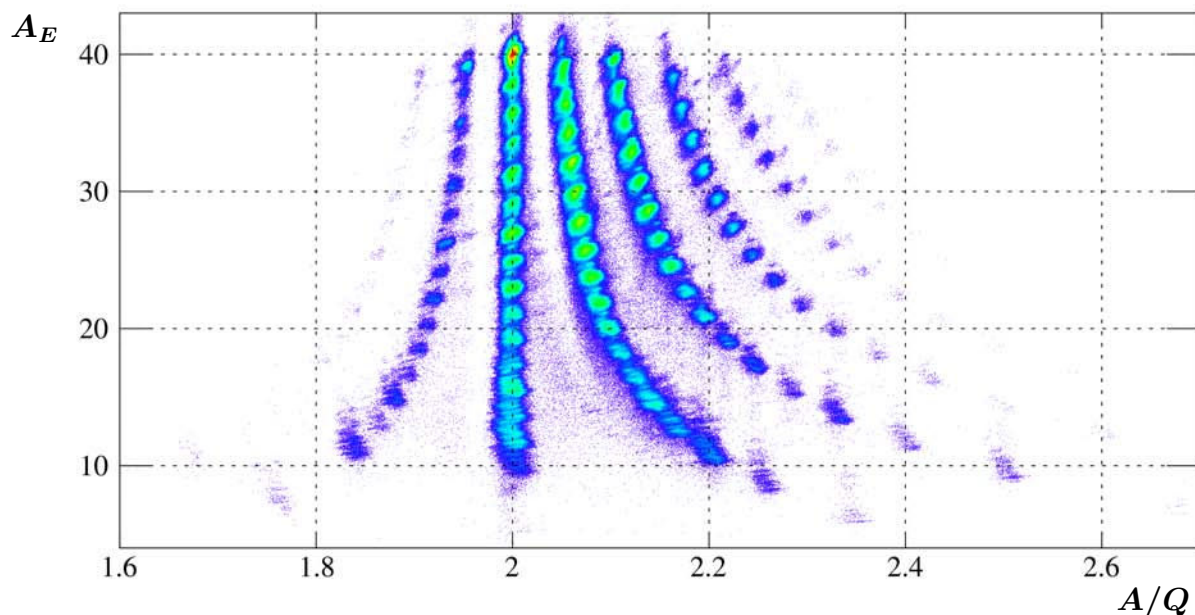


FIGURE 4.16 – Alignement sur les valeurs  $A/Q = 2$  pour les **VIDCode3** du système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

#### 4.2.2.5 Identification en état de charge et en masse des fragments dans VAMOS

Maintenant que la trajectoire de la particule a été reconstruite, que l'identification en charge de la particule a été effectuée, et que le temps de vol a été corrigé nous pouvons estimer l'état de charge  $Q$  de la particule et sa masse finale  $A$ .

Comme expliqué Section 3.2.3.2 les fragments de VAMOS sont identifiés en état de charge à partir des corrélations entre  $A_E$  et  $A/Q$ . Similairement aux matrices  $\Delta E - E$  nous avons implémenté dans KALIVEDA le tracé de grilles d'identification théoriques en état de charge sur les cartes  $A_E - A/Q$ . De cette manière, il est possible d'affecter un état de charge  $Q$  à un fragment à partir de sa position  $(x, y)$  relative à une ligne d'identification (exactement de la même manière que présenté Section 4.1.2.1) et d'extraire son **PID**.

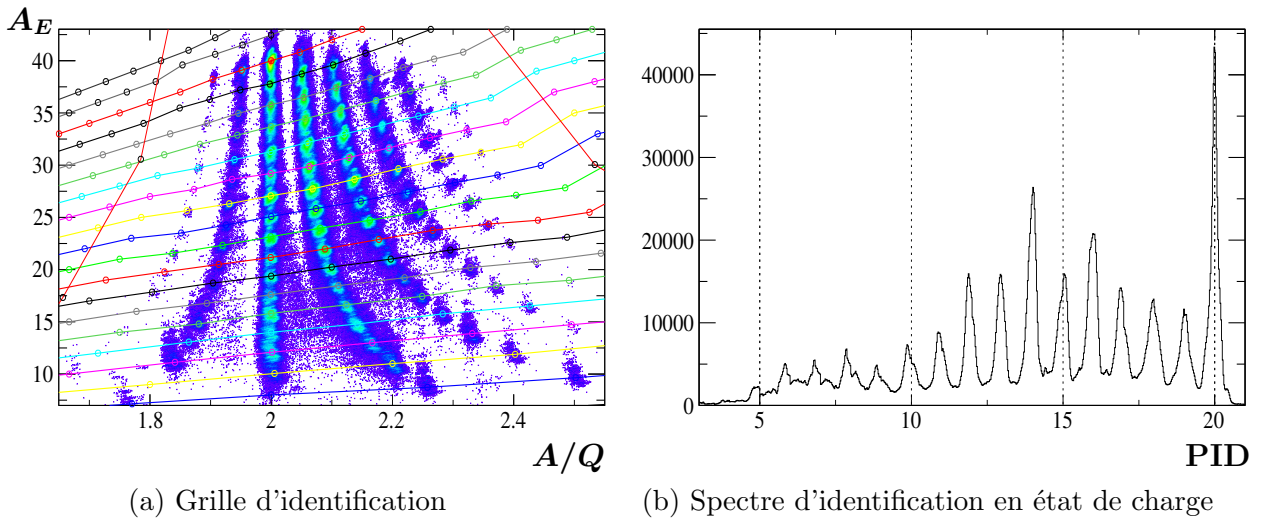


FIGURE 4.17 – Exemple d'identification en état de charge des fragments de VAMOS pour les télescopes *Si-CsI(Tl)* pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

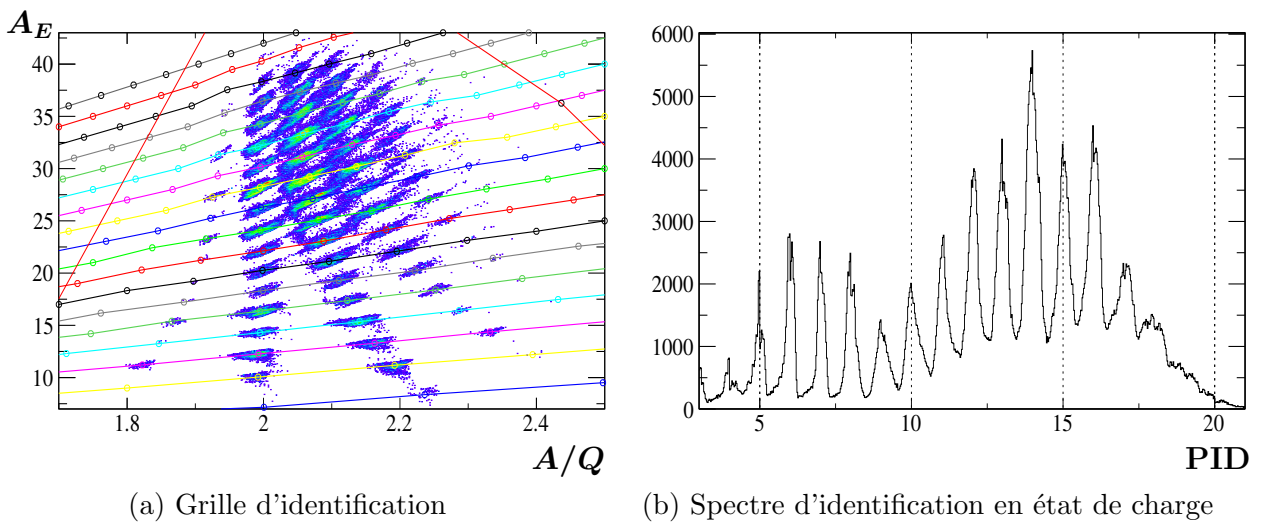


FIGURE 4.18 – Exemple d'identification en état de charge des fragments de VAMOS dans les matrices *ChIo-Si* pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

Finalement l'identification en masse est obtenue en multipliant l'observable  $A/Q$  par la partie entière du **PID** de l'état de charge, soit :

$$A = [PID] \cdot (A/Q) \quad (4.26)$$

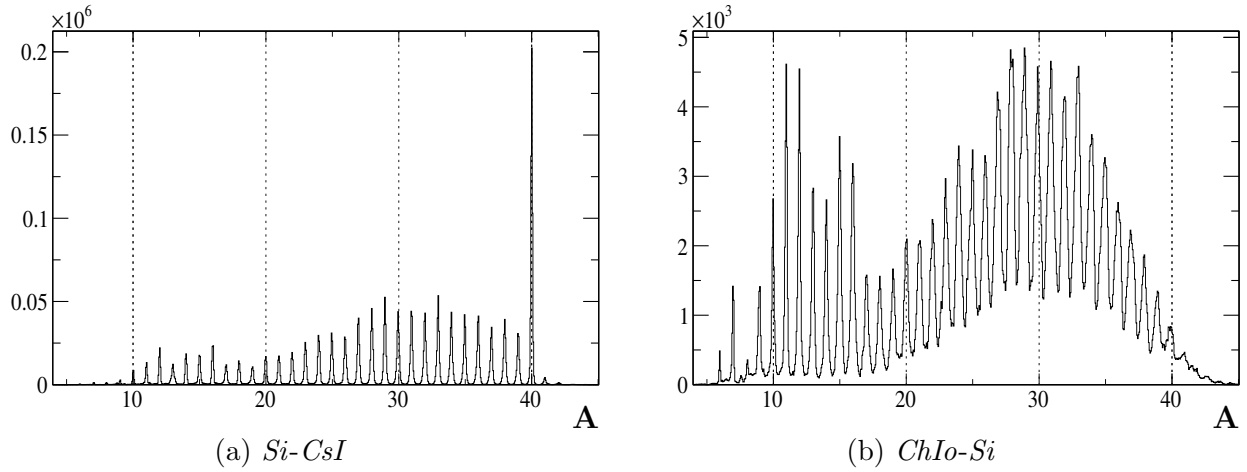


FIGURE 4.19 – Exemple d'identification en masse des fragments de VAMOS pour les télescopes *Si-CsI* et *ChIo-Si*, pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

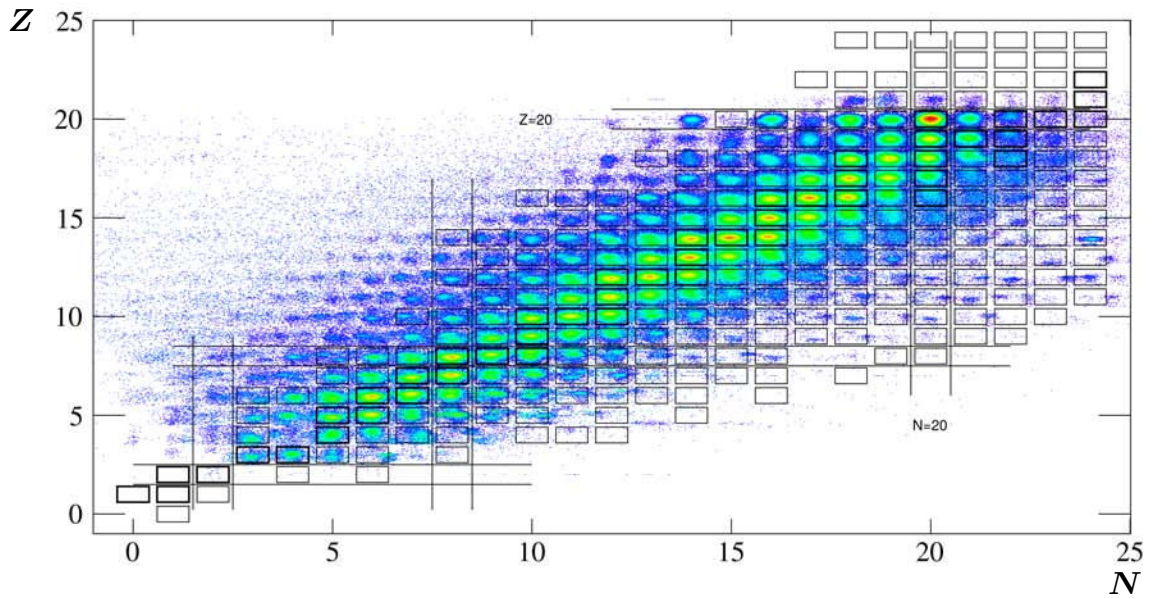


FIGURE 4.20 – Identification isotopiques des fragments de VAMOS pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

### 4.3 Normalisation des événements

Une fois la reconstruction des particules effectuée, une étape à ne pas négliger est la normalisation des événements. En effet, pour un même système physique plusieurs réglages du

spectromètre ont été exploités afin de couvrir l'ensemble du domaine cinématique des collisions à l'étude, et pour chaque mesure les conditions expérimentales changent (temps d'acquisitions, variations du faisceau, acceptance du spectromètre, etc..). Le problème rencontré est de définir comment regrouper les données afin de reproduire correctement la cinématique de réaction sans biaiser notre analyse.

Dans cette section nous présentons premièrement les points à prendre en compte dans la normalisation des événements, ensuite la méthode de normalisation à appliquer aux données événement par événement et finalement un exemple d'application de cette méthode à une simulation Monte-Carlo basée sur l'utilisation de ZGOUBI.

### 4.3.1 Acceptance de VAMOS

La transmission des particules à travers VAMOS dépend à la fois de la cinématique de la réaction et de l'acceptance du spectromètre [93] : la cinématique de réaction définit les distributions en impulsion et en angles des particules qui entrent dans le spectromètre, alors que son acceptance limite la gamme en impulsion et en angle des particules qui peuvent traverser le spectromètre jusqu'à l'enceinte de détection. Rappelons que régler le spectromètre revient à définir une rigidité magnétique  $B\rho_0$  pour lesquelles les particules de vitesse  $\mathbf{v}$ , masse  $A$  et d'état de charge  $Q$  vérifiant l'Équation 3.5 ont une trajectoire centrale au sein du spectromètre (voir Section 3.2.1). En résumé pour un réglage  $B\rho_0$  donné du spectromètre, celui-ci ne transmettra qu'un domaine limité en  $B\rho$  au tour de  $B\rho_0$ .

Une étude de l'acceptance de VAMOS a été effectuée en simulant la trajectoire de particules à travers le spectromètre ainsi que l'enceinte de détection à l'aide du code ZGOUBI [114].

Les variables d'entrée du code ZGOUBI sont tout d'abord la géométrie et le positionnement relatif des composants d'optique ionique de la ligne VAMOS utilisés lors de l'expérience e503, ensuite les cartes de champs associées et enfin un jeu de particules à transmettre dans la géométrie d'optique ionique définie.

Chaque particule transmise peut être décrite par un ensemble de trois paramètres  $(\delta, \theta_{VE}, \phi_{VE})$  dans le référentiel du spectromètre, indépendamment du réglage en  $B\rho_0$  du spectromètre et de sa rotation  $\theta_{VAMOS}$  par rapport à l'axe du faisceau, où  $\delta$  est la rigidité magnétique relative de la particule, soit  $\delta = B\rho/B\rho_0$  et  $(\theta_{VE}, \phi_{VE})$  ses angles d'émission dans le référentiel du spectromètre, exprimés dans le formalisme d'optique ionique (voir Annexe A pour plus de détails sur les conventions angulaires).

Afin de couvrir l'ensemble du domaine d'acceptance expérimental, plus de dix millions de trajectoires ont ainsi été simulées avec des pas en angles adaptés à la résolution expérimentale des chambres à dérive (voir Section 4.2.2.1) :

- $\delta \in [0.748, 1.600]$  par pas de  $10^{-3}$
- $\theta_{VE} \in [-74, 74]$  *mrad* par pas de  $0.4$  *mrad*
- $\phi_{VE} \in [-74, 74]$  *mrad* par pas de  $2$  *mrad*

La géométrie de l'enceinte de détection Harpee (chambre à dérive, murs de détecteurs  $Si$  et  $CsI(Tl)$ ), telle que définie pour l'expérience e503 (et dans KALIVEDA), a de même été pris en

compte. Il faudra donc différencier par la suite les particules identifiées à l'aide d'un télescope *ChIo - Si* (**VIDCode4** ou **VIDCode11**) de celles identifiées par un télescope *Si - CsI(Tl)* (**VIDCode3**).

Notons finalement que la fenêtre d'entrée de VAMOS (voir Figure 3.25) est trop complexe à mettre en place dans la simulation (à cause notamment de la présence des plaques métalliques de dimensions et placement inconnus), ainsi le domaine angulaire des angles  $(\theta_{VE}, \phi_{VE})$  est volontairement trop grand. Il conviendra par la suite d'appliquer une coupure angulaire cohérente avec les données expérimentales (voir Section 4.3.1.2).

#### 4.3.1.1 Comparaisons entre la simulation Zgoubi et l'expérience

Afin de valider la géométrie définie dans la simulation ZGOUBI il convient de comparer les variables au plan focal mesurées expérimentalement à celles obtenues avec la simulation (voir Figures 4.21 et 4.22).

Deux points sont à noter :

- dans la simulation ZGOUBI la fenêtre d'entrée de VAMOS n'est pas présente car trop complexe à modéliser (voir Figure 3.25), ainsi l'acceptance dans ZGOUBI est volontairement plus large que celle attendue expérimentalement afin que les reconstructions ne soient pas limitées par la simulation.
- d'après le formalisme optique la reconstruction des trajectoires dépend au premier ordre des observables  $(x_f, \theta_f)$ .

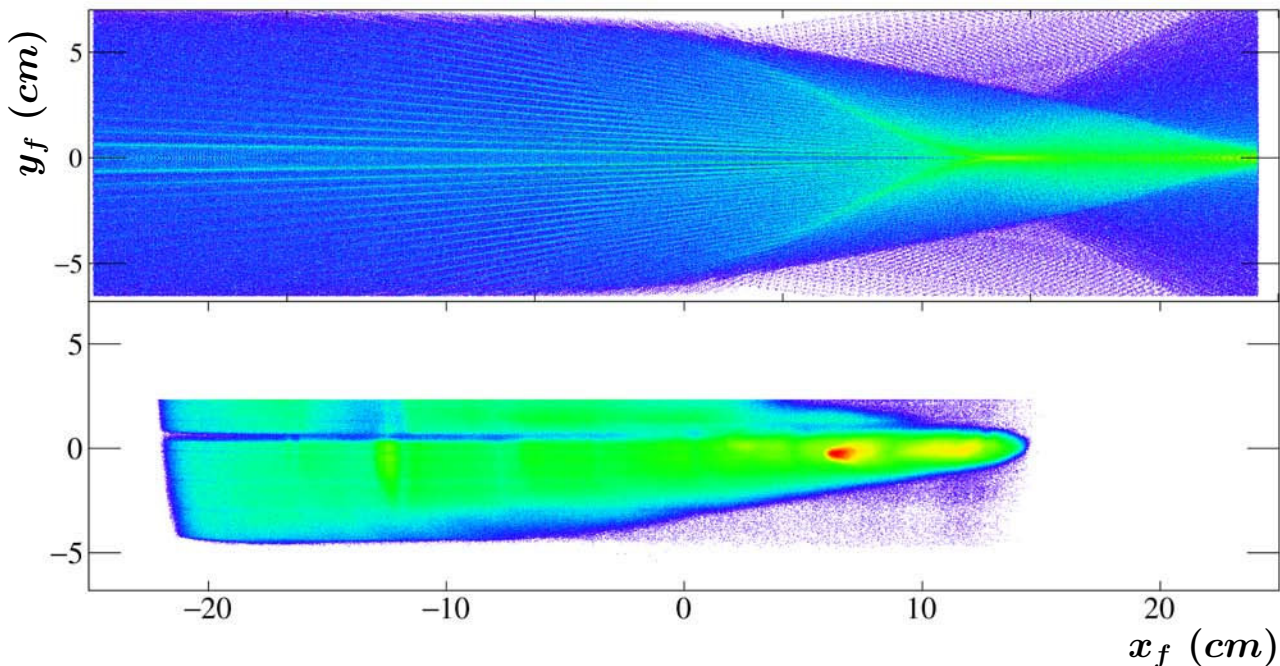


FIGURE 4.21 – Distribution des observables  $(x_f, y_f)$  au plan focal de VAMOS d'après la simulation ZGOUBI (figure du haut) et observée expérimentalement (figure du bas).

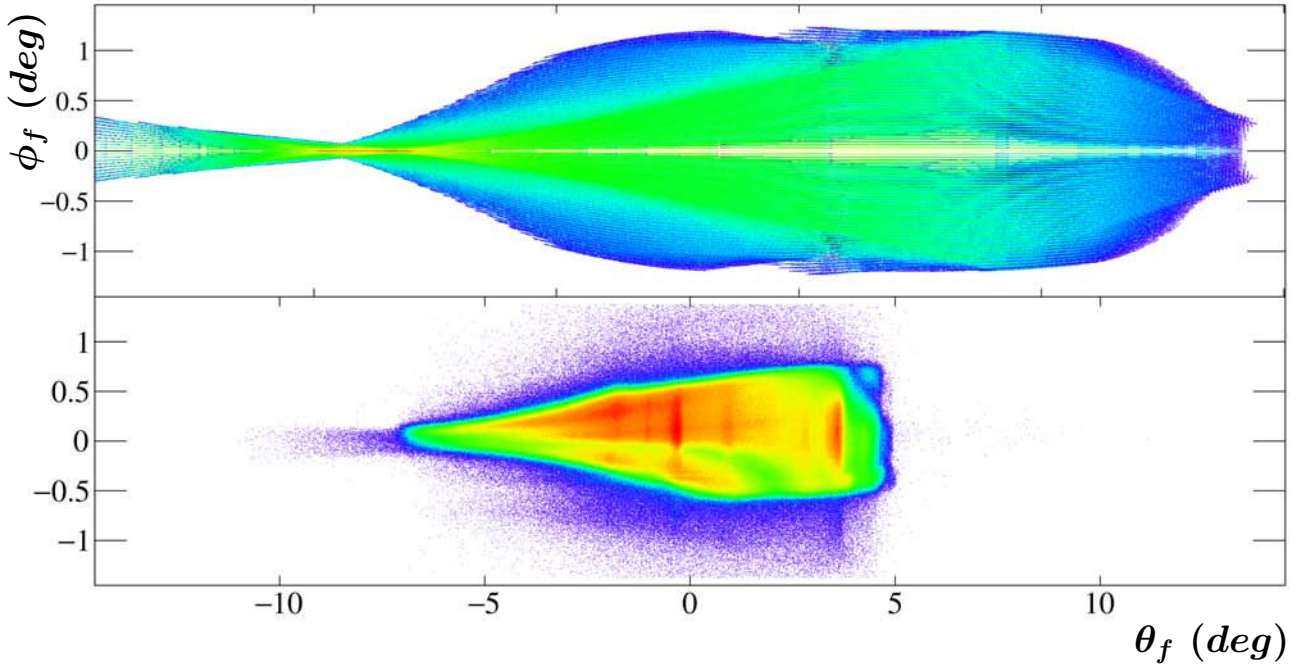


FIGURE 4.22 – Distribution des observables  $(\theta_f, \phi_f)$  au plan focal de VAMOS d’après la simulation ZGOUBI (figure du haut) et observée expérimentalement (figure du bas).

#### 4.3.1.2 Coupures angulaires sur la fenêtre d’entrée de VAMOS

Maintenant que nous avons vérifié que le plan focal expérimental est couvert par la simulation, il convient de restreindre le domaine angulaire à l’entrée de VAMOS pour les trajectoires simulées dans ZGOUBI. En effet sans coupures à l’entrée de VAMOS, des trajectoires erronées peuvent être reconstruites alors qu’elles devraient être en dehors de l’acceptance expérimentale. Nous pouvons observer cet effet sur la Figure 4.23. L’application de coupures sur les angles  $(\theta_{VE}, \phi_{VE})$  ainsi que l’angle  $\theta_I$  au point cible suffisent à rejeter les zones incohérentes du reste de données. Les coupures appliquées, présentées Figure 4.24 sont les suivantes :

- $\theta_{VE} \in [-1.86^\circ, 1.95^\circ]$
- $\phi_{VE} \in [-2.25^\circ, 1.95^\circ]$
- $\theta_I \in [2.66^\circ, 6.48^\circ]$

Ces sélections appliquées à l’ensemble des systèmes de l’expérience e503 et ont de même été appliquées au calculs des efficacités géométriques présentées Section 4.3.1.4.

#### 4.3.1.3 Évolution de l’acceptance de VAMOS

La Figure 4.26 montre l’acceptance angulaire théorique de VAMOS dans le référentiel du laboratoire pour trois angles  $\theta_{VAMOS}$  de rotations différents du spectromètre par rapport à l’axe du faisceau. Nous observons une évolution logique de l’acceptance en  $\theta_I$  avec  $\theta_{VAMOS}$  mais surtout une forte diminution de l’acceptance en  $\phi_I$  avec  $\theta_{VAMOS}$ .

La Figure 4.27 montre l’acceptance de VAMOS dans les plans horizontal et vertical alors que la Figure 4.28 montre les variations de l’acceptance de VAMOS dans le plan horizontal pour différents angles  $\phi_{VE}$ . Les variations des distributions dans le plan horizontal suggèrent que la transmission des particules à travers VAMOS est non-uniforme et varie fortement en

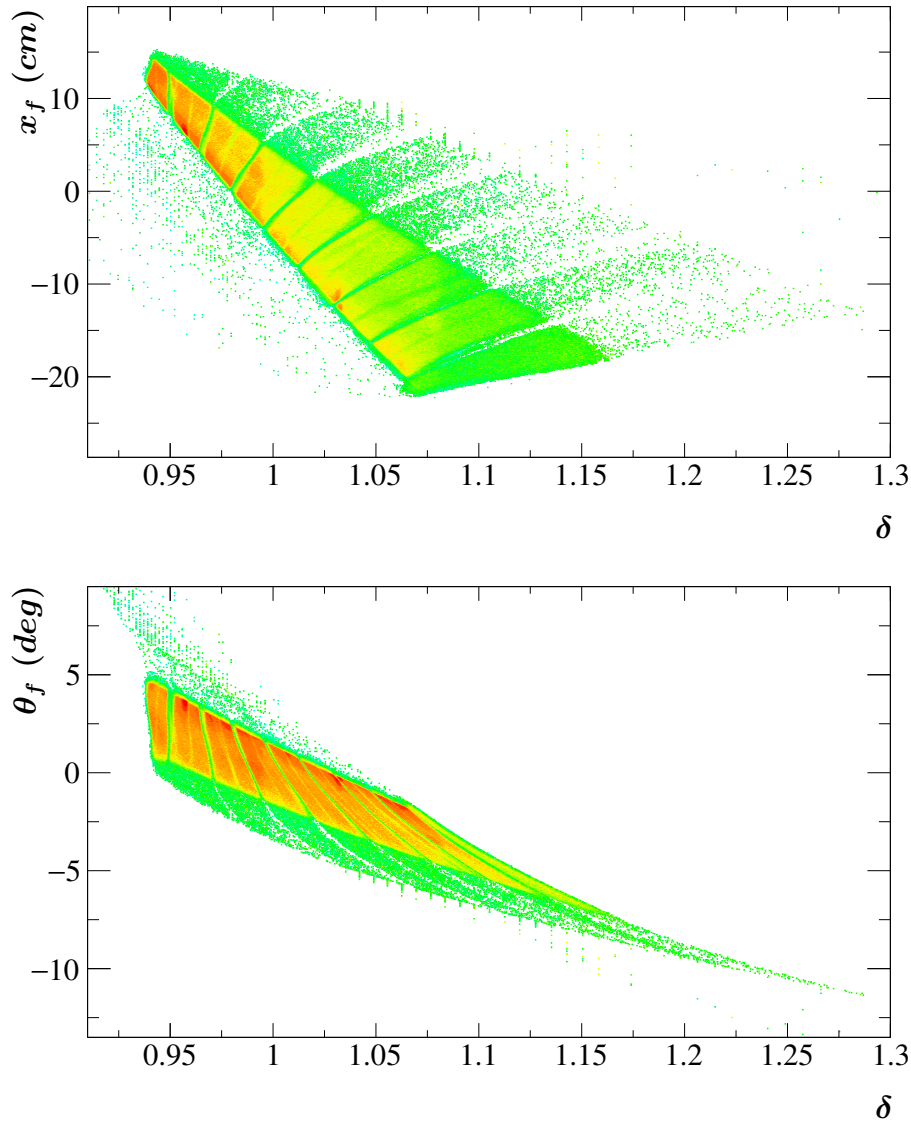


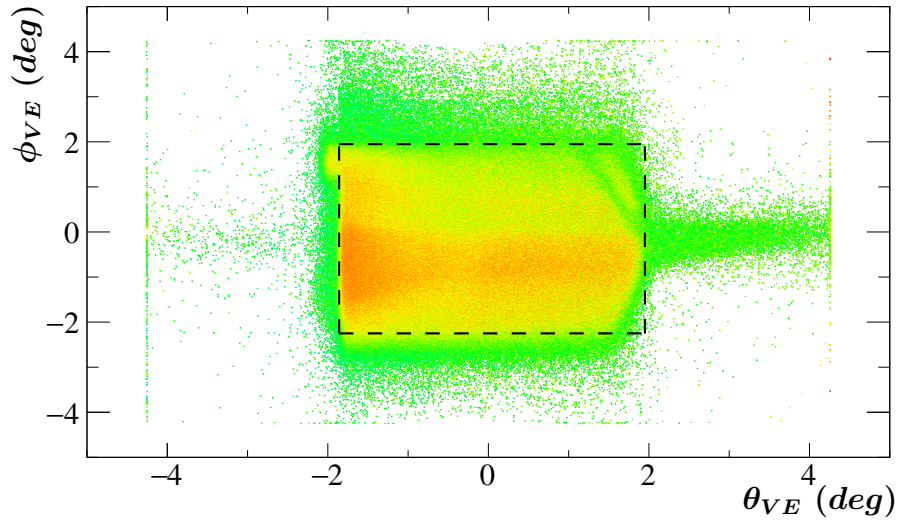
FIGURE 4.23 – Mise en évidence d’aberrations sur les distributions de  $\delta = B\rho/B\rho_0$  en fonction de  $x_f$  ou  $\theta_f$  dues à la fenêtre angulaire d’entrée de VAMOS définie trop grande dans ZGOUBI, pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

fonction de la rigidité magnétique et des angles d’entrée. Nous remarquons que l’acceptance diffère entre les particules stoppées dans un *Si* de Harpee et celles stoppées dans un *CsI(Tl)*, cela à cause de l’absence de détecteurs *CsI(Tl)* derrière les siliciums 7 – 12 de l’enceinte de détection Harpee.

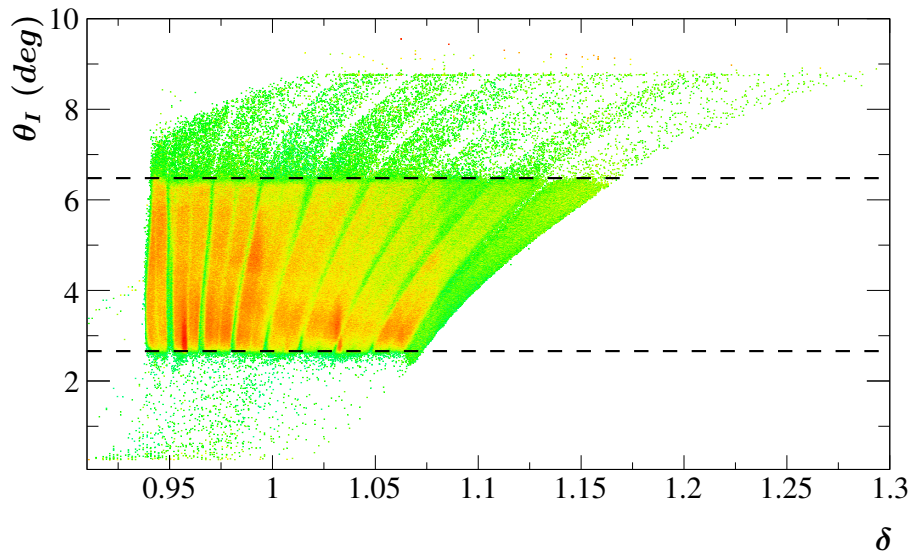
#### 4.3.1.4 Angle solide effectif du spectromètre

La surface associée à l’acceptance angulaire de VAMOS pour différentes rigidités relatives, soit  $\theta_{VE}$  en fonction de  $\phi_{VE}$  pour différentes valeurs de  $\delta$  s’apparente à un angle solide, que nous appellerons par la suite **angle solide effectif**. L’angle solide effectif semble varier non-uniformément en fonction de la rigidité magnétique, il peut de même être estimé à partir des





(a) Distribution expérimentale  $(\theta_{VE}, \phi_{VE})$



(b) Distribution expérimentale  $(\delta, \theta_I)$

FIGURE 4.24 – Coupures angulaires en  $(\theta_{VE}, \phi_{VE}, \theta_I)$  appliquées sur l'ensemble des données de l'expérience e503 après reconstruction, afin de réduire l'acceptance angulaire à l'entrée de VAMOS dans ZGOUBI de façon cohérente avec l'expérience et supprimer les aberrations.

limites des angles  $\theta_{VE}$  et  $\phi_{VE}$  acceptés par le spectromètre d'après la relation :

$$\Delta\Omega = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta \, d\theta \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \quad (4.27)$$

où l'intégration est effectuée sur les limites en acceptance. La Figure 4.29 montre l'estimation de la variation de l'angle solide effectif en fonction de la rigidité relative  $\delta = B\rho/B\rho_0$  (donc intégré sur la gamme d'angles acceptés) d'après ZGOUBI, et ce pour la géométrie de l'expérience e503 et pour les particules stoppées soit dans un détecteur *Si*, soit dans un scintillateur *CsI(Tl)*.

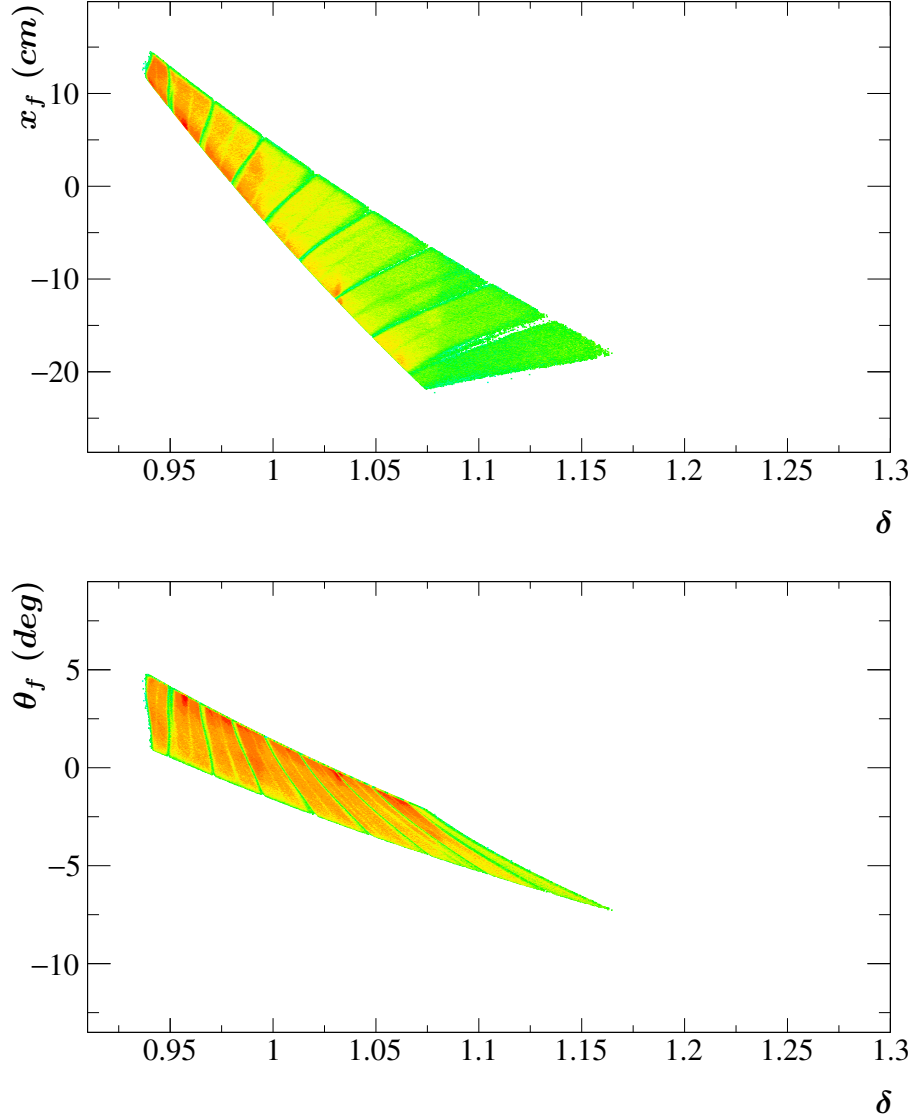


FIGURE 4.25 – Effet des coupures angulaires en  $(\theta_{VE}, \phi_{VE}, \theta_I)$  sur les distributions expérimentales de  $\delta = B\rho/B\rho_0$  en fonction de  $x_f$  ou  $\theta_f$ , pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ . Ces coupures suffisent à supprimer l'ensemble des aberrations expérimentales.

Nous remarquons que l'angle solide effectif est maximal à environ  $80 \text{ msr}$  autour de  $\delta = 1$ . D'après les considérations précédentes, il paraît évident que pour toute mesure effectuée avec VAMOS la distribution de particules est influencée par la variation de l'angle solide effectif et qu'il faut donc corriger l'ensemble des données en conséquence.

La correction proposée, inspirée de [93], consiste à séparer les données en domaines finis (bins) en  $\delta$  et en  $\theta_I$ , soient  $\delta \in [\delta - \Delta\delta, \delta + \Delta\delta]$  et  $\theta_I \in [\theta_I - \Delta\theta_I, \theta_I + \Delta\theta_I]$ , afin de les corriger les données de l'angle solide effectif du domaine correspondant, d'après la formule suivante :

$$\Delta^2\Omega(\delta, \theta_I) = \int_{\theta_I - \Delta\theta_I}^{\theta_I + \Delta\theta_I} \sin\theta_I d\theta \int_{\phi_I^{\min}(\delta, \theta_I)}^{\phi_I^{\max}(\delta, \theta_I)} d\phi \quad (4.28)$$

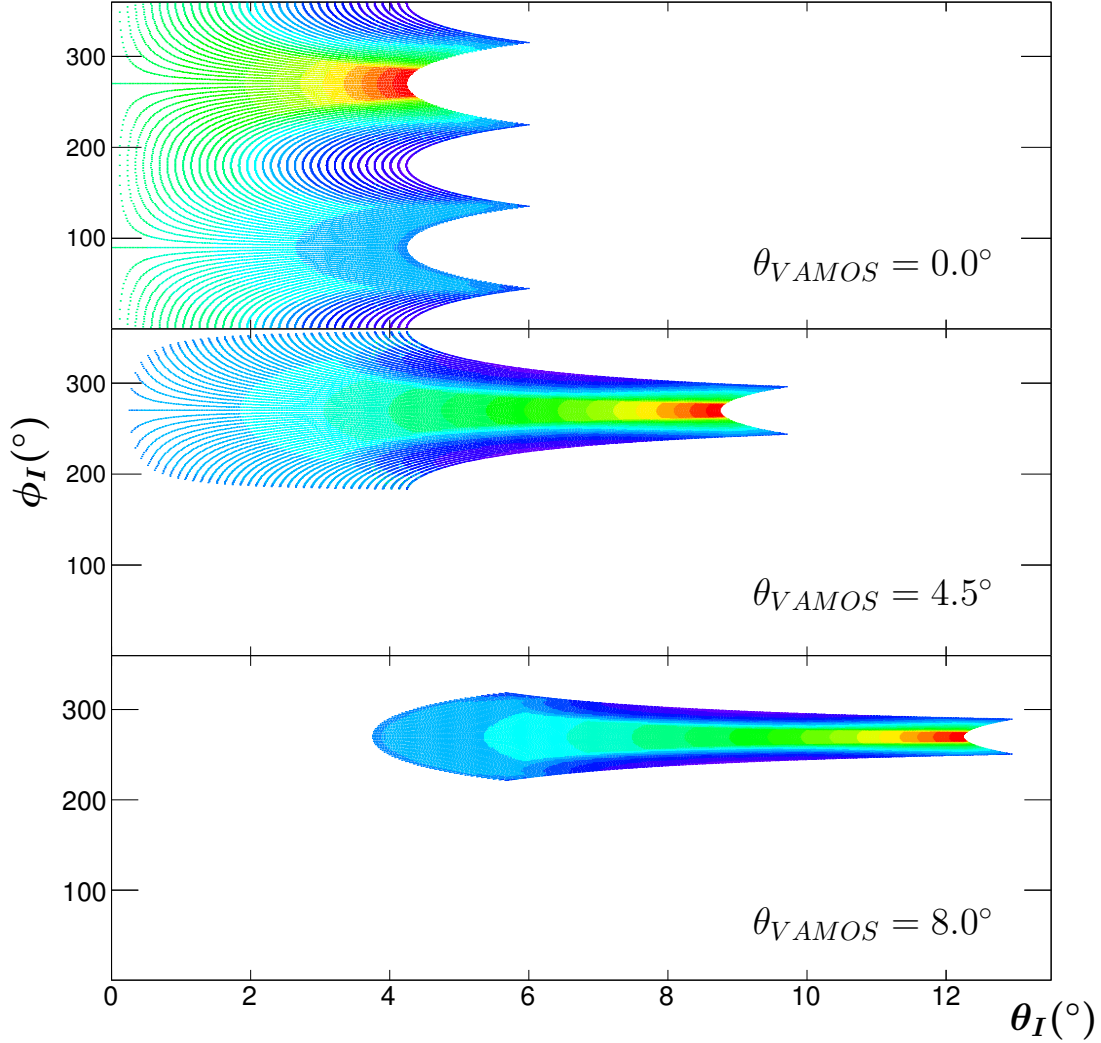


FIGURE 4.26 – Acceptance angulaire de VAMOS d’après ZGOUBI dans le référentiel du laboratoire pour trois angles de rotations  $\theta_{VAMOS}$  par rapport à la direction du faisceau. La configuration utilisée pour les mesures physiques de l’expérience e503 est  $\theta_{VAMOS} = 4.5^\circ$ .

où  $\Delta^2\Omega$  est l’angle solide effectif du domaine (bin) en  $(\delta, \theta_I)$ <sup>4</sup> et les angles limites  $\phi_I^{min}$  et  $\phi_I^{max}$  du domaine (bin) sont obtenus à partir de l’acceptance limite en  $\phi_I$  pour ce domaine d’après ZGOUBI.

Plus exactement le calcul des angles limites  $\phi_I^{min}$  et  $\phi_I^{max}$  du domaine ont été effectués à l’aide d’un tirage Monte-Carlo : connaissant les angles limites  $\Phi_I^{MIN}$  et  $\Phi_I^{MAX}$  sur l’ensemble des trajectoires de la simulation ZGOUBI, nous avons effectué un nombre  $N_{tot}$  de tirages aléatoires sur la longueur  $L = \Phi_I^{MAX} - \Phi_I^{MIN}$  pour chaque domaine.

Par conséquent, si  $N_{acc}$  est le nombre de fois qu’un tirage tombe dans l’acceptance en  $\phi_I$  pour le domaine  $(\delta, \theta_I)$  considéré, avec  $\delta \in [\delta - \Delta\delta, \delta + \Delta\delta[$  et  $\theta_I \in [\theta_I - \Delta\theta_I, \theta_I + \Delta\theta_I[$ , nous avons :

$$\phi_I^{max}(\delta, \theta_I) - \phi_I^{min}(\delta, \theta_I) = \frac{N_{acc}}{N_{tot}} \cdot (\Phi_I^{MAX} - \Phi_I^{MIN}) \quad (4.29)$$

4. L’indice au carré indique l’analogie avec un angle solide doublement différentiel en  $\delta$  et  $\theta_I$

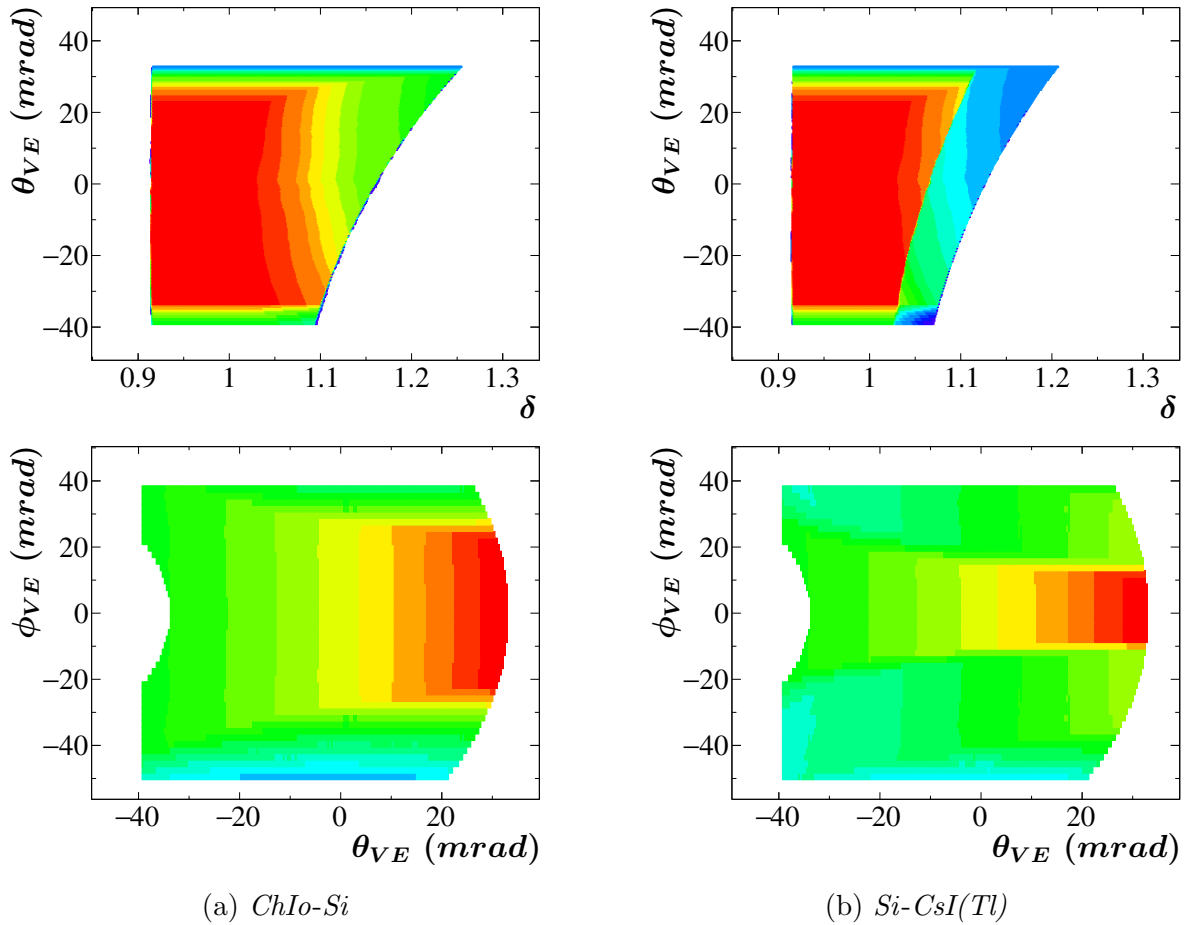


FIGURE 4.27 – Acceptance de VAMOS pour les particules stoppées dans le mur *Si* et pour les particules stoppées dans le mur *CsI(Tl)*. Les figures du haut représentent l’acceptance dans le plan horizontal et les figures du bas celles dans le plan vertical.

Notons qu’aux limites de l’acceptance du spectromètre peu de trajectoires sont acceptées, ainsi l’estimation de l’angle solide effectif  $\Delta\Omega^2$  est moins fiable. Afin de caractériser cet effet nous avons reproduit plusieurs fois la simulation Monte-Carlo, afin d’extraire une valeur moyenne et la variance associée.

Dans la suite de notre analyse nous utilisons l’angle solide effectif afin d’estimer l’efficacité géométrique du spectromètre. Par définition, l’efficacité géométrique  $\epsilon_{geo}$  de VAMOS sur un domaine  $(\delta, \theta_I)$  avec  $\delta \in [\delta - \Delta\delta, \delta + \Delta\delta[$  et  $\theta_I \in [\theta_I - \Delta\theta_I, \theta_I + \Delta\theta_I[$  est :

$$\epsilon_{geo}(\delta, \theta_I) = \frac{\Delta^2\Omega(\delta, \theta_I)}{4\pi} \quad (4.30)$$

La Figure 4.30 présente la distribution de l’efficacité géométrique pour les particules identifiées par les télescopes *ChIo-Si* et *Si-CsI*.

### 4.3.2 Temps mort

Le **temps mort** correspond au pourcentage d’événements non enregistrés par l’électronique lorsque celle-ci est occupée à traiter un événement, or comme expliqué dans la Section 3.3.4.2,

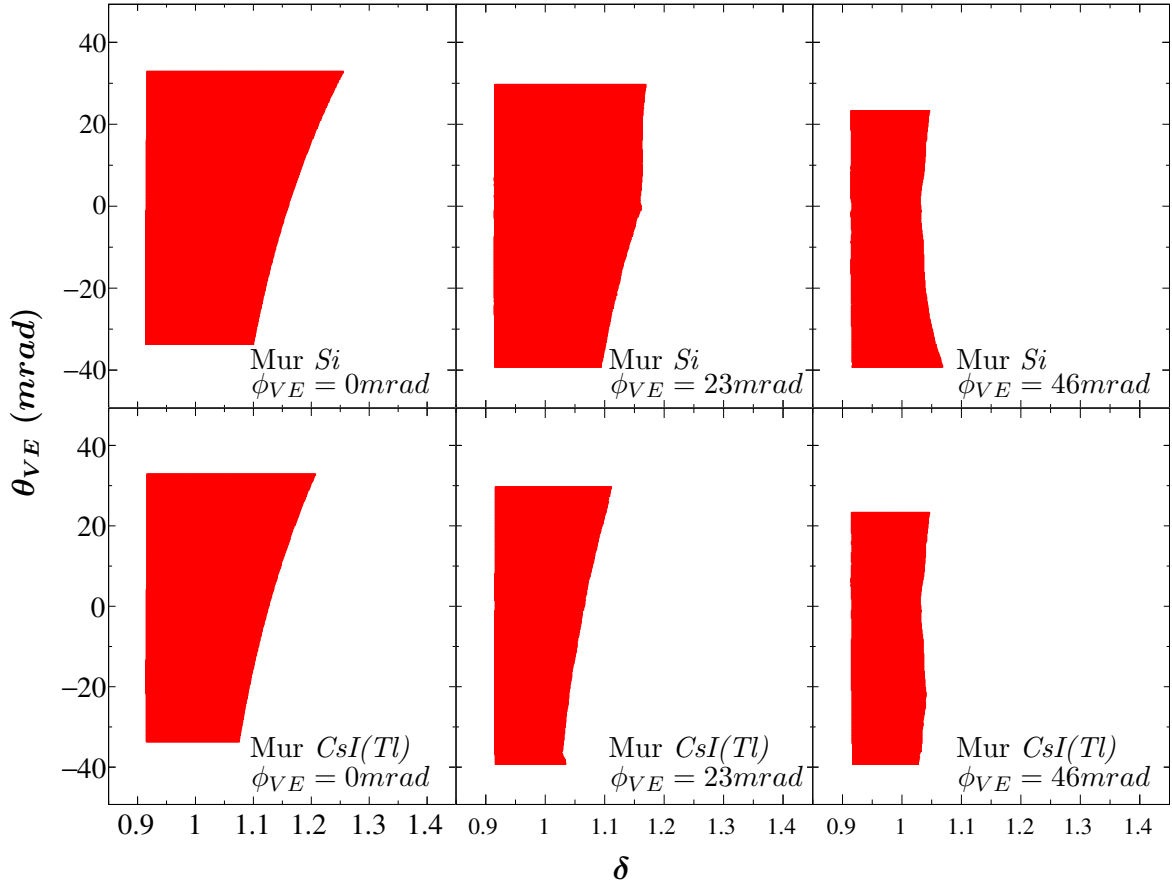


FIGURE 4.28 – Distribution de l’acceptance de VAMOS dans le plan horizontal pour différents angles  $\phi_{VE}$ . Les figures du haut correspondent à l’acceptance des particules s’arrêtant dans le mur de siliciums et la rangée du bas à celles s’arrêtant dans le mur de  $CsI(Tl)$ .

la validation de l’événement par INDRA constitue la principale source de temps mort. Par conséquent nous avons calculé le temps mort  $DT$  de l’expérience e503 à partir du rapport entre le signal **FTA** (*i.e* nombre de fois que le signal logique de déclenchement de VAMOS inhibé par l’acquisition INDRA a été émis) et le signal **OR\_SI** (*i.e* nombre de fois que le signal logique ’OU’ de chaque  $Si$  de VAMOS touché durant l’expérience est émis), soit :

$$DT = 1 - \frac{FTA}{OR\_SI} \quad (4.31)$$

Nous observons d’après la Figure 4.31 que le temps mort de l’ensemble des runs physiques varie entre 5 et 20%.

### 4.3.3 Correction en intensité du faisceau

Afin de couvrir l’ensemble du domaine cinématique des réactions étudiées il a fallu effectuer des mesures expérimentales avec différents réglages en rigidité magnétique  $B\rho_0$  du spectromètre, qui correspondent chacun à des domaines en  $B\rho$  et donc en impulsion spécifiques. Le domaine choisi est de  $0.719 T.m \leq B\rho_0 \leq 2.220 T.m$ , par pas de 8% en  $B\rho_0$  (voir Tableau 4.3). Du fait de l’acceptance du spectromètre mais aussi de la physique le nombre de particules détectées

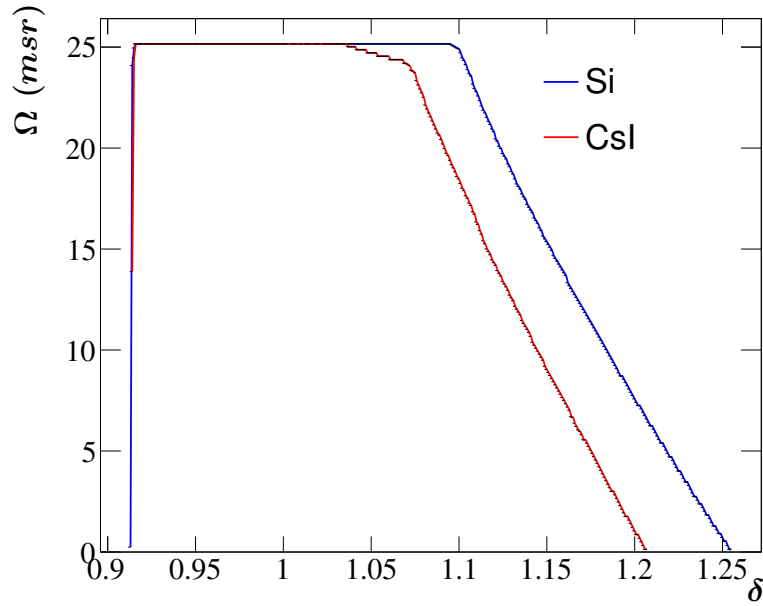


FIGURE 4.29 – Angle solide effectif de VAMOS en fonction de la rigidité magnétique relative. L'angle solide a été calculé à partir de la Formule 4.27 intégrée sur la gamme en angle imposée par l'acceptance du spectromètre. L'acceptance a elle-même été estimée à partir de la simulation ZGOUBI en utilisant la géométrie du système de détection de VAMOS pour l'expérience e503, VAMOS étant tourné de  $\theta_{dipole} = 4.5^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau.

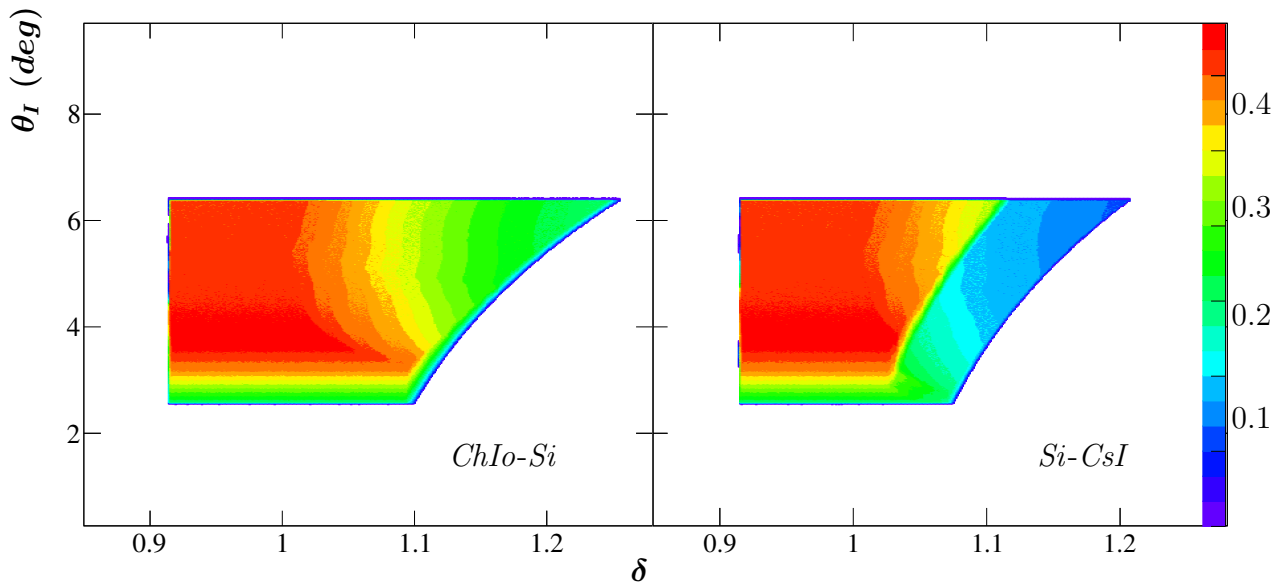


FIGURE 4.30 – Efficacité géométrique de VAMOS.

pour chaque configuration varie fortement.

Il convient donc de corriger les données et normaliser les événements entre eux afin de tenir compte de la variation de l'intensité du faisceau au cours de la campagne de mesure mais

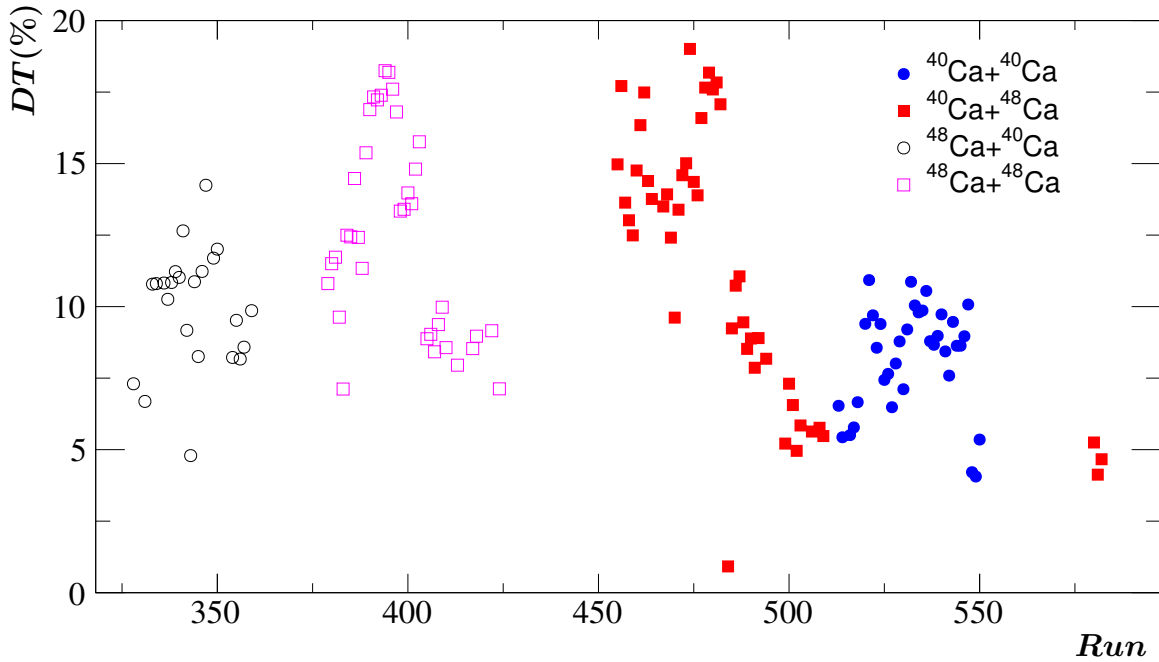


FIGURE 4.31 – Distribution du temps mort pour l’ensemble des runs physiques de l’expérience e503.

aussi des temps d’acquisition variant entre les différentes mesures. Le problème principal est que l’intensité du faisceau n’a pas été mesurée expérimentalement run par run.

Dans le cas du couplage INDRA-VAMOS nous avons utilisé le taux de déclenchement du TRIGGER d’INDRA, soit le nombre de signaux **FC**, c’est-à-dire le nombre d’ouvertures de la fenêtre de coïncidence avec  $M_T \geq 1$  (voir Section 3.1.1.5), afin de normaliser les événements. L’hypothèse faite ici est que le nombre de projectiles envoyé vers la cible est proportionnel au taux de déclenchement d’INDRA. Notons que par définition le nombre de réactions mesurées  $N_R$  est relié au nombre de projectiles envoyés vers la cible  $N_I$ , la section efficace d’interaction  $\sigma$ , la densité  $\rho$  et l’épaisseur  $e$  de la cible d’après la relation suivante :

$$N_R = N_I \sigma \rho e \quad (4.32)$$

Afin de valider l’hypothèse précédente, nous avons étudié la moyenne du rapport entre le signal **OR\_SI** de VAMOS et signal **FC** d’INDRA pour chaque réglage en  $B\rho_0$  du spectromètre. Le rapport de ces deux signaux permet donc de ne pas tenir compte de la variation de l’intensité du faisceau et d’avoir une idée de la variation de la section efficace de production selon le domaine en  $B\rho$  (voir Formule 4.32).

La Figure 4.32 présente l’évolution de ce rapport pour les quatre systèmes physiques et confirme que le taux de déclenchements d’INDRA est un bon indicateur de l’intensité du faisceau et peut être utilisé afin de corriger les données, du moins pour les systèmes dont le projectile est le  $^{40}\text{Ca}$ . En effet pour ces systèmes, l’acceptance de VAMOS dans le laboratoire est à la limite de l’angle d’effleurement, or le rapport présente une évolution régulière avec un maximum autour de la rigidité magnétique du faisceau dans le cas où celui-ci est complètement épluché soit  $Q = 20$  (soit dans le domaine en  $B\rho$  pour lequel nous nous attendons à observer un fort taux de production

$B\rho_0$ (T.m)	$B\rho_{min}$ (T.m)	$B\rho_{max}$ (T.m)	$N_I^{4040}$	$N_I^{4048}$	$N_I^{4840}$	$N_I^{4848}$
0.661	0.585	0.915	112091666	95312567	∅	∅
0.719	0.635	0.998	137038206	97336491	∅	∅
0.782	0.690	1.090	96323142	91550231	∅	62273298
0.849	0.750	1.120	105642840	114160462	146527046	2194246
0.923	0.860	1.285	218389029	103120757	144693787	70971769
1.004	0.891	1.385	14586885	110605115	100034605	154580277
1.091	0.965	1.521	139305390	193206935	99400709	179740238
1.186	1.055	1.656	119234803	132480402	114876626	158672348
1.289	1.140	1.793	114988729	111035492	107853570	195059051
1.401	1.246	1.957	95056183	138951363	126959055	138890378
1.523	1.351	2.130	105207560	133235818	133122955	126505417
1.656	1.471	2.303	72286523	127556814	122007409	140438378
1.800	1.599	2.475	82089568	134282091	181271434	139071895
1.957	1.731	2.645	73620820	14921141	202863259	166851963
2.120	1.886	2.688	47152969	31578867	71618822	28773879
2.220	1.967	2.696	62129566	50765269	∅	69160614

TABLE 4.3 – Récapitulatif des configuration de VAMOS pour les quatre systèmes étudiés.  $B\rho_0$  correspond à la rigidité magnétique de référence d’une configuration de VAMOS, les gammes d’acceptance en  $B\rho$  associées (pour VAMOS tourné à  $\Theta_{VAMOS} = 4.5^\circ$  par rapport à l’axe du faisceau) sont aussi données ainsi que les taux de déclenchement  $N_I$  issus du TRIGGER d’INDRA (supposés proportionnels au nombre d’événements).

dû à la diffusion élastique) et une forte diminution après ce maximum. L’évolution est similaire pour les systèmes dont le projectile est le  $^{48}\text{Ca}$  même si l’acceptance angulaire de VAMOS ne couvre pas l’angle d’effleurement.

Ainsi dans le reste de l’analyse nous utilisons le taux de déclenchement d’INDRA afin de normaliser l’ensemble des données à l’intensité du faisceau.

Il semble donc possible d’utiliser les échelles de comptage d’INDRA afin de normaliser les événements d’un même système à l’intensité du faisceau. Aussi, d’après la Formule 4.32, la normalisation entre systèmes doit se faire en tenant compte des densités surfaciques  $\rho_s = e \cdot \rho$  des cibles présentées Tableau 3.5.

#### 4.3.4 Recouvrement des rigidités magnétiques

La Figure 4.3 présente par exemple les distributions des rigidités magnétiques obtenues pour l’ensemble des différents réglages du spectromètre avant une quelconque normalisation. Nous y observons un recouvrement des données entre elles ce qui a pour effet de surestimer la statistique des zones qui se recouvrent.



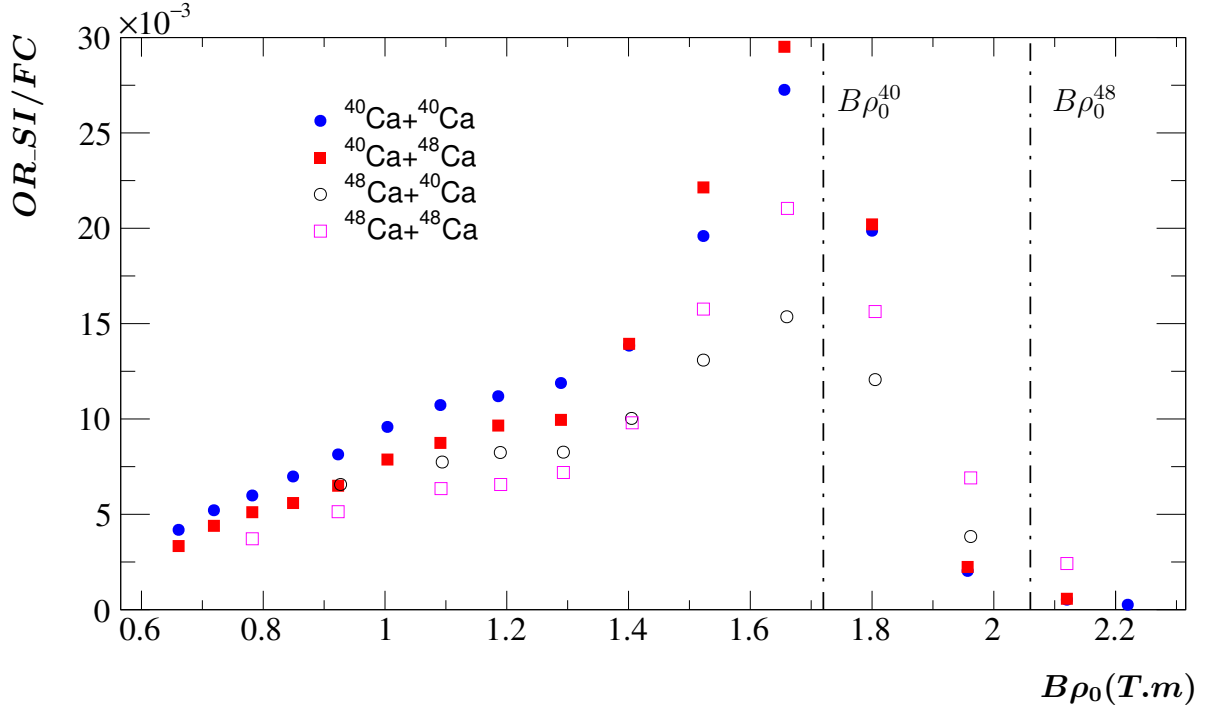


FIGURE 4.32 – Rapport entre le signal OR\_SI et les échelles de comptage d’INDRA pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ . Les lignes en pointillés indiquent les valeurs des rigidités magnétiques des faisceaux de  $^{40}\text{Ca}$  ( $B\rho_0^{40} \simeq 1.72 \text{ T.m}$ ) et  $^{48}\text{Ca}$  ( $B\rho_0^{48} \simeq 2.06 \text{ T.m}$ ) d’état de charge  $Q = 20$ . Le rapport présente une évolution régulière jusqu’au  $B\rho$  du faisceau avant de diminuer brusquement pour les systèmes de projectile  $^{40}\text{Ca}$ . L’évolution est similaire pour les systèmes de  $^{48}\text{Ca}$ .

### 4.3.5 Généralisation d’une méthode de normalisation

Nous avons vu jusqu’à maintenant les corrections dont nous devons tenir compte afin de normaliser les événements. La méthode présentée pour normaliser les événements entre eux est différente de celle proposée dans [52]. En résumé, cette méthode consistait à premièrement appliquer un facteur correctif afin de normaliser les événements par rapport à l’intensité du faisceau, le temps mort de l’acquisition; et deuxièmement définir les zones de recouvrement et ignorer les événements d’une des deux distributions qui se recouvre. L’application de cette méthode impliquait donc une perte d’environ 1/3 de la statistique totale du fait de la suppression des zones qui se recouvrent.

Nous proposons donc une méthode alternative afin de ne perdre aucune statistique dans les données. Il convient tout d’abord de définir :

- $Y_D^j(B\rho, \theta_I)$  : le nombre de particules détectées dans le domaine  $(B\rho, \theta_I)$  pour le run expérimental  $j$ .
- $Y_R^j(B\rho, \theta_I)$  : le nombre de particules produites et émises dans le domaine  $(B\rho, \theta_I)$  pour le run expérimental  $j$ .
- $Y_R^{\text{tot}}(B\rho, \theta_I)$  : le nombre de particules produites et émises dans le domaine  $(B\rho, \theta_I)$  sur l’ensemble des runs expérimentaux.

Nous cherchons à appliquer un poids  $W$  événement par événement afin que la somme des distributions des particules détectées sur  $j$  runs reflète la véritable distribution de particules produites, soit :

$$W(B\rho, \theta_I) \cdot \left\{ \sum_j Y_D^j(B\rho, \theta_I) \right\} \propto Y_R^{tot}(B\rho, \theta_I) \quad (4.33)$$

or par définition le nombre de particules détectées expérimentalement dépend de l'efficacité de détection et du temps mort associé, soit :

$$Y_D^j(B\rho, \theta_I) = Y_R^j(B\rho, \theta_I) \epsilon_{int}(B\rho, \theta_I) \epsilon_{geo}^j(B\rho, \theta_I) (1 - DT^j) \quad (4.34)$$

où :

- $\epsilon_{int}$  est l'efficacité intrinsèque de détection de VAMOS (supposée constante).
- $\epsilon_{geo}^j$  est l'efficacité géométrique de VAMOS pour le domaine en  $(B\rho = \delta \cdot B\rho_0^j, \theta_I)$ .
- $B\rho^j$  est la rigidité magnétique nominale de VAMOS pour le run  $j$ .
- $DT^j$  est le temps mort associé au run  $j$ .

Nous pouvons de même relier les distributions définies précédemment à la probabilité de réaction  $P_R = \sigma\rho_s$ , soit d'après l'Équation 4.32 :

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_R^{tot}(B\rho, \theta_I) = P_R \cdot N_I^{tot} \\ Y_R^j(B\rho, \theta_I) = P_R \cdot N_I^j \end{array} \right. \quad (4.35a)$$

$$(4.35b)$$

où  $N_I^j$  correspond au nombre de projectiles atteignant la cible de réaction pour le run  $j$  et  $N_I^{tot}$  correspond au nombre total de projectiles atteignant la cible sur l'ensemble des runs.

Par conséquent d'après l'hypothèse formulée Section 4.3.3 selon laquelle le taux de déclenchement du TRIGGER d'INDRA est proportionnel au nombre de réactions et d'après les Formules 4.35a et 4.35b, si  $S_j$  est le nombre d'ouvertures de la fenêtre de coïncidence pour le run  $j$ , nous avons :

$$Y_R^j(B\rho, \theta_I) = Y_R^{tot}(B\rho, \theta_I) \frac{S_j}{\sum_j S_j} \quad (4.36)$$

Finalement en regroupant les Formules 4.30, 4.33, 4.34 et 4.36 nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{l} W(B\rho, \theta_I) = C \cdot \frac{\sum_j S_j}{\sum_{j'} S_{j'} \epsilon_{int} \epsilon_{geo}^{j'}(B\rho, \theta_I) (1 - DT^j)} \\ \epsilon_{geo}^{j'}(B\rho, \theta_I) = \frac{\Delta^2 \Omega(\delta^{j'}, \theta_I)}{4\pi} \\ \delta^{j'} = \frac{B\rho}{B\rho_0^{j'}} \end{array} \right. \quad (4.37a)$$

$$(4.37b)$$

$$(4.37c)$$

La valeur exacte de la constante  $C$  dépend de la section efficace d'interaction de la réaction étudiée.

La Formule 4.37a permet ainsi de normaliser les événements INDRA-VAMOS à la fois par rapport au nombre de particules envoyées sur la cible, à l'acceptance de VAMOS et au temps mort.

### 4.3.6 Application de la méthode avec une simulation

Afin de vérifier que la Formule 4.37a permet effectivement de normaliser les événements INDRA-VAMOS nous avons effectué une simulation Monte-Carlo basée sur le code ZGOUBI. Un nombre aléatoire  $N$  ( $5 \cdot 10^4 \leq N \leq 2 \cdot 10^6$ ) de particules définies par un triplet  $(\delta, \theta_I, \phi_I)$  ont été générées pour chaque réglage  $B\rho_0$  de VAMOS utilisé expérimentalement (voir Tableau 4.3) afin de simuler leurs trajectoires jusqu'au mur de détecteurs  $S_i$  de VAMOS, après le plan focal (en utilisant la même géométrie que celle utilisée pour générer les efficacité de détection Section 4.3.1.3 pour l'expérience e503). Plus exactement nous imposons en entrée de la simulation une distribution connue en  $B\rho$  et en  $\theta_I$ , ainsi que des temps mort aléatoires pour chaque réglage en  $B\rho_0$  afin de reproduire au mieux la situation expérimentale.

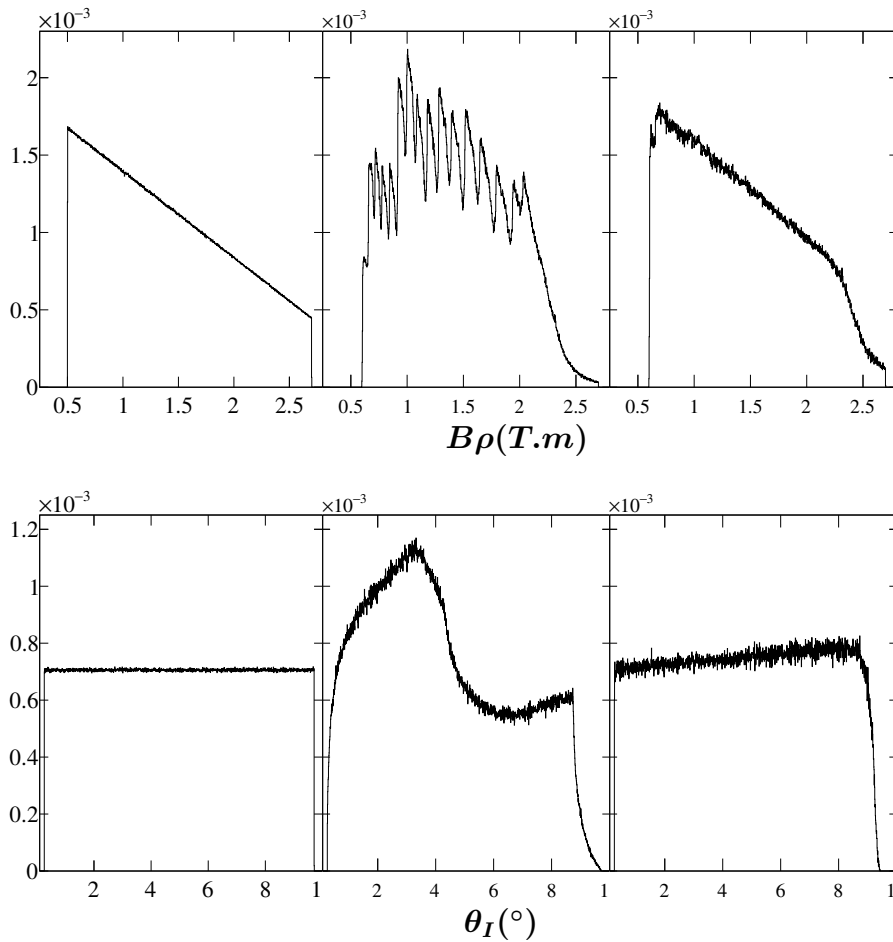


FIGURE 4.33 – Exemple d'application de la méthode de normalisation à une simulation Monte-Carlo. Une distribution triangulaire en  $B\rho$  et des distributions uniformes en  $(\theta_I, \phi_I)$  ont été utilisées afin de simuler un nombre aléatoire de trajectoires dans ZGOUBI sur l'ensemble des configurations expérimentales  $B\rho_0$ . Des temps morts aléatoires entre 5 et 30% ont été appliqués aux données simulées afin de reproduire la situation expérimentale. Les figures de gauche représentent les distributions en entrée de la simulation et qui sont à reproduire, les figures centrales représentent la somme des distributions en sortie de la simulation (avec application du temps mort et de l'acceptance de VAMOS jusqu'au mur de  $S_i$ ) et les figures de droite représentent les distributions une fois normalisées.

La Figure 4.33 montre un exemple de comparaison entre les distributions normalisées en  $B\rho$  et en  $\theta_I$  imposées à l'entrée de la simulation (*i.e* distribution que nous cherchons à reproduire à l'aide de la normalisation), ces distributions simulées avant leur normalisation (donc équivalente à la distribution expérimentalement mesurée) et celles après application de la normalisation basée sur la Formule 4.37a. Nous constatons un accord entre les distributions globales imposées à l'entrée de la simulation et celles reconstruites après normalisation, ce qui confirme notre méthode de normalisation.

## 4.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les calibrations et identifications des noyaux dans INDRA et VAMOS. En particulier VAMOS a nécessité le développement de nombreuses classes dans KALIVEDA afin de pouvoir calibrer le temps de vol et lui appliquer des corrections. Une nouvelle méthode de reconstruction a été développée afin de reconstruire la trajectoire du fragment au point cible à partir de sa trajectoire au plan focal mesurée par les chambres à dérives. Enfin nous avons aussi développé une méthode de normalisation des données afin de tenir compte des recouvrements entre les différents réglages en  $B\rho_0$  du spectromètre et perdre le moins d'événements possibles. L'application à une simulation Monte-Carlo a mis en évidence son efficacité.



# Chapitre 5

## Présentation et analyse des résultats expérimentaux

Nous allons présenter dans ce chapitre les propriétés générales des réactions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à 35 AMeV de l'expérience e503 réalisée au GANIL avec le couplage du multi-détecteur INDRA et du spectromètre de large acceptation VAMOS. Le but de ce chapitre est de caractériser les réactions à l'étude.

### 5.1 Sélections des événements d'intérêt

Rappelons tout d'abord que la condition générale de déclenchement du système d'acquisition est que l'un des détecteurs  $S_i$  de l'enceinte de détection Harpee soit touché, indépendamment de la multiplicité dans INDRA. Ensuite les événements pour lesquels il y a plus d'une particule détectée dans VAMOS sont rejetés par défaut car nous ne pouvons extraire qu'un seul temps de vol par événement, à savoir celui associé au premier  $S_i$  touché de Harpee.

Concernant l'analyse des données, la condition générale pour qu'un événement soit accepté est que le fragment détecté dans VAMOS soit isotopiquement identifié et que son état de charge  $Q$  soit cohérent avec sa charge  $Z$ , soit  $Z \geq Q$ .

Quatre coupures ont ensuite été appliquées successivement afin de réduire les données et sont présentées dans les paragraphes qui suivent. Un résumé est donné dans le Tableau 5.1.

Système	$(Z, A, Q)$ ok	<i>punch-through</i>	Entrée VAMOS	Temps de vie	Élastique
$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	4208141	2877282 (68.4%)	2692067 (64.0%)	2633891 (62.6%)	2300087 (54.7%)
$^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$	6286072	4298482 (68.4%)	3976745 (63.3%)	3913378 (62.3%)	3564866 (56.7%)
$^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	3283898	2288303 (69.7%)	2144728 (65.3%)	2123501 (64.7%)	2091452 (63.7%)
$^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$	5307611	3664340 (69.0%)	3419572 (64.4%)	3380014 (63.7%)	3319344 (62.5%)

TABLE 5.1 – Effet des coupures appliquées sur le nombre d'événements.

### 5.1.1 Rejet des événements punch-through

La définition des zones de rebroussement des télescopes *ChIo-Si* de Harpee est nécessaire à la correction du temps de vol (voir Section 4.2.2.4). Cette définition graphique implique qu'il est possible d'attribuer des particules à la zone de rebroussement alors qu'elles ne devraient pas l'être et inversement, c'est pourquoi nous avons gardé l'ensemble des événements jusqu'à ce point de l'analyse.

Une méthode simple d'observer la présence de *punch-through* dans les données est de tracer la somme des pertes d'énergies mesurées dans chaque détecteur d'un télescope *ChIo-Si*, soit  $E_{tot} = E_{ChIo} + E_{Si}$ , en fonction du carré de la vitesse  $v$  du fragment, calculée à partir de son temps de vol. En effet, la perte d'énergie  $E_{tot}$  est proche de l'énergie cinétique  $E_K$  de la particule et varie linéairement avec  $v^2$  en peuplant des lignes de masses (d'après la relation  $E_{tot} \simeq E_k = 1/2Av^2$ ) jusqu'à atteindre un maximum à partir duquel la particule a une énergie suffisante pour traverser le *Si* et y dépose par conséquent moins d'énergie. Cet effet est visible par une rupture de pente comme le montre la Figure 5.1. Nous avons utilisé cette rupture de pente afin de définir les particules *punch-through* pour les **VIDCode4** et **VIDCode11** et les rejeter définitivement du reste de l'analyse.

Notons que le rejet des *punch-through* constitue la principale source de réduction des données.

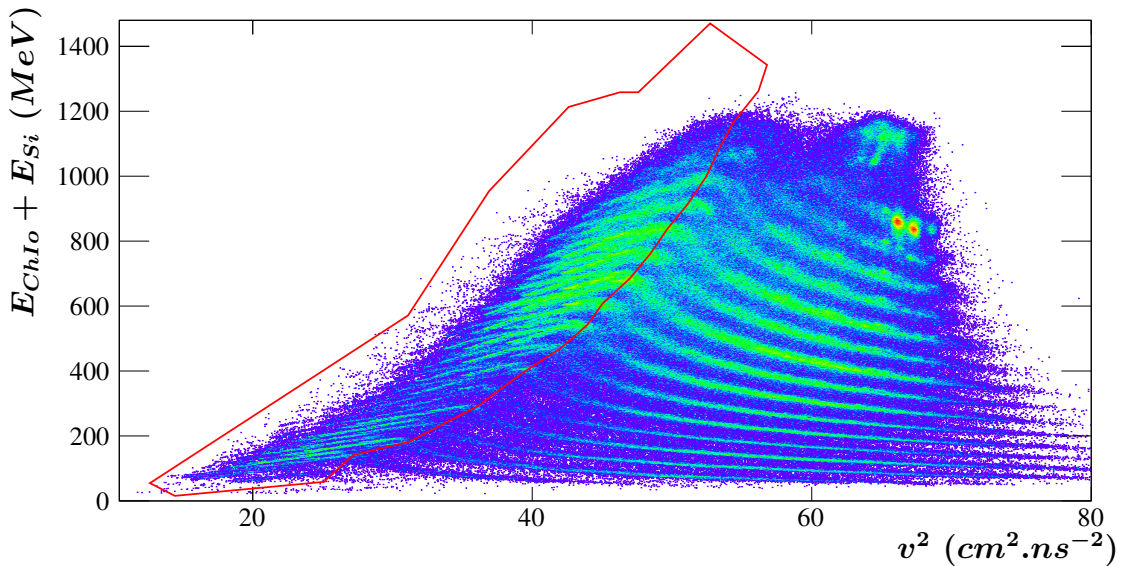


FIGURE 5.1 – Exemple de coupure des événements *punch-through* pour les **VIDCode11** du système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ . Les événements gardés pour le reste de l'analyse se trouvent à l'intérieur de la sélection graphique.

### 5.1.2 Coupures dans la fenêtre d'entrée de VAMOS

Les mêmes coupures angulaires que celles appliquées à la simulation ZGOUBI dans la Section 4.3.1.2 sont appliquées aux données expérimentales. Le but est d'observer la meilleure cohérence possible entre la simulation et l'expérience pour la normalisation des données faisant notamment appel à l'efficacité géométrique estimée avec ZGOUBI (voir Section 4.3.5).

### 5.1.3 Rejet des événements d'après le temps de vie du fragment identifié dans VAMOS

Le calcul du temps de vol  $ToF$ , sujet à plusieurs corrections, est le point crucial de l'identification de l'état de charge et donc de la masse du noyau (voir Section 4.2.1.3 pour plus de détails). Les événements pour lesquels celui-ci n'a pas été correctement corrigé vont ainsi

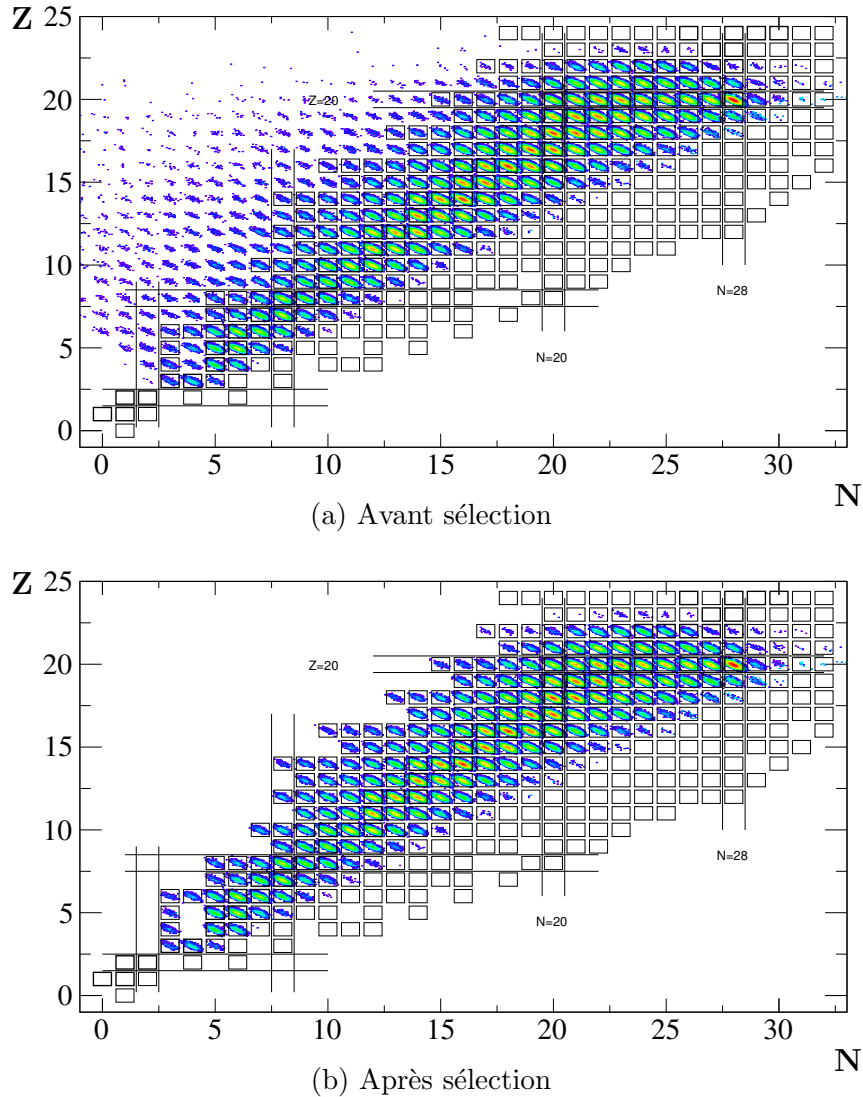


FIGURE 5.2 – Exemple d'application de la sélection sur la cohérence entre le temps de vie du fragment détecté dans VAMOS et son temps de vol pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

potentiellement présenter une incohérence entre leur charge  $Z$  (identifiée indépendamment du  $ToF$ ), leur état de charge  $Q$  (déjà corrigé en partie en imposant  $Z \geq Q$ ) et leur masse  $A$ . Une sélection supplémentaire à appliquer est ainsi la compatibilité du temps de vie  $\tau(A, Z)$  du fragment identifié dans VAMOS avec son temps de vol. Seuls les événements pour lesquels le fragment identifié dans VAMOS vérifie  $\tau \geq ToF$  ont été gardés pour le reste de l'analyse. Notons que ces événements représentent moins de 2% des données pour chaque système étudié. Un exemple est présenté Figure 5.2.



### 5.1.4 Rejet des événements de diffusion élastique

Les diffusions élastiques ne sont pas d'intérêt physique pour le reste de l'analyse. Un critère simple afin de les isoler est d'imposer une multiplicité dans INDRA de  $M_{INDRA} = 0$  et que le fragment identifié dans VAMOS vérifie  $Z = Z_{proj} = 20$  et  $A = A_{proj} = \{40, 48\}$ .

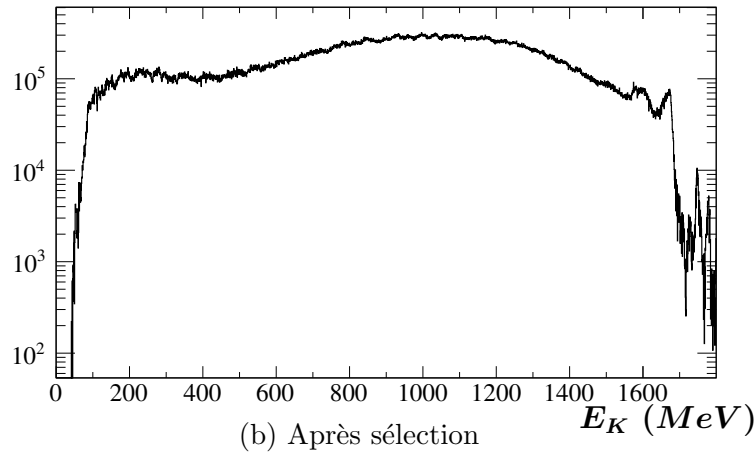
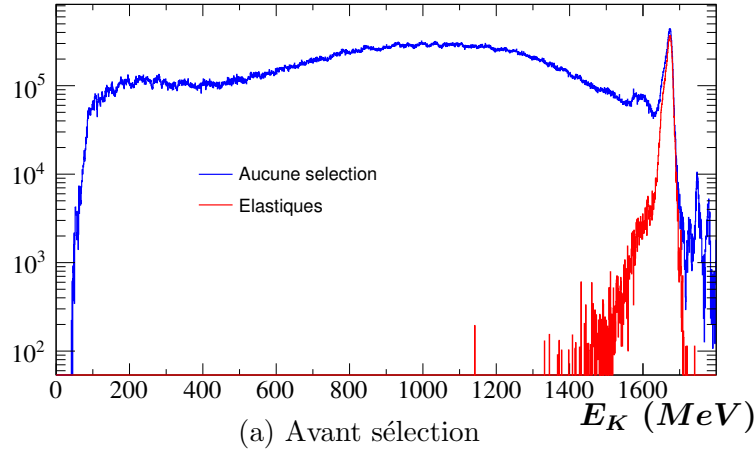


FIGURE 5.3 – Effet du rejet des élastiques sur les distributions en énergies cinétiques  $E_K$  pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ . Les valeurs de  $E_K$  sont compatibles avec les énergies cinétiques associées à une diffusion élastique dans l'acceptance de VAMOS.

Ces conditions permettent d'isoler et rejeter une grande partie des événements de diffusion élastique comme nous pouvons l'observer sur les distributions en énergies cinétiques  $E_K$  calculées à partir du temps de vol (voir Figure 5.3). Nous montrons néanmoins dans la Section 5.2.2 qu'elle n'est pas suffisante pour rejeter la totalité des événements élastiques, en particulier pour les systèmes de projectile  $^{40}\text{Ca}$  pour lesquels l'angle d'effleurement est à la limite de l'acceptance angulaire de VAMOS (voir Tableau 3.6).

## 5.2 Propriétés générales des événements INDRA-VAMOS

Cette section présente les propriétés des événements issus des réactions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à 35  $\text{A MeV}$  après application des sélections présentées Section 5.1 et application de la normalisation

présentée Section 4.3.5. Notons que les observations qui suivent peuvent être considérées comme inclusives dans le sens où les sélections appliquées restent volontairement très générales et ont pour seul but de nettoyer les données des événements incohérents.

### 5.2.1 Commentaires sur la normalisation des données

Une façon de voir l’effet de la normalisation des données est de comparer les distributions en rigidité magnétique et en vitesse avant et après la normalisation. Un exemple est donné Figure 5.4.

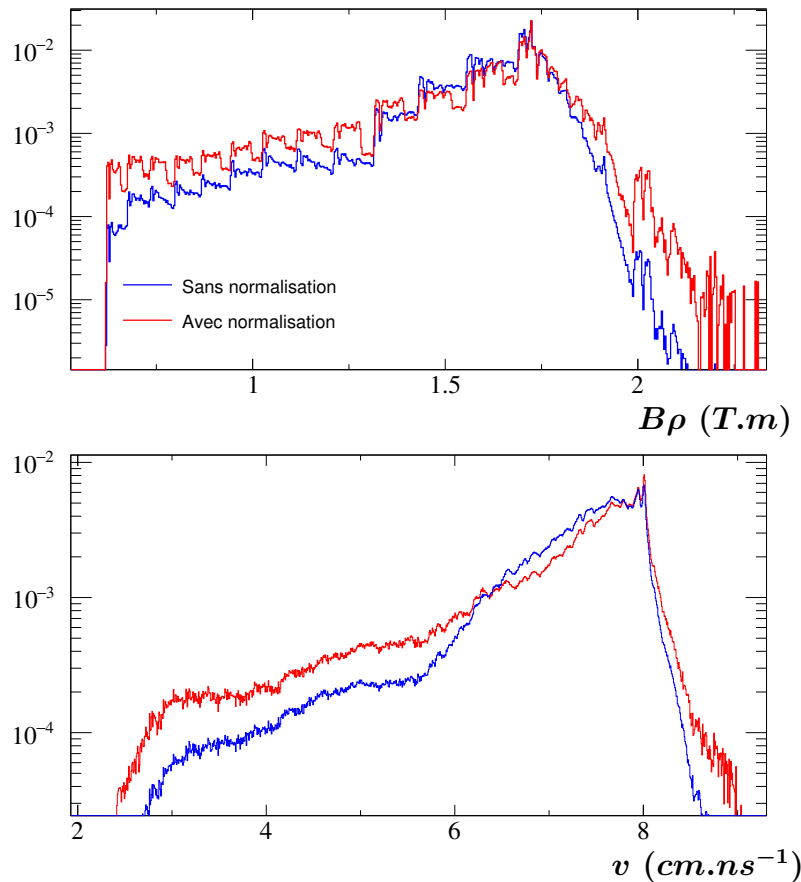


FIGURE 5.4 – Effet de la normalisation sur les distributions en rigidité magnétique (figure du haut) et en vitesse (figure du bas) pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

Concernant la distribution en  $B\rho$ , l’allure en dent de scie (chaque “dent” étant associée à un réglage en  $B\rho_0$  du spectromètre) disparaît après la normalisation : un redressement des distributions individuelles associées à chaque réglage du spectromètre est observé, jusqu’à une certaine limite où l’acceptance baisse fortement dans ZGOUBI. Nous constatons qu’une forme continue se dessine et enveloppe l’ensemble de la distribution en  $B\rho$  une fois normalisée. Concernant les distributions en vitesse, l’effet principal de la normalisation est de redresser les vitesses inférieures à  $\simeq 6$  cm.ns $^{-1}$ . Notons que ces événements sont principalement identifiés dans les télescopes *ChIo-Si*.

## 5.2.2 Propriétés du fragment détecté dans VAMOS

### 5.2.2.1 Propriétés cinématiques

Les distributions normalisées en vitesse  $v$  du fragment détecté dans VAMOS sont présentées Figure 5.5.

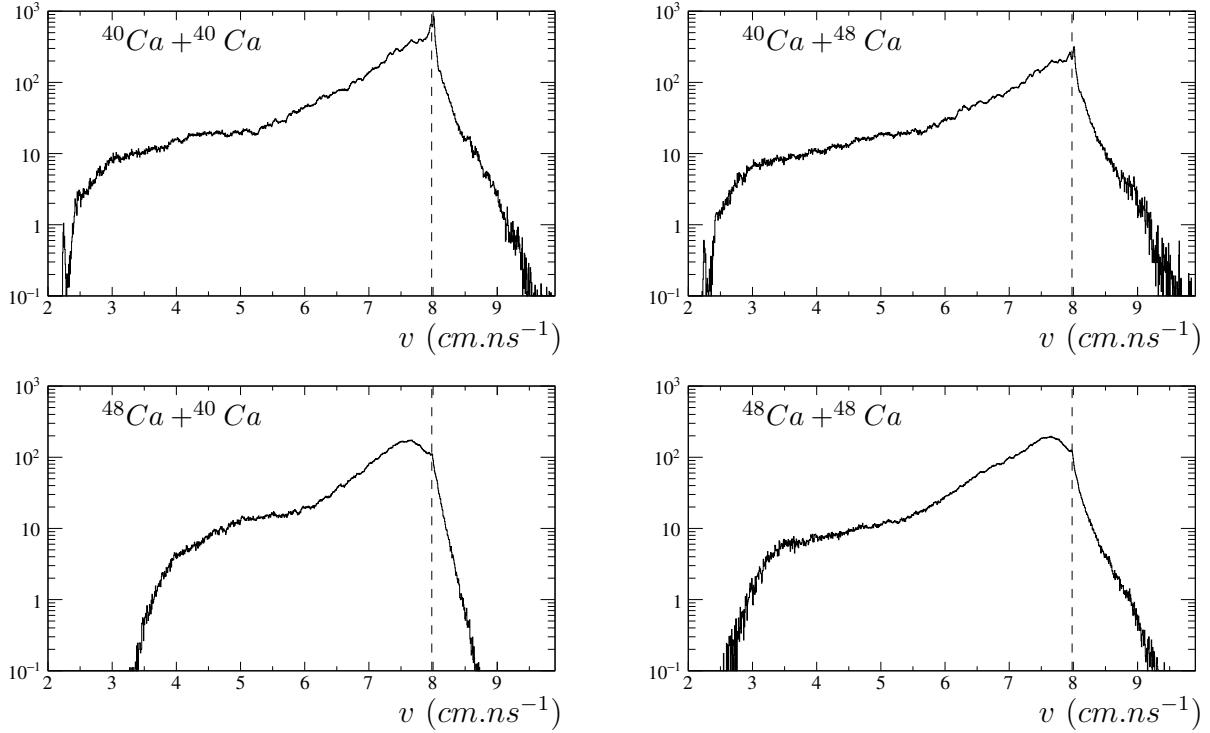


FIGURE 5.5 – Distributions normalisées en vitesse du fragment identifié dans VAMOS pour l’ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ . Les lignes en pointillés indiquent la vitesse du faisceau (voir Tableau 3.6).

Nous observons globalement que les limites inférieure et supérieure sont respectivement légèrement plus petite que celle du centre de masse  $v_{cm}$  du système initial et plus grande que celle du faisceau  $v_0$ . La distribution en vitesse présente un maximum légèrement en dessous de  $v_0$  pour les systèmes de projectile  $^{48}\text{Ca}$  et nous constatons un reste d’événements élastiques par la présence d’un pic à  $v_0$  pour les quatre systèmes.

Afin de caractériser l’origine des produits de réactions détectés dans VAMOS nous représentons Figure 5.6 leurs charges en fonction de leurs vitesses parallèles dans le référentiel du laboratoire (composante  $V_z$  de la vitesse, selon la direction du faisceau).

Comme attendu nous observons la présence d’une forte statistique aux environs de la charge et de vitesse du projectile. En effet VAMOS est placé aux angles avant du référentiel du laboratoire ( $\theta \in [2.5^\circ, 6.5^\circ]$ ), et les différents réglages du spectromètre ont permis de couvrir l’ensemble du domaine en vitesse entre la vitesse du projectile et celle du centre de masse de la réaction. Les noyaux détectés dans VAMOS proviennent principalement d’un quasi-projectile avec peu de contamination de la quasi-cible, une plus faible contribution de la zone de mi-rapidité est aussi présente. En superposant la charge moyenne par pas en vitesse nous voyons une corrélation entre la vitesse des fragments et leur charge : des fragments plus lents sont associés à des charges

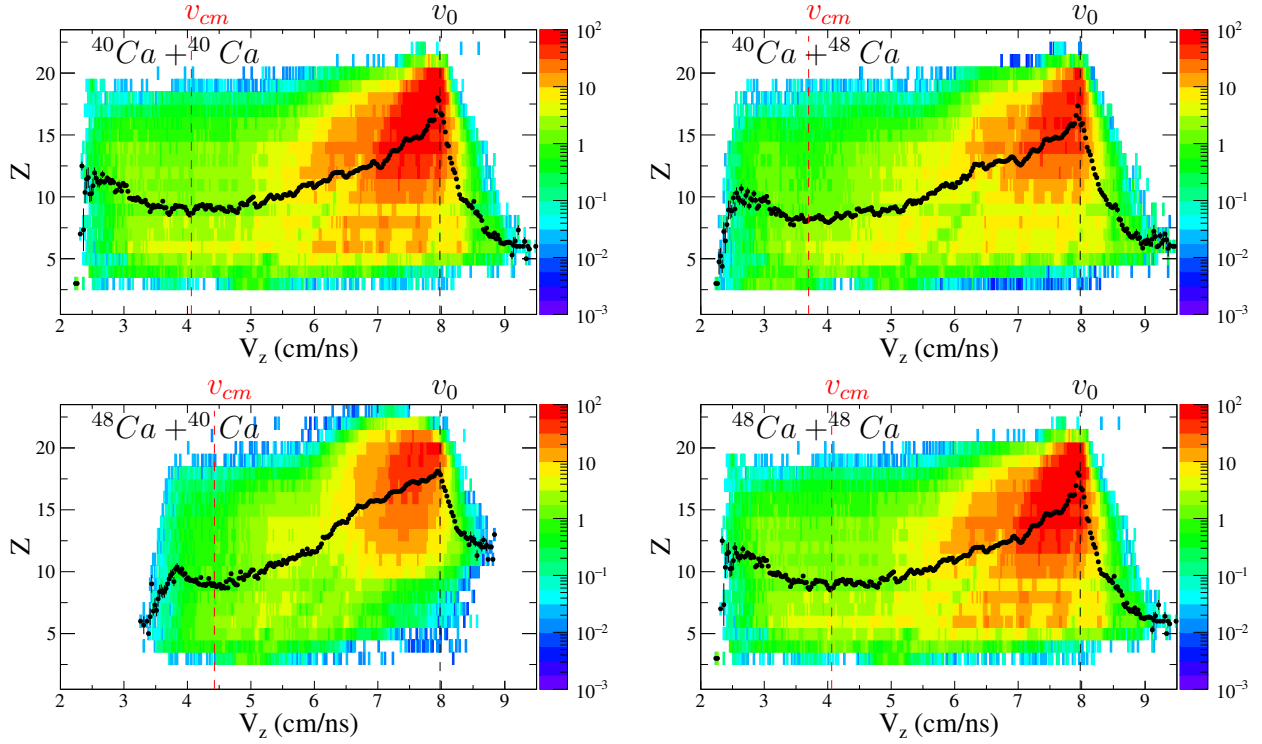


FIGURE 5.6 – Distributions de la charge des fragments identifiés dans VAMOS en fonction de leur vitesse parallèle dans le laboratoire pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ . Les lignes en pointillés indiquent la vitesse du centre de masse  $v_{cm}$  de la réaction et la vitesse  $v_0$  du faisceau. Les courbes superposés correspondent à la valeur moyenne de la charge par bin de vitesse.

en moyenne plus petites. D'après ces observations les fragments détectés dans VAMOS sont compatibles avec des collisions binaires dissipatives, c'est-à-dire originaires de la désexcitation d'un quasi-projectile issu de collisions périphériques [118–121]. Des vitesses décroissantes sont associées à une énergie d'excitation croissante, ce qui implique un résidu désexcité plus petit en charge. Des fragments plus lents et plus légers peuvent aussi être émis par la *neck* à mi-rapidité (voir Section 1.1.4.2).

### 5.2.2.2 Identifications isotopiques

#### Distributions en charge, état de charge et masse :

Nous présentons dans les Figures 5.7 et 5.8 les distributions en charge  $Z$ , état de charge  $Q$  et masse  $A$  pour l'ensemble des réactions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ . Afin de mieux les comparer elles ont aussi été normalisées individuellement à leurs intégrales. Les cartes des noyaux identifiés pour chaque système sont présentées en Annexe D.

Les distributions en charge et état de charge sont très similaires ce qui montre que les noyaux détectés dans VAMOS sont pour la plupart totalement épluchés en sortie de la cible. Nous voyons ensuite que celles-ci s'apparient selon la nature du projectile mais sont pratiquement indépendantes de la nature de la cible, de même un effet pair-impair est présent pour les quatre systèmes, mais plus visible pour ceux de projectile  $^{40}\text{Ca}$  pauvres en neutrons. Enfin nous constatons la présence d'une rupture autour de  $Z = 9$  et d'un sursaut attribué à des

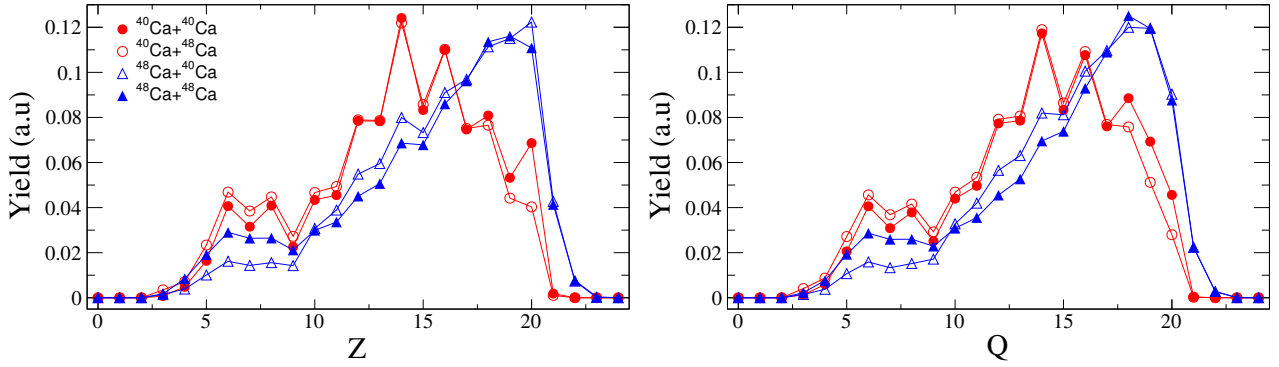


FIGURE 5.7 – Distributions normalisées en charge  $Z$  et en état de charge  $Q$  du fragment identifié dans VAMOS pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

événements élastiques à  $Z = 20$  pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ , ce qui est cohérent avec la distribution en vitesse présentée Figure 5.5.

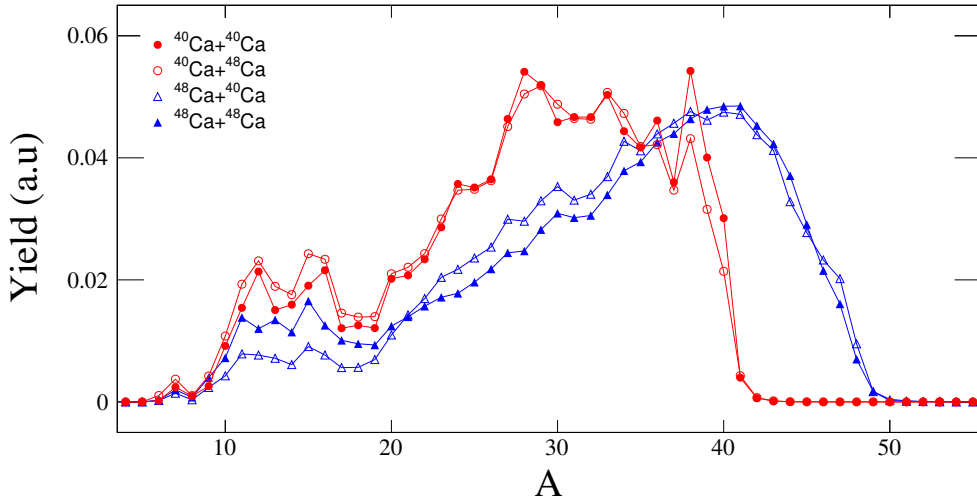


FIGURE 5.8 – Distributions normalisées en masse  $A$  des fragments identifiés dans VAMOS pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

Concernant maintenant les distributions en masse, nous observons une nouvelle fois l'appariement des distributions selon le projectile. Les systèmes riches en neutrons atteignent des masses plus élevées. Nous voyons de plus la présence d'une rupture à  $A = 17 - 19$  pour l'ensemble des systèmes, ce qui peut être associé à la faible production du fluor observée Figure 5.7. Enfin un sursaut à  $A \sim 40$  indique la présence d'un reste d'événements élastiques ou quasi-élastiques pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

### Enrichissement en neutrons :

La Figure 5.9 présente l'évolution de l'excès de neutron moyen  $\langle A \rangle - 2Z$  et les écarts-types  $\sigma_A$  des distributions en masse expérimentales en fonction de la charge du fragment dans VAMOS.

Nous observons encore un appariement des courbes en fonction du projectile : les systèmes de

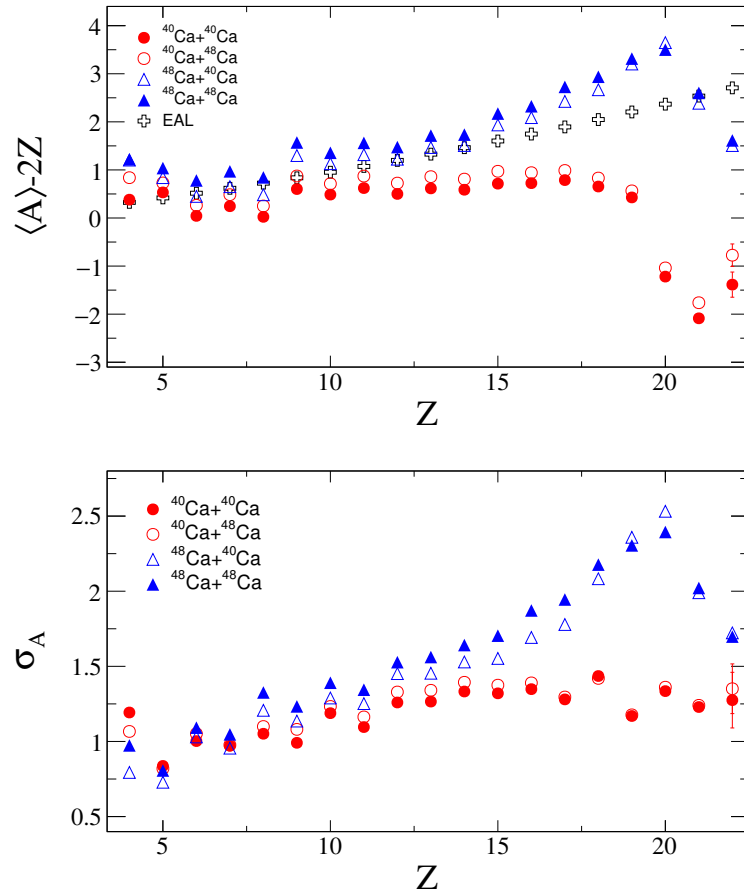


FIGURE 5.9 – Distributions de excès de neutron moyen  $\langle A \rangle - 2Z$  et des écarts-types des distributions en masse du fragment détecté dans VAMOS en fonction de la charge, pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

projectile  $^{48}\text{Ca}$  sont plus riches en neutrons et présentent des écart-types plus grands que ceux de projectile  $^{40}\text{Ca}$ . Des différences sont aussi présentes à plus petite échelle en fonction de la nature de la cible, indiquant un mécanisme de diffusion d'isospin.

Concernant les distributions en  $\langle A \rangle - 2Z$ , nous remarquons premièrement que pour  $Z = Z_{proj} = 20$ , les projectiles  $^{48}\text{Ca}$  présentent un excès en neutrons de 3.5 à comparer à l'excès en neutron initial qui est de 8. Cette perte de 4.5 neutrons peut s'expliquer par des réactions de transfert de neutrons entre le projectile et la cible mais aussi une désexcitation préférentiellement par émission de neutrons. En effet un noyau porté à une faible énergie d'excitation se désexcite majoritairement par émission de neutrons. Ensuite au fur et à mesure nous nous éloignons de  $Z_{proj}$  nous voyons que l'excès de neutron diminue et que les distributions s'approchent de la Evaporative Attractor Line. Ceci peut refléter une excitation du projectile croissante avec la diminution de la charge du QP. Enfin pour les systèmes de projectile  $^{40}\text{Ca}$ , nous observons que pour  $Z = Z_{proj}$  les fragments présentent un déficit de 1.5 neutrons, ce déficit décroît rapidement avec la charge du QP avant de stagner autour de 0.5 pour  $Z < Z_{proj} - 2$  (proche de  $N = Z$  donc).

Concernant maintenant les largeurs  $\sigma_A$ , nous voyons de même que ces dernières augmentent avec  $Z$  pour les systèmes riches en neutrons. À l'opposé, les systèmes pauvres en neutrons

ont des largeurs constantes centrées autour de 1.5. Ces observations reflètent une désexcitation statistique par émission de particules légères : pour une même charge un plus grand nombre de neutrons disponibles conduit à un plus grand nombre de voies de désexcitation et de plus grandes largeurs. Enfin les distributions semblent se rejoindre pour des  $Z < 10$ , ainsi dans le cas des systèmes riches en neutrons  $Z$  reflète la centralité de la collision.

Une observable généralement utilisée pour présenter l'enrichissement en neutron lors de collisions nucléaires est la valeur moyenne du nombre de neutrons sur le nombre de protons, notée  $\langle N/Z \rangle$  et présentée Figure 5.10 pour les fragments détectés dans VAMOS en fonction de leur charge.

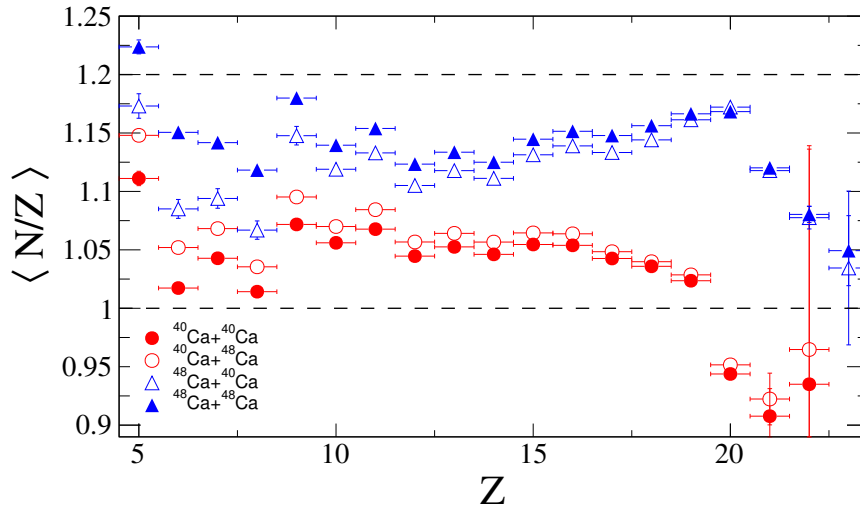


FIGURE 5.10 – Distributions normalisées de  $\langle N/Z \rangle$  en fonction de  $Z$  pour les fragments identifiés dans VAMOS et l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

Nous remarquons une hiérarchie des distributions selon principalement la richesse en neutron du projectile, reflétant le même effet de perte/gain de neutrons que la Figure 5.9. Ensuite nous constatons que pour  $Z = 5 - 19$  les valeurs de  $\langle N/Z \rangle$  sont comprises entre le rapport  $N/Z = 1.2$  des systèmes mixtes et celui du système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  (voir Tableau 3.6). Cela semble indiquer que malgré la désexcitation le système symétrique pauvre en neutrons présente un enrichissement en neutrons, ce qui peut être interprété par un mécanisme de migration d'isospin. L'influence de la richesse en neutrons de la cible est de même visible ce qui peut être interprété par un mécanisme de diffusion d'isospin.

Finalement l'**enrichissement en neutron**  $N - Z$  du fragment détecté dans VAMOS en fonction de sa charge est présenté Figure 5.11.

Nous observons que plus la charge du fragment détecté dans VAMOS est élevée, plus l'appariement des distributions selon la nature du projectile est prononcé, appariement caractérisé par des distributions plus larges pour les projectiles riches en neutrons. Ainsi la charge  $Z$  du fragment détecté dans VAMOS est une observable qui traduit la violence (centralité) de la collision : plus  $Z$  est faible et plus la collision est centrale et donc le fragment associé provient d'un projectile fortement fragmenté, inversement plus le  $Z$  est élevé est plus la collision est périphérique ce qui se traduit par un fragment détecté dans VAMOS proche du projectile

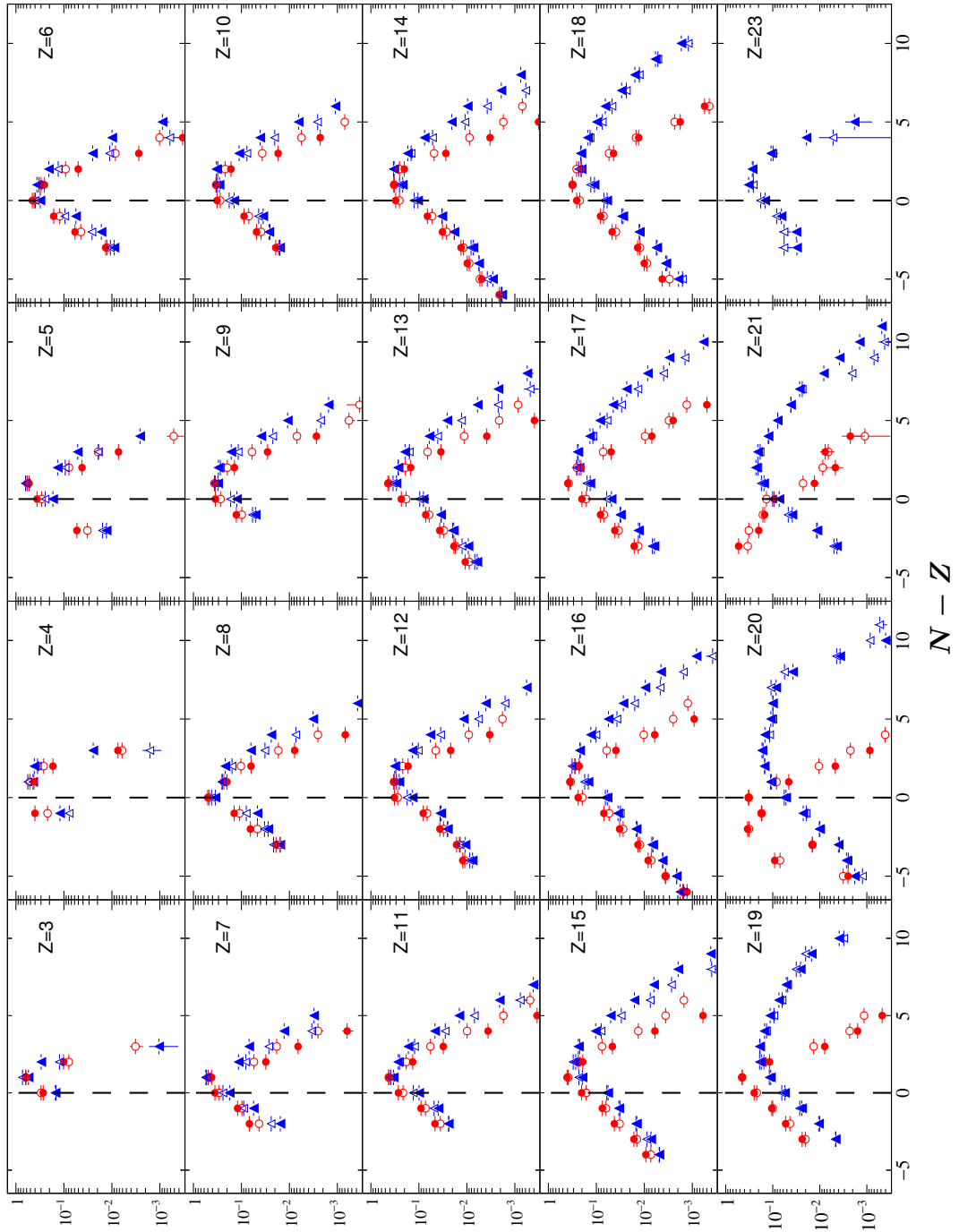


FIGURE 5.11 – Distributions normalisées en  $N - Z$  des fragments identifiés dans VAMOS pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

initial et l'appariement des distributions en  $N - Z$  selon le nature du projectile.

### 5.2.2.3 Évolution dynamique du rapport neutrons-protons

Figure 5.12 présente  $\langle N/Z \rangle$  en fonction de la vitesse parallèle  $V_z$  du fragment détecté dans VAMOS. Son interprétation nécessite néanmoins quelques précautions dans la zone  $5.25\text{cm/ns}$



$\lesssim V_z \lesssim 6.75$  cm/ns car cette zone correspond au recouvrement en vitesse entre les identification *ChIo-Si* et *Si-CsI*.

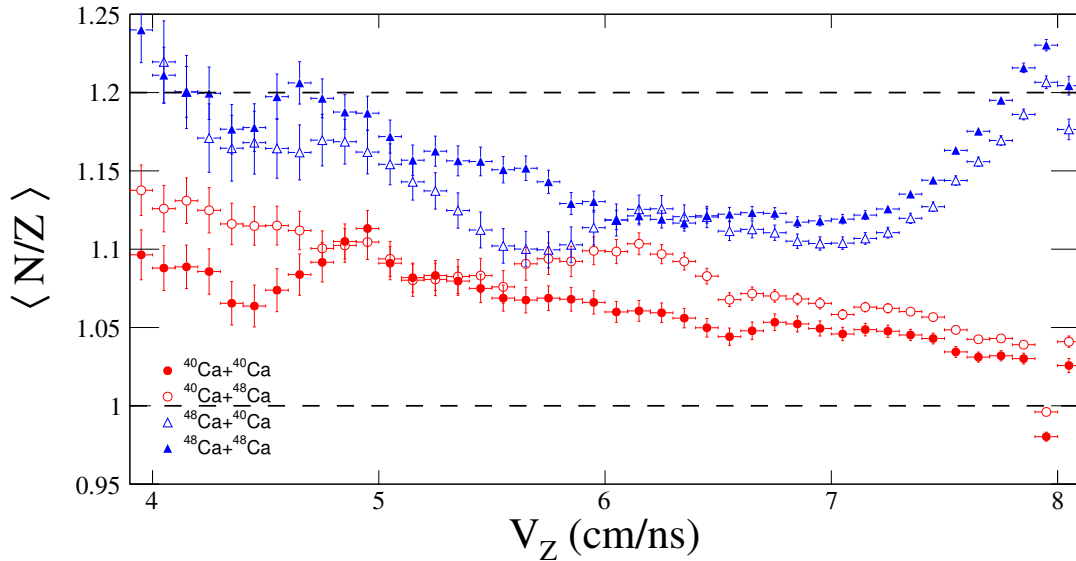


FIGURE 5.12 – Distributions normalisées de  $\langle N/Z \rangle$  en fonction de  $V_z$  pour les fragments identifiés dans VAMOS et pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

Nous observons premièrement que les systèmes de projectile  $^{48}\text{Ca}$  sont systématiquement plus riches en neutrons que ceux de projectile  $^{40}\text{Ca}$ , ce qui démontre une mémoire de la voie d'entrée de la collision. Deuxièmement, concernant les systèmes de même projectile, nous observons que les fragments issus des systèmes de cible  $^{48}\text{Ca}$  sont systématiquement plus riches en neutrons. Cet effet a déjà été observé pour les réactions  $^{84}\text{Kr} + ^{112,124}\text{Sn}$  mesuré avec un télescope FAZIA aux énergies de Fermi et a été interprété comme un effet du mécanisme de diffusion d'isospin [118]. Troisièmement les données semblent montrer, malgré une faible statistique, un enrichissement en neutrons pour les fragments détectés à mi-rapidité. Enfin, dans le domaine des grandes vitesses proches du projectile, nous observons une diminution continue de  $\langle N/Z \rangle$  avec  $V_z$  pour les systèmes de projectile riche en neutrons, allant de  $\langle N/Z \rangle \sim 1.2$  (soit le rapport neutron-proton du système mixte) à  $\sim 1.1$ . À l'opposé si les systèmes pauvres en neutrons voient leur rapport  $\langle N/Z \rangle$  fortement augmenter dès que la vitesse s'éloigne de celle du faisceau, leur augmentation est ensuite beaucoup moins prononcée. Cette évolution de  $\langle N/Z \rangle$  en fonction de la vitesse devrait donner des informations importante sur la diffusion et la migration de l'isospin. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

En conclusion nous avons montré que l'excellente identification isotopique d'un PLF apportée par VAMOS permet de mettre en évidence le transport d'isospin en comparant les systèmes riches et pauvres en neutrons. En particulier l'évolution dynamique du  $\langle N/Z \rangle$  montre la plus grande sensibilité à la nature du système. Nous voyons un effet marqué de la migration d'isospin pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  avec un enrichissement systématique en neutron du PLF. Des effets de la diffusion d'isospin sont aussi visibles car les systèmes de même projectile présentent des différences selon la nature de la cible. Finalement nous avons aussi constaté que la charge du fragment reflète la centralité de la collision pour les systèmes riches en neutrons.

### 5.2.3 Propriétés des événements INDRA-VAMOS

Dans cette section nous présentons les propriétés générales des espèces détectées dans INDRA en coïncidence avec le fragment de VAMOS. Nous étudions notamment la complétude des événements et leurs propriétés cinématiques.

#### 5.2.3.1 Propriétés cinématiques

##### Couverture angulaire de INDRA et VAMOS :

La couverture angulaire des appareils de mesure peut être étudiée en représentant la projection des vecteurs vitesses normalisés des particules identifiées dans le plan orthogonal à la direction du faisceau pondérées par la valeur de l'angle  $\theta$ . Un exemple est présenté Figure 5.13, nous y observons les différents modules d'INDRA répartis selon leurs couronnes, ainsi que la fenêtre d'entrée de VAMOS au centre de la figure et les modules 17 – 18 qui ont été retirés des couronnes 4 – 5.

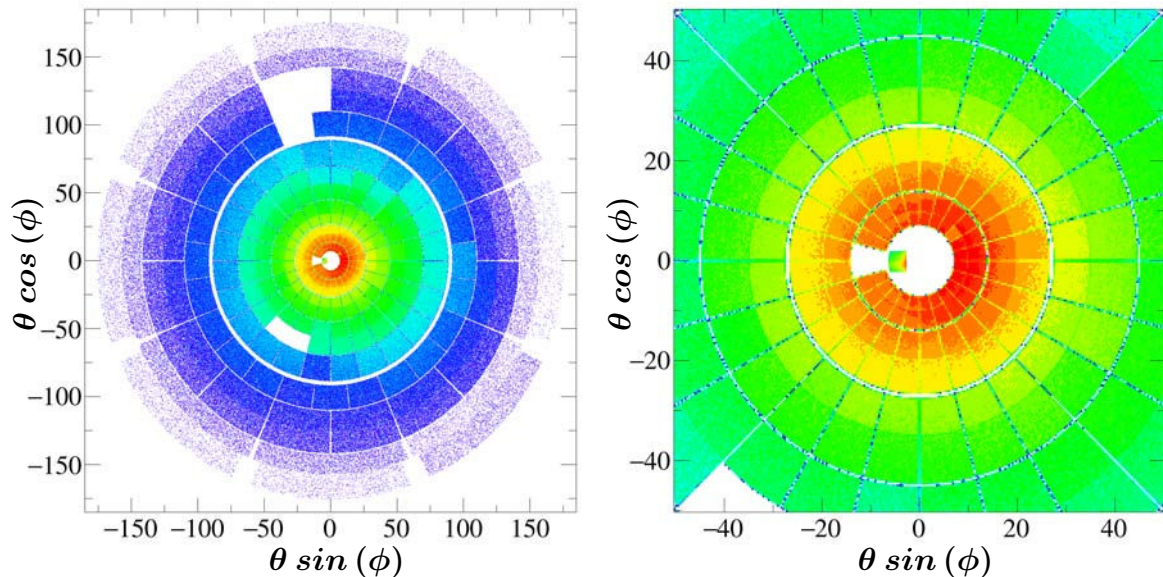


FIGURE 5.13 – Couverture angulaire du couplage INDRA-VAMOS pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ . La figure de gauche présente la couverture angulaire totale et la figure de droite la couverture angulaire aux petits angles.

##### Distributions en vitesse des espèces détectées dans INDRA :

La Figure 5.14 présente la vitesse parallèle en fonction de la vitesse orthogonale des espèces détectées dans INDRA et VAMOS.

La composante qui présente la plus grande statistique correspond aux fragments détectés dans VAMOS. Nous observons que la composante positive de la vitesse orthogonale montre un surplus d'événements due à la condition de déclenchement par l'acquisition VAMOS et la conservation de l'impulsion.

##### Distributions en charge et vitesse des espèces détectées dans INDRA :

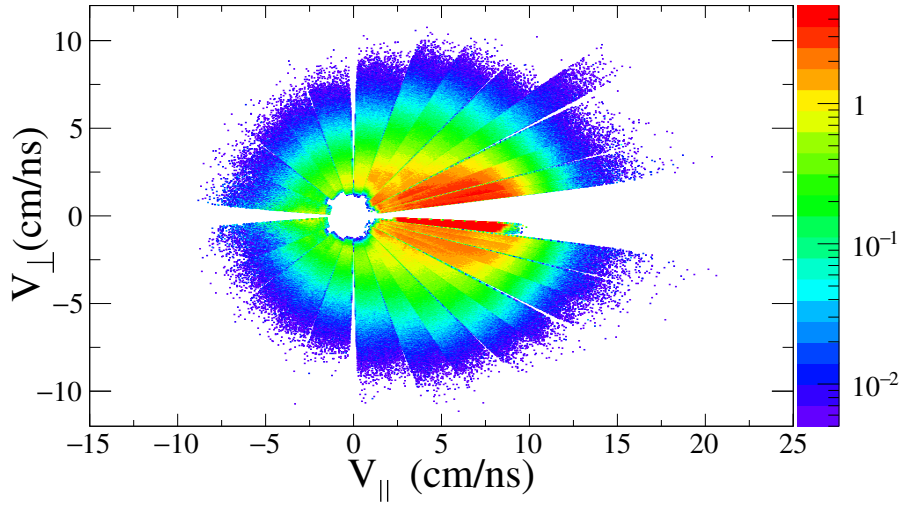


FIGURE 5.14 – Vitesse parallèle en fonction de la vitesse perpendiculaire (section efficace invariante) dans le référentiel du laboratoire pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

La Figure 5.15 présente les distributions expérimentales de l'ensemble des charges détectées dans INDRA en coïncidence avec VAMOS en fonction de leur vitesse selon l'axe du faisceau.

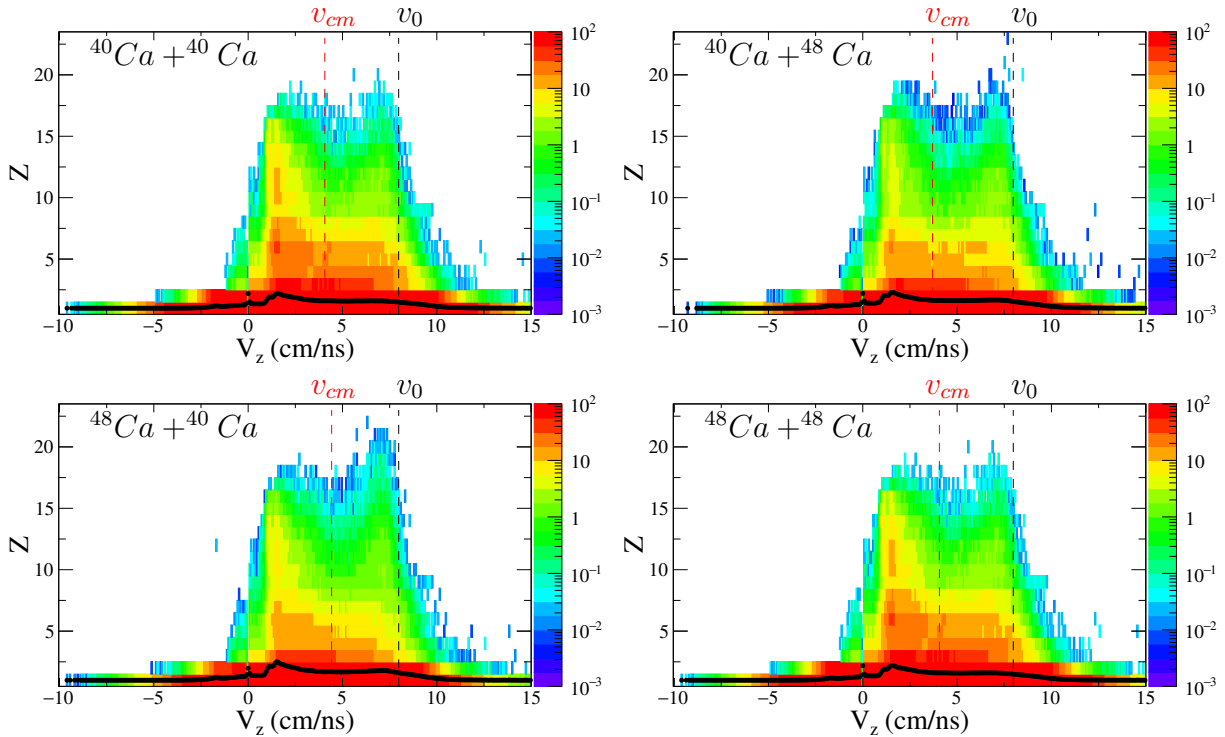


FIGURE 5.15 – Distributions de la charge des fragments identifiés dans INDRA en fonction de leur vitesse parallèle dans le laboratoire pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ . Les lignes en pointillés indiquent la vitesse du centre de masse  $v_{cm}$  et la vitesse  $v_0$  du faisceau.

Sur cette figure, complémentaire de la Figure 5.6, nous pouvons observer trois zones définies d'après la vitesse du centre de masse  $v_{cm}$  de la réaction : la première centrée autour de  $v_{cm}$

et essentiellement composée de LCP associée à la mi-rapacité, la deuxième située à gauche de  $v_{cm}$  que nous pouvons associer à la désexcitation de la quasi-cible, enfin la troisième située à droite de  $v_{cm}$  associée à la désexcitation du quasi-projectile dans les cas où ce dernier n'a pas été détecté dans VAMOS.

### 5.2.3.2 Complétude des événements

Afin de déterminer la complétude des événements, c'est-à-dire si pour chaque événement nous avons détecté l'ensemble des produits de réaction, deux observables sont en général utilisées : la **charge totale**  $Z_{tot}$  détectée lors de l'événement et la **pseudo-impulsion normalisée** notée  $P_{tot}$ , telles que :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_{tot} = \sum_i^{M_{tot}} Z^i \\ P_{tot} = \sum_i^{M_{tot}} Z^i \cdot P_z^i / P_{inc} \end{array} \right. \quad (5.1a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_{tot} = \sum_i^{M_{tot}} Z^i \\ P_{tot} = \sum_i^{M_{tot}} Z^i \cdot P_z^i / P_{inc} \end{array} \right. \quad (5.1b)$$

où  $Z^i$  et  $P_z^i$  sont respectivement la charge et la composante du vecteur impulsion selon l'axe du faisceau de la particule  $i$  identifiée, et  $P_{inc}$  est l'impulsion du faisceau incident.

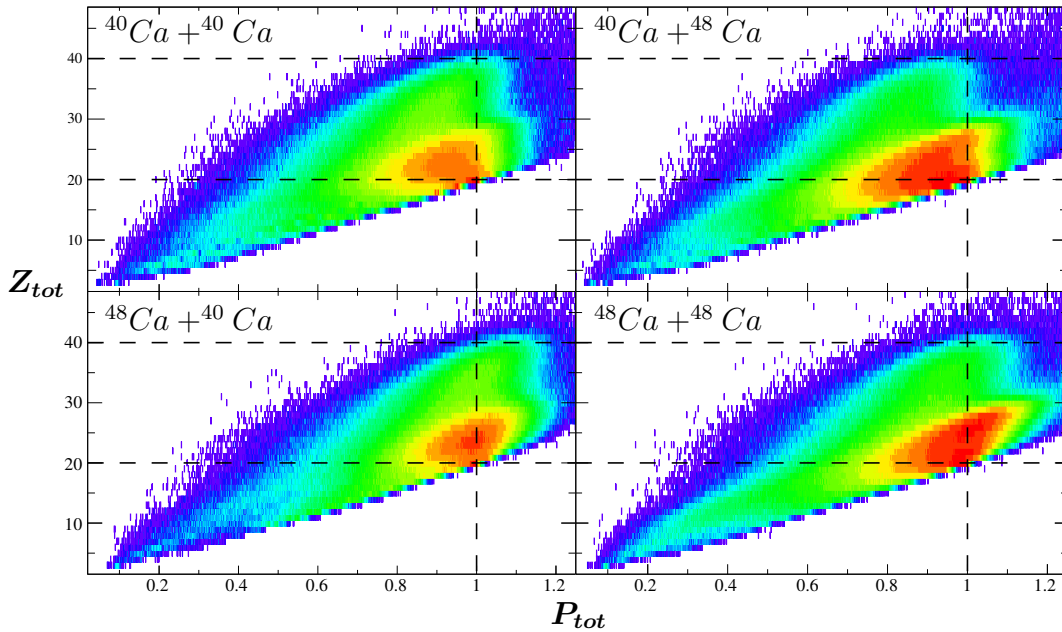


FIGURE 5.16 – Complétude des événements INDRA-VAMOS pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  (voir texte).

Notons que ces observables sont particulièrement adaptées au multi-détecteur INDRA pour lequel une identification en charge est possible jusqu'à  $Z = 54$  et permet de contourner la limitation de l'identification en masse et l'impossibilité de détecter les neutrons.

Les distributions de la pseudo-impulsion en fonction de la charge totale sont représentées pour les quatre systèmes Figures 5.16. Nous constatons que la majorité des événements ont une

pseudo-impulsion supérieure à 70% de l'impulsion du faisceau et une charge supérieure ou égale à celle du projectile. Nous observons de même deux zones d'intérêt. La première zone pour laquelle la charge totale est proche de la charge  $Z_{proj} = 20$  du projectile, elle est associée à des événements pour lesquels la majorité des produits de réaction semblent détectés mais le TLF ne l'est pas à cause des seuils en énergie d'INDRA. La deuxième pour laquelle la charge totale est proche de la somme des charges du projectile et de la cible  $Z_{proj} + Z_{targ} = 40$ , elle est associée aux événements complets pour lesquels l'ensemble des produits de réaction, TLF compris, ont été détectés. L'ensemble de ces observations démontrent la qualité de détection du couplage INDRA-VAMOS avec lequel nous parvenons à détecter une grande majorité des produits de réactions, avec parfois même une identification en charge du TLF.

### 5.2.3.3 Multiplicités des particules légères

Dans cette section nous nous intéressons aux multiplicités des particules légères détectées dans INDRA. Nous avons réduit notre étude à la partie avant du centre de masse, zone angulaire pour laquelle INDRA présente la meilleure qualité d'identification isotopique.

La Figure 5.17 présente les multiplicités moyennes des particules légères chargées détectées dans INDRA en fonction de la charge du fragment dans VAMOS.

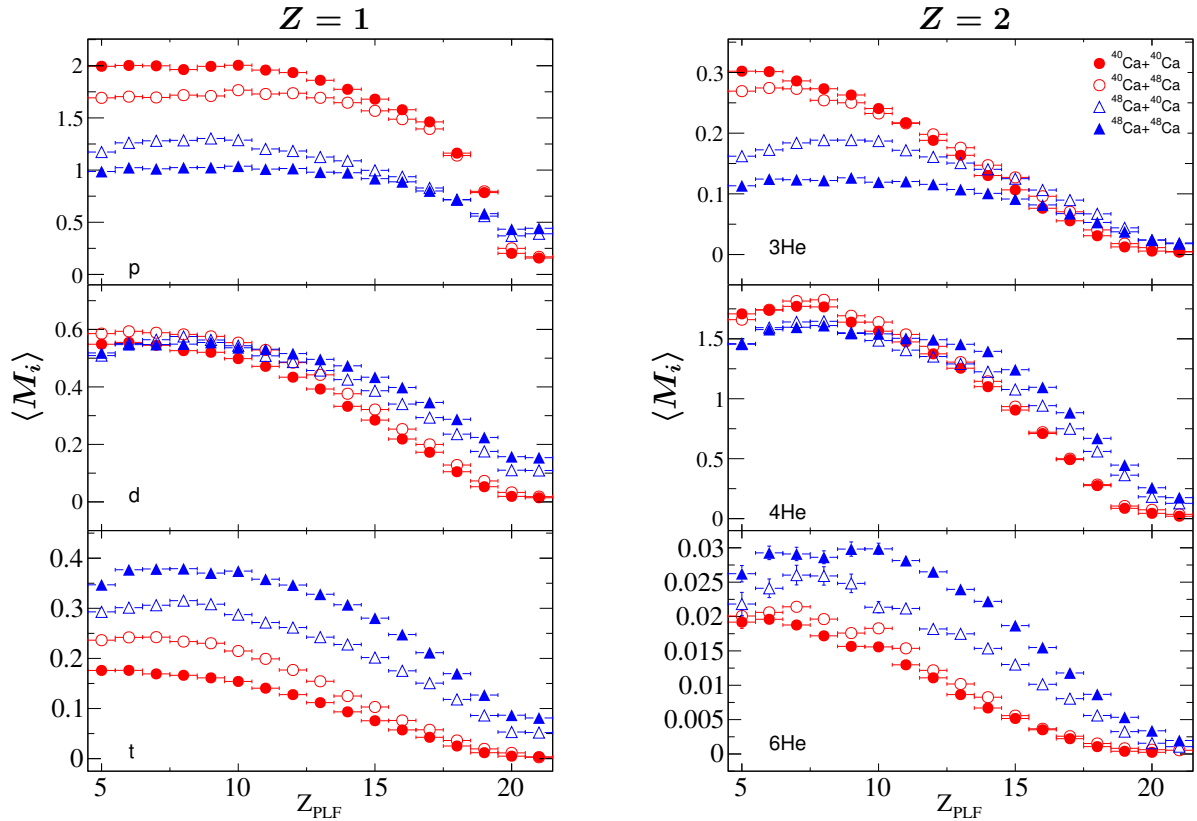


FIGURE 5.17 – Multiplicités moyennes des LCP détectés dans INDRA en fonction de la charge du fragment détecté dans VAMOS.

Nous remarquons premièrement que les multiplicités moyennes augmentent lorsque la charge du PLF diminue, ce qui reflète des collisions de plus en plus dissipatives (centrales) et un système

de plus en plus excité. Deuxièmement nous observons des tendances générales en comparant les systèmes, notamment pour les noyaux présentant un déficit ou un enrichissement en neutrons. Les protons et  ${}^3\text{He}$  (déficients en neutrons) mais aussi les tritons et  ${}^6\text{He}$  (riches en neutrons) montrent des multiplicités moyennes qui dépendent en premier ordre du  $N/Z$  du projectile puis celui de la cible en deuxième ordre lorsque la centralité augmente. Ainsi pour un même noyau riche en neutrons la hiérarchie des multiplicités suit celle du  $N/Z$  de la cible puis du projectile et inversement pour les systèmes déficients en neutrons. Troisièmement les multiplicités des noyaux deutons et  ${}^4\text{He}$ , ayant un même nombre de protons et neutrons, diffèrent des observations précédentes. Ainsi pour les deutons (respectivement les  ${}^4\text{He}$ ) les multiplicités s'apparient selon la nature du projectile pour les charges élevées et convergent autour de 0.6 (respectivement 1.5) à partir de  $Z_{PLF} \sim 10$ . Il est intéressant de remarquer que les multiplicités des protons, tritons et  ${}^{3,6}\text{He}$  montrent une dépendance de la nature du projectile pour les charges élevées et sont plus élevées pour les projectiles de  ${}^{48}\text{Ca}$ . Cela ne reflète pas par exemple pas les  $Q$ -value associées à l'émission d'une particule  $\alpha$  par le projectile initial : nous avons en effet  $Q_R = -13.97 \text{ MeV}$  pour l'émission d'un  $\alpha$  par le projectile de  ${}^{48}\text{Ca}$  contre  $Q'_R = -7.04 \text{ MeV}$  pour le  ${}^{40}\text{Ca}$ , montrant qu'une émission statistique d'un  ${}^4\text{He}$  est plus favorable pour le projectile  ${}^{40}\text{Ca}$ , ce qui n'est pas observé expérimentalement et met en exergue un effet dynamique.

La Figure 5.18 présente maintenant les multiplicités moyennes des LCP détectés dans INDRA en fonction de la vitesse parallèle du fragment dans VAMOS.

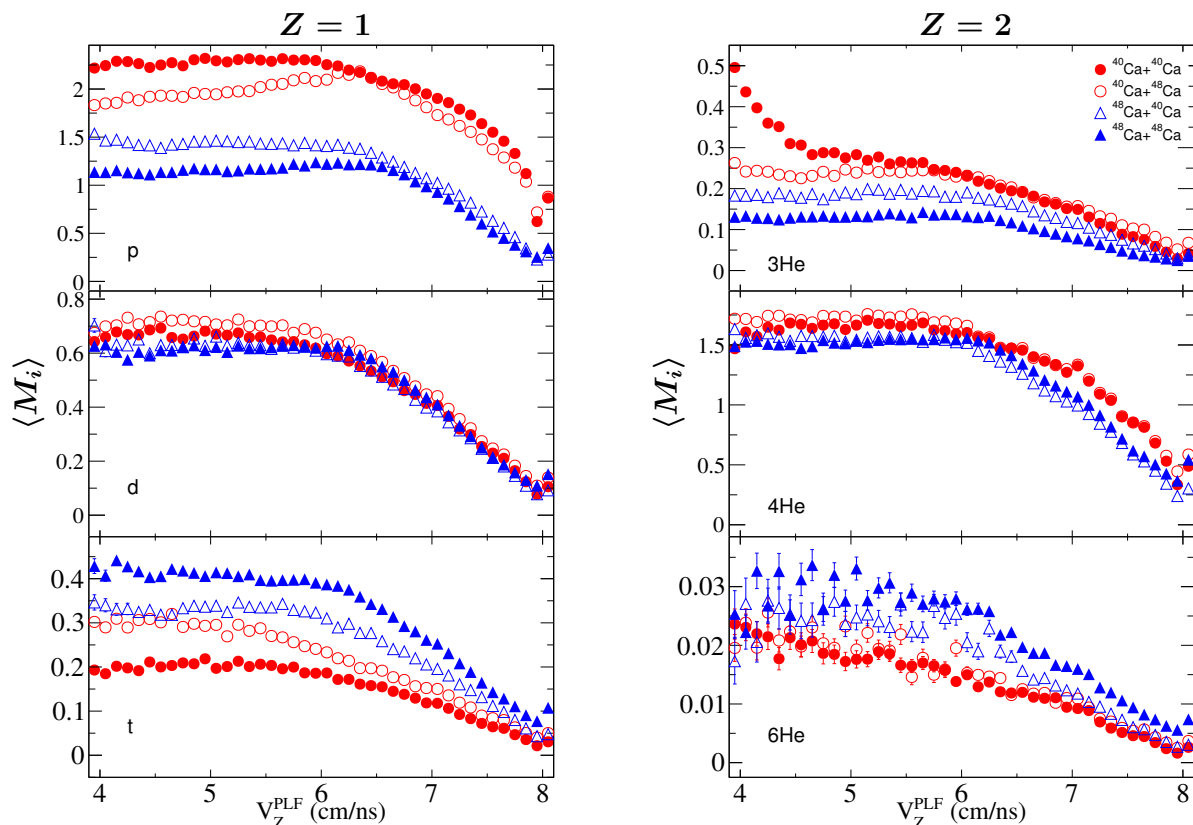


FIGURE 5.18 – Multiplicités des LCP détectées dans INDRA en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire du fragment détecté dans VAMOS.

Similairement à la Figure 5.17 nous voyons que les multiplicités moyennes augmentent lorsque

la vitesse diminue et reflètent la centralité de la collision. La même hiérarchie selon le  $N/Z$  du projectile puis de la cible est aussi observée pour les noyaux asymétriques, même si plus de fluctuations sont observées pour les  ${}^6\text{He}$  lorsque  $V_Z^{PLF} < 6 \text{ cm.ns}^{-1}$  et les multiplicités des  ${}^3\text{He}$  présentent un sursaut autour de  $V_Z^{PLF} < 5 \text{ cm.ns}^{-1}$  pour le système  ${}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$ . Ce sursaut sort de la systématique des autres multiplicités et n'est peut-être pas physique. Concernant maintenant les noyaux symétriques, la hiérarchie de la Figure 5.17 n'est plus observée pour les deutons : les multiplicités sont similaires pour l'ensemble des systèmes lorsque la vitesse décroît jusqu'à  $V_Z^{PLF} \sim 6.5 \text{ cm.ns}^{-1}$  et stagnent ensuite autour de 0.6. Un effet intéressant est aussi observé pour les  ${}^4\text{He}$  : nous constatons une hiérarchie des multiplicités inversée entre les Figures 5.17 et 5.18 pour les collisions les périphériques ( $V_Z^{PLF} > 6 \text{ cm/ns}$ ), telle que les multiplicités associées au projectile  ${}^{40}\text{Ca}$  est maintenant plus élevées que pour le  ${}^{48}\text{Ca}$ . Cela confirme un effet de la dynamique sur l'émission des  ${}^4\text{He}$  et possiblement les deutons.

Finalement, nous avons observé que les multiplicités moyennes des LCP asymétriques reflètent le  $N/Z$  du système (projectile et cible), avec des tendances de plus en plus présentes avec la centralité de la collision. Nous avons aussi remarqué des différences entre les tendances des multiplicités associées aux LCP symétriques selon l'observable utilisée, ce qui peut refléter un comportement dynamique. Par conséquent une étude comparative entre les données et les modèles dynamiques devrait apporter plus d'informations quand à la séquence de production des LCP mais aussi la dépendance en isospin de l'équation d'état.

#### 5.2.3.4 Étude du fragment dans VAMOS selon le paramètre d'impact

L'ensemble des observations présentées dans la Section 5.2.2 sont inclusives, c'est-à-dire que mis à part les sélections initiales très peu restrictives (voir Section 5.1) aucune autre réduction des données n'a été appliquée. Ce point est important car les mécanismes de réaction dépendent fortement du **paramètre d'impact** de la collision dont la mesure est indirecte.

La méthode d'estimation du paramètre d'impact présentée en Annexe E a été appliquée aux données de l'expérience e503. Le calcul des rayons ont été effectués d'après la Formule 1.1. Six coupures en paramètre d'impact ont été appliquées aux données et sont résumées dans

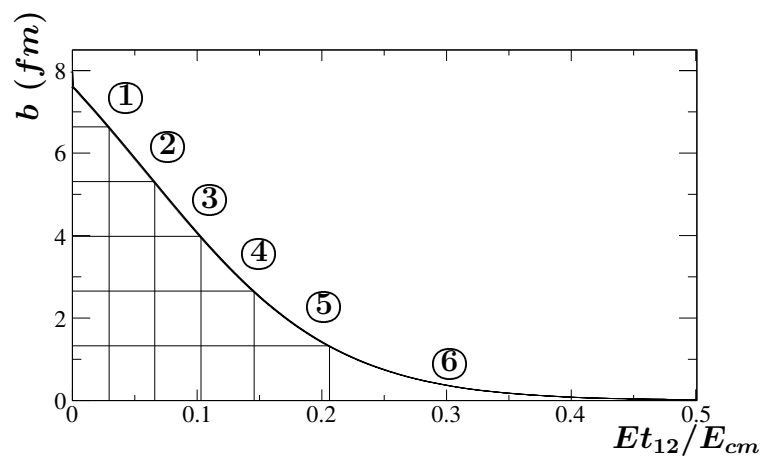


FIGURE 5.19 – Exemple de relation entre le paramètre d'impact  $b$  et  $Et_{12}$  pour le système  ${}^{40}\text{Ca} + {}^{48}\text{Ca}$ . Les chiffres entourés correspondent aux coupures définies dans le Tableau 5.2.

le Tableau 5.2, un exemple de la relation monotone entre  $Et_{12}/E_{cm}$  et le paramètre d'impact géométrique est donné Figure 5.19.

Système	domaine	$b^{max}(fm)$	$b^{min}(fm)$	$Et_{12}^{min}/E_{cm}$	$Et_{12}^{max}/E_{cm}$
$^{40}Ca + ^{40}Ca$	1	7.70	6.42	0.00	0.03
	2	6.42	5.14	0.03	0.07
	3	5.13	3.85	0.07	0.12
	4	3.85	2.57	0.12	0.17
	5	2.57	1.28	0.17	0.24
	6	1.28	0.00	0.24	0.63
$^{40}Ca + ^{48}Ca$	1	7.96	6.64	0.00	0.03
	2	6.64	5.31	0.03	0.07
	3	5.31	3.98	0.07	0.10
	4	3.98	2.65	0.10	0.15
	5	2.65	1.33	0.15	0.21
	6	1.33	0.00	0.21	0.87
$^{48}Ca + ^{40}Ca$	1	7.96	6.64	0.00	0.03
	2	6.64	5.31	0.03	0.07
	3	5.31	3.98	0.07	0.10
	4	3.98	2.65	0.10	0.15
	5	2.65	1.33	0.15	0.21
	6	1.33	0.00	0.21	0.62
$^{48}Ca + ^{48}Ca$	1	8.22	6.85	0.00	0.03
	2	6.85	5.48	0.03	0.06
	3	5.48	4.11	0.06	0.09
	4	4.11	2.74	0.09	0.12
	5	2.74	1.37	0.12	0.17
	6	1.37	0.00	0.17	0.57

TABLE 5.2 – Résumé des coupures en paramètre d'impact géométrique  $b$  appliquées sur les données à partir de l'énergie transverse des particules légères  $Et_{12}$  normalisée à l'énergie du centre de masse  $E_{cm}$ .

### Propriétés cinématiques :

Nous représentons tout d'abord Figure 5.20 les distributions en charge en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire des fragments détectés dans VAMOS pour le système  $^{40}Ca + ^{48}Ca$  pour les six domaines en paramètre d'impact. Nous observons que la sélection en paramètre d'impact à partir de  $Et_{12}/E_{cm}$  est cohérente car plus le domaine est central, plus les distributions présentent une perte de la mémoire de la voie d'entrée et s'éloignent à la fois de la vitesse et de la charge du projectile. Nous avons de même représenté les distributions moyennes en vitesse des fragments, nous y constatons un élargissement lorsque le paramètre d'impact diminue. Ces observations sont vérifiées pour l'ensemble des systèmes.

### Distributions en charge et en masse :



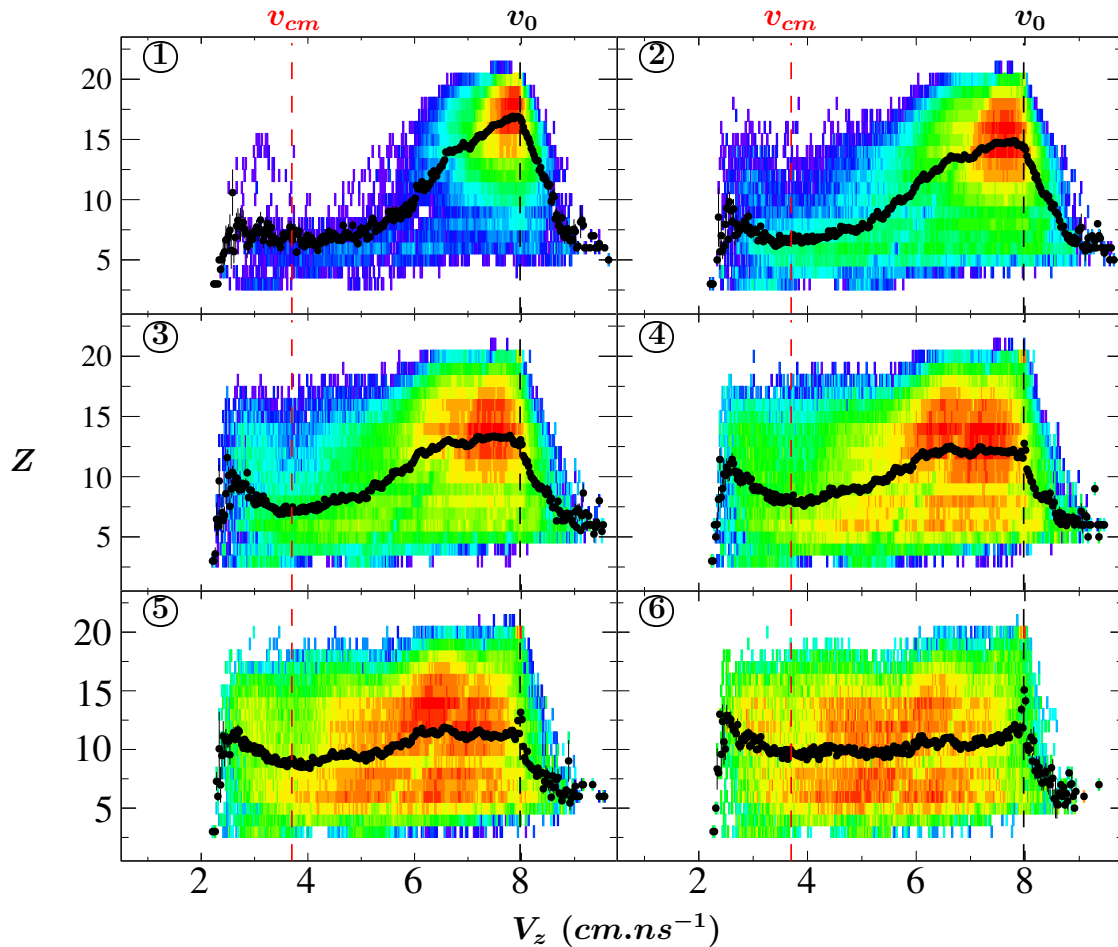


FIGURE 5.20 – Distributions de la charge des fragments identifiés dans VAMOS en fonction de leur vitesse parallèle dans le laboratoire avec application des coupures en paramètre d’impact pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ . Les lignes en pointillés indiquent la vitesse du centre de masse  $v_{cm}$  de la réaction et la vitesse  $v_0$  du faisceau.

Les Figures 5.21 et 5.22 montrent les distributions en charge et en masse des différents domaines en paramètre d’impact pour l’ensemble des systèmes.

Nous observons premièrement que les valeurs moyennes des distributions diminuent mais aussi que ces dernières s’élargissent avec la centralité de la collision. Deuxièmement nous remarquons que la nature du projectile a peu d’influence sur la forme des distributions, cela peu importe le domaine en paramètre d’impact. Enfin nous pouvons aussi noter que l’effet d’appariement selon la nature du projectile est moins marqué pour les collisions les plus centrales (domaines 1 et 2).

De façon complémentaire nous présentons Figure 5.23 les écarts-types des distributions en masse en fonction de la charge du fragment dans VAMOS pour les différentes sélections en  $b$ . Nous constatons que si pour les collisions les plus périphériques les distributions s’apparient selon la nature du projectile (avec des distributions plus larges pour le projectile  $^{48}\text{Ca}$  riche en neutrons) cet appariement diminue avec la centralité de la collision jusqu’à donner des distributions uniformes pour les collisions les plus centrales.

**Enrichissement en neutrons :**

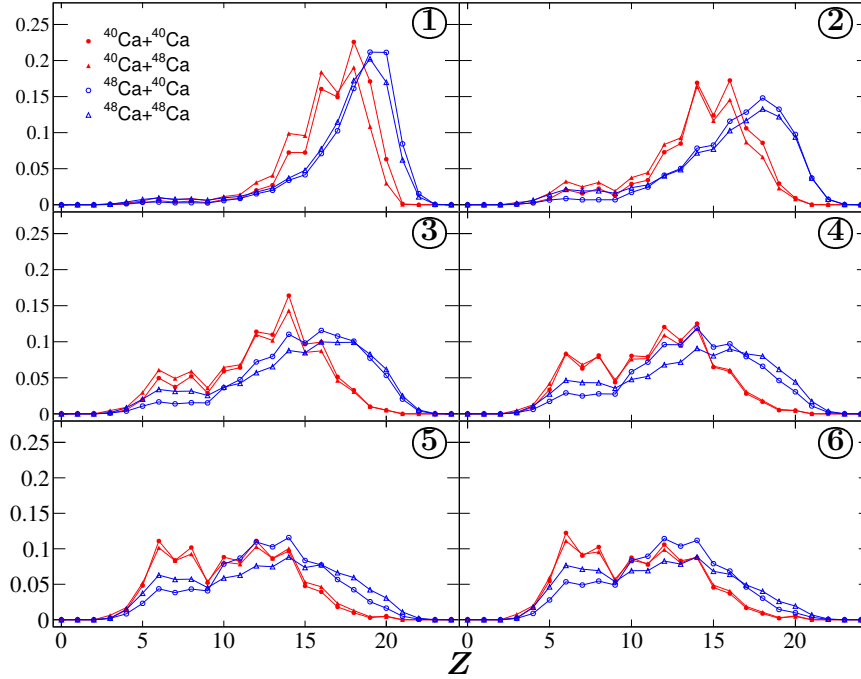


FIGURE 5.21 – Distributions normalisées en charge  $Z$  du fragment identifié dans VAMOS pour les différents domaines en paramètre d’impact, pour l’ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

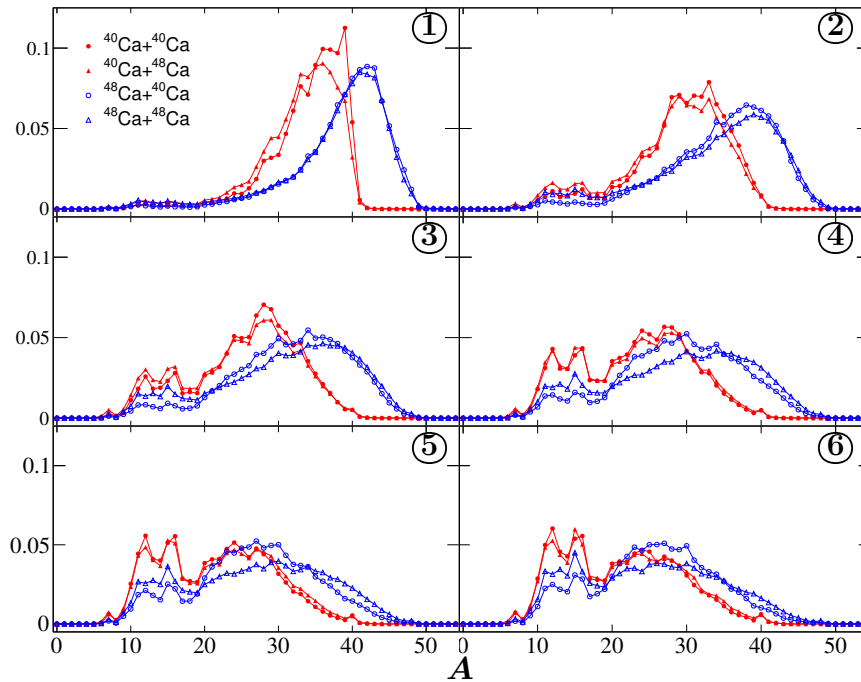


FIGURE 5.22 – Distributions normalisées en masse  $A$  du fragment identifié dans VAMOS pour les différents domaines en paramètre d’impact, pour l’ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

Nous présentons Figures 5.24 et 5.25 l’observable  $N - Z$  pour les deux domaines en paramètre d’impact des collisions les plus périphériques et les plus centrales, soient les domaines 1 et 6.

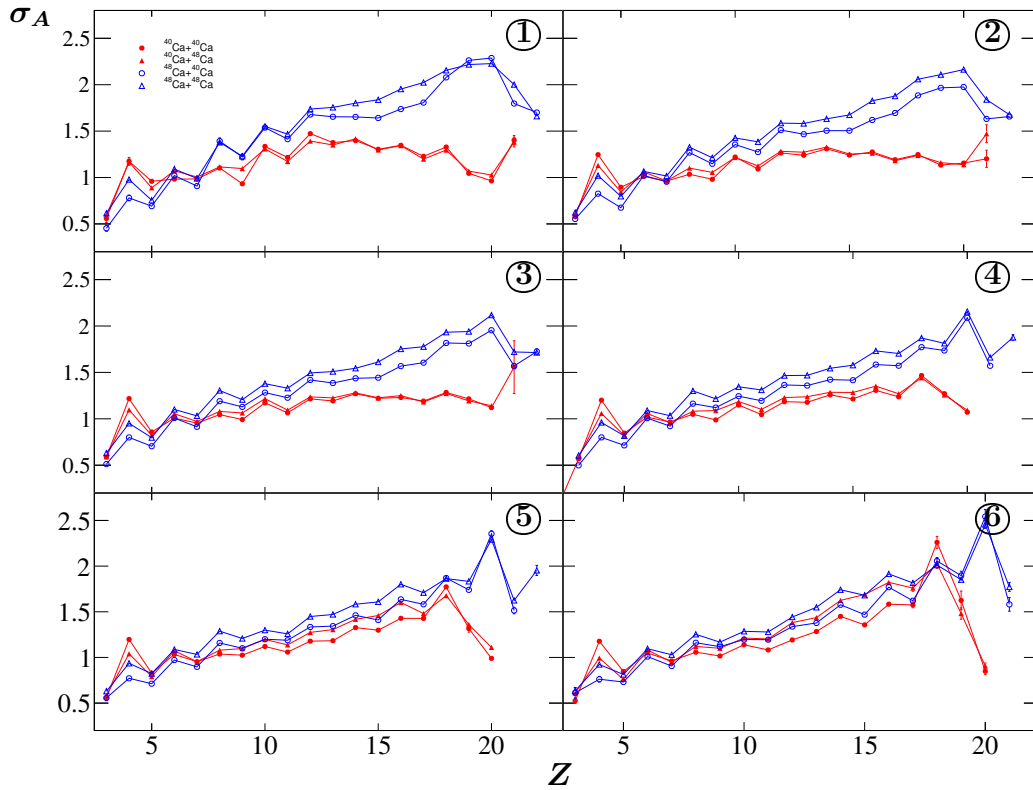


FIGURE 5.23 – Distributions normalisées des écarts-types de la masse du fragment identifié dans VAMOS en fonction de sa charge pour les différents domaines en paramètre d'impact et pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

Nous constatons similairement aux remarques précédentes que si les distributions les plus périphériques montrent une dépendance en fonction de la nature du projectile, les collisions les plus centrales au contraire présentent une forme et des valeurs moyennes quasiment indépendantes de la nature du projectile pour  $Z = 4 - 18$ .

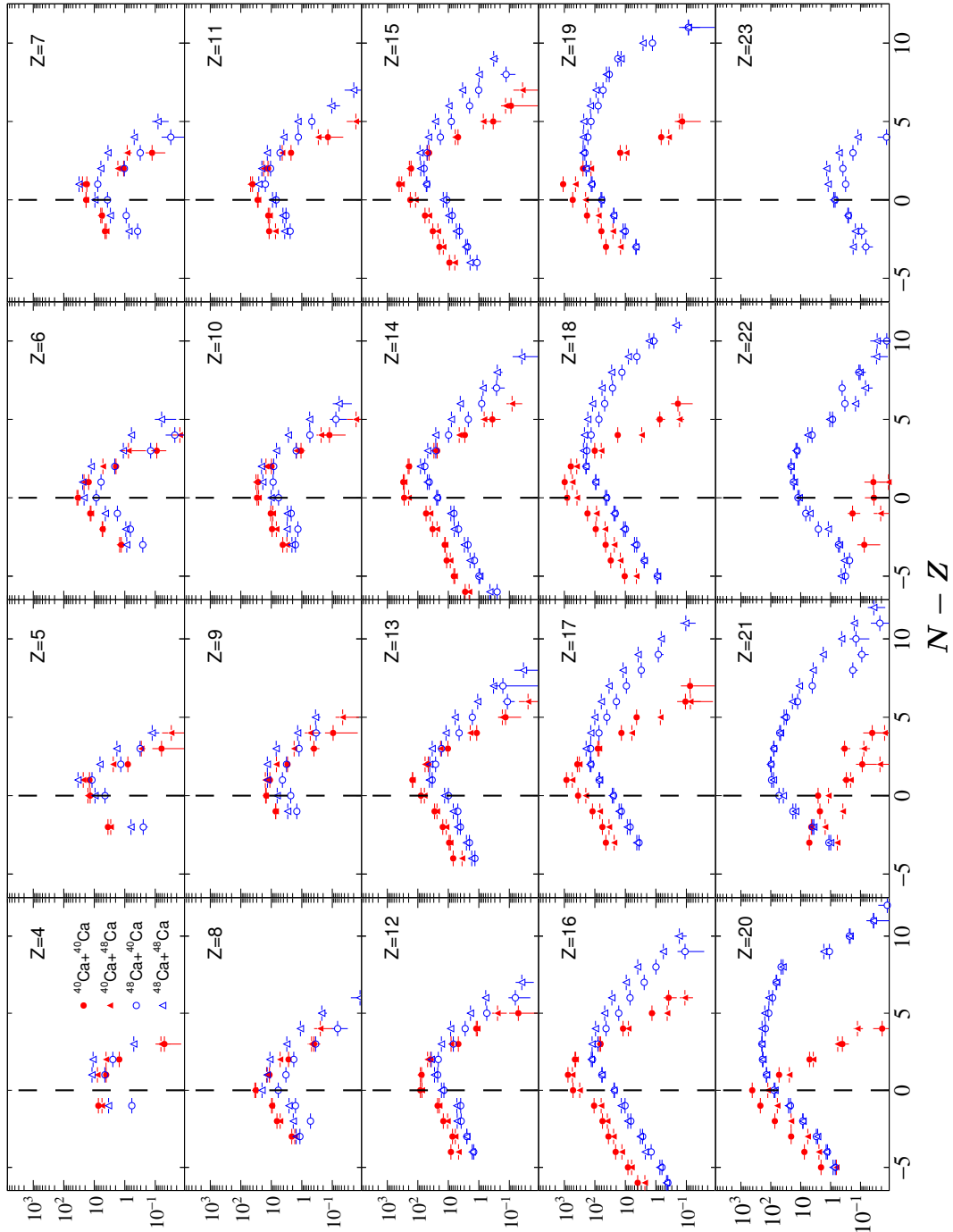


FIGURE 5.24 – Distributions normalisées en  $N - Z$  des fragments identifiés dans VAMOS pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  et pour les collisions les plus périphériques (domaine 1 en paramètre d'impact,  $b \geq 7.70 \text{ fm}$ ).

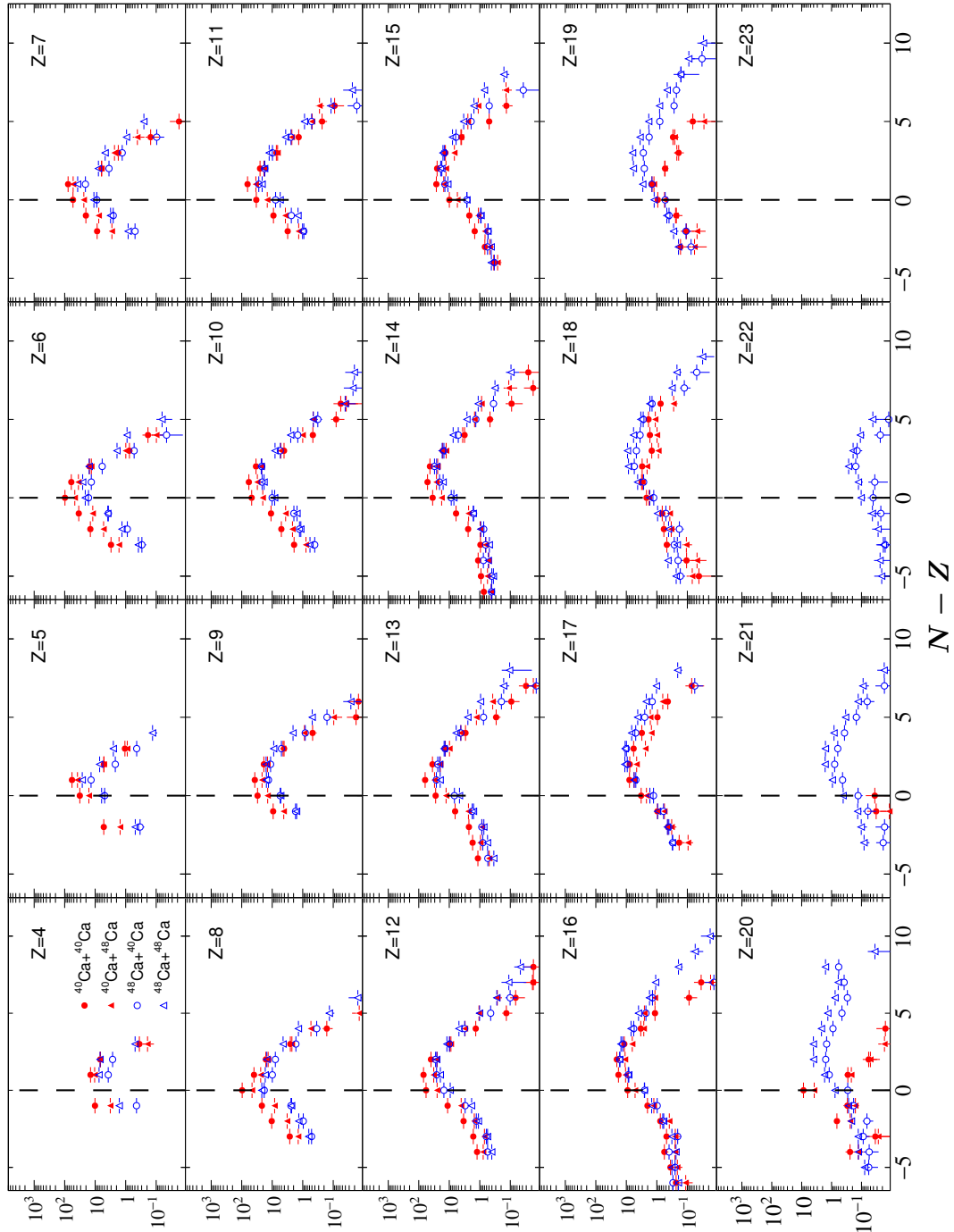


FIGURE 5.25 – Distributions normalisées en  $N - Z$  des fragments identifiés dans VAMOS pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  et pour les collisions les plus centrales (**domaine 6** en paramètre d'impact,  $b \leq 1.28 \text{ fm}$ ).

## 5.3 Étude du transport de l'isospin

Dans cette section nous nous intéressons aux mécanismes de transport de l'isospin présentés Section 1.2.2.2 : la migration et la diffusion de l'isospin. Le premier mécanisme est lié à la présence d'un gradient de densité dans la région de la mi-rapacité entre les deux partenaires de la collision qui conduit à un enrichissement en neutrons de la *neck*. Cet enrichissement est lié à la dépendance en densité du terme d'énergie d'asymétrie [24, 48, 49] et serait plus important dans le cas d'un potentiel effectif *asystiff* que *asysoft* [25]. Le deuxième mécanisme est lié à la présence d'un gradient en  $N/Z$  entre le projectile et la cible et conduit au transport des neutrons d'une région de  $N/Z$  élevé vers une région de faible  $N/Z$ .

### 5.3.1 Rapports isotopiques

Nous nous intéressons ici aux propriétés associées à la zone de mi-rapacité à partir des rapports des multiplicités des espèces identifiées isotopiquement dans INDRA. Comme expliqué Section 1.2.2, l'asymétrie en isospin des noyaux miroirs issus de collisions d'ions lourds peut permettre de caractériser l'enrichissement en neutrons de la mi-rapacité. Nous avons de même observé que les multiplicités de ces derniers reflètent une hiérarchie selon la richesse en neutrons du projectile puis de la cible à la Section 5.2.3.3.

Le premier rapport exploité est celui des multiplicités triton et  ${}^3He$  tel que :

$$Y({}^3H)/Y({}^3He) = \sum_{Nevts} M({}^3H) / \sum_{Nevts} M({}^3He) \quad (5.2)$$

où  $M({}^3H)$  et  $M({}^3He)$  sont respectivement la multiplicité de tritons et  ${}^3He$  identifiés dans INDRA,  $Nevts$  est le nombre d'événements appartenant au domaine (bin) de l'observable souhaitée. Notons que ce rapport de noyaux miroirs a souvent été utilisé pour refléter le rapport neutron/proton [122].

Le deuxième rapport d'intérêt est le suivant :

$$(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP} = \sum_{Nevts} \sum_{\nu} N_{\nu} / \sum_{Nevts} \sum_{\nu} Z_{\nu} \quad (5.3)$$

où  $N_{\nu}$  et  $Z_{\nu}$  sont respectivement le nombre de neutrons et protons liés de l'espèce  $\nu$  identifiée dans INDRA,  $\nu$  étant un noyau de  ${}^2,3H$ ,  ${}^{3,4,6}He$ ,  ${}^{6,7,8,9}Li$  ou  ${}^{7,9,10}Be$  (les protons libres sont exclus) [28].

La Figure 5.26 présente le rapport des multiplicités triton et  ${}^3He$  issu de la Formule 5.2 en fonction de la vitesse réduite des espèces dans le référentiel du laboratoire.

Nous observons un enrichissement en neutrons systématique à la mi-rapacité, indiquant une production plus importante de noyaux riches en neutrons dans ce domaine en vitesse, effet possible de la migration d'isospin. Ensuite nous voyons une hiérarchie des rapports  $Y({}^3H)/Y({}^3He)$  : les systèmes de projectile  ${}^{48}Ca$  sont en moyenne plus riches en neutrons que les systèmes de projectile  ${}^{40}Ca$ , de même pour un même projectile les systèmes de cible  ${}^{48}Ca$  sont plus riches en neutrons. Ces observations peuvent être interprétées comme un possible effet de la diffusion d'isospin.

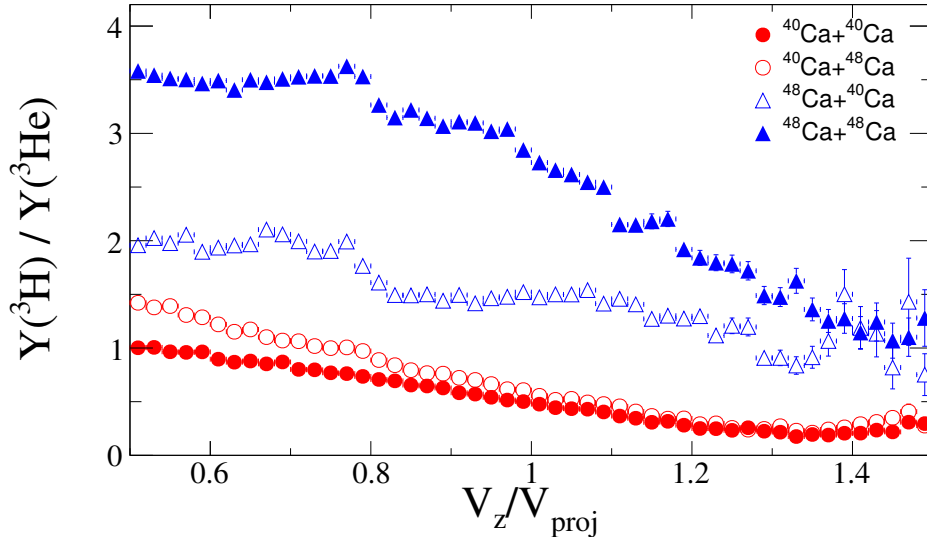


FIGURE 5.26 – Rapports des multiplicités triton et  ${}^3\text{He}$  en fonction de la vitesse réduite des espèces dans le référentiel du laboratoire pour les systèmes  ${}^{40,48}\text{Ca} + {}^{40,48}\text{Ca}$ .

La Figure 5.27 présente le rapport  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  issu de la Formule 5.3 en fonction de la vitesse des espèces dans le référentiel du laboratoire. Nous observons un comportement similaire à la

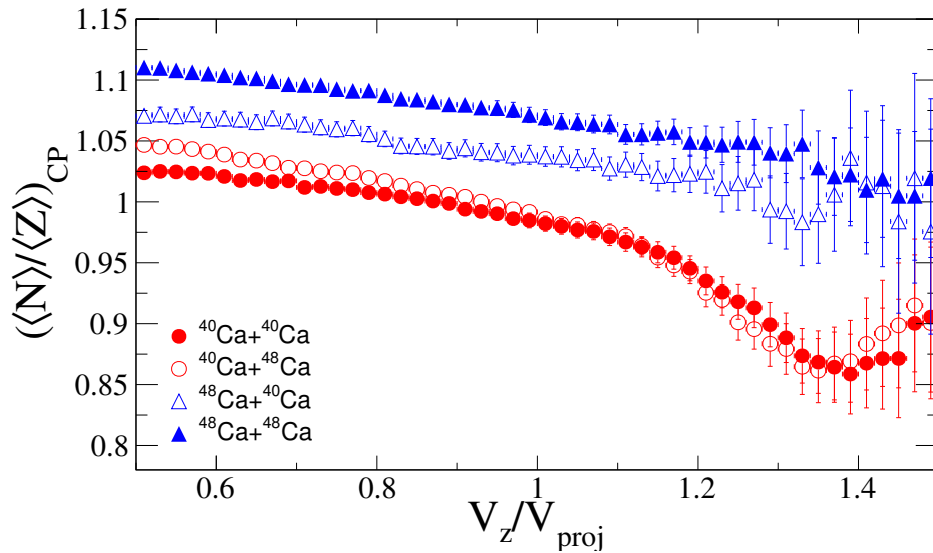


FIGURE 5.27 – Rapports  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  en fonction de la vitesse des espèces dans le référentiel du laboratoire pour les systèmes  ${}^{40,48}\text{Ca} + {}^{40,48}\text{Ca}$ .

Figure 5.26, l'enrichissement en neutrons à mi-rapidité est présent ainsi que la hiérarchie selon la nature du projectile et de la cible.

### 5.3.2 Étude des rapports isotopiques avec le fragment dans VAMOS

Afin d'aller plus loin dans l'analyse nous présentons dans cette section une étude des rapports isotopiques des espèces détectées dans INDRA, définis Section 5.3.1, selon quelques observables caractéristiques du PLF détecté en coïncidence dans VAMOS : sa charge  $Z_{PLF}$  et sa vitesse parallèle  $V_Z^{PLF}$ . En particulier deux régions angulaires dans le centre de masse de la réaction sont étudiées : la première à l'avant du centre de masse ( $7^\circ < \theta_{cm} < 30^\circ$ ) supposée caractéristique de la désexcitation du QP, et la deuxième autour de la mi-rapacité de la réaction ( $67^\circ < \theta_{cm} < 90^\circ$ ). Le but est d'étudier si les rapports isotopiques présentent des valeurs et des allures pouvant caractériser le transport d'isospin. Notons que nous nous attendons à ce que les systèmes symétriques reflètent la dérive (ou migration) de l'isospin et les systèmes asymétriques la diffusion de l'isospin (voir Section 1.2.2.2).

#### 5.3.2.1 Étude des rapports isotopique en fonction de la charge du PLF

La Figure 5.28 présente la variation du rapport  $Y(^3H)/Y(^3He)$  en fonction de  $Z_{PLF}$ .

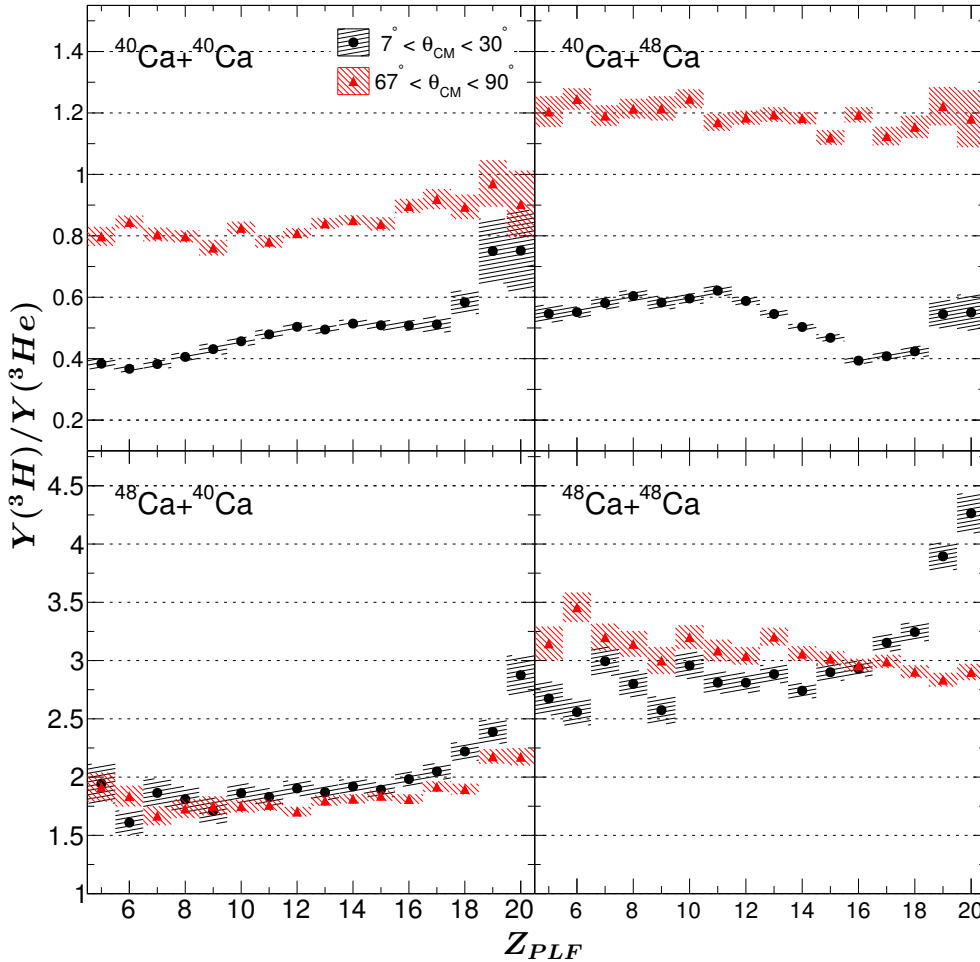


FIGURE 5.28 – Rapports des multiplicités expérimentales triton et  $^3He$  en fonction de la charge  $Z_{PLF}$  du fragment identifié dans VAMOS pour les systèmes  $^{40,48}Ca + ^{40,48}Ca$ .

Concernant les systèmes de projectile  $^{40}Ca$ , nous observons que la mi-rapacité présente un rapport plus élevé que l'avant du centre de masse peu importe la charge du PLF et même pour



le système symétrique. Si les rapports isotopiques reflètent l'enrichissement en neutrons de la zone considérée, la première observation peut être interprétée par la migration d'isospin. Nous voyons ensuite que pour la mi-rapidité le rapport  $Y(^3H)/Y(^3He)$  associé à la cible de  $^{48}Ca$  est plus élevé (en moyenne à 1.2) que pour le projectile  $^{40}Ca$  (en dessous de 1.0), alors que la variation est beaucoup moins marquée pour l'avant du centre de masse. Cela peut refléter une compétition entre la migration et la diffusion d'isospin : les neutrons supplémentaires apportés par la cible semblent plus enrichir la zone de mi-rapidité à défaut de l'avant du centre de masse, la migration d'isospin serait possiblement prépondérante à la diffusion.

Concernant les systèmes de projectile  $^{48}Ca$  riches en neutrons nous observons de même une possible migration d'isospin avec une zone de mi-rapidité plus riche en neutrons pour le système symétrique, du moins jusqu'à  $Z = 16$ . À l'opposé des systèmes pauvres en neutrons nous observons une plus grande différence entre les rapports associés à l'avant du centre de masse : cette zone est moins riche en neutrons, indépendamment de  $Z_{PLF}$  pour la cible de  $^{40}Ca$ . Cette dernière remarque peut être interprétée comme un mécanisme de diffusion d'isospin, plus marqué que pour les systèmes pauvres en neutrons, avec un enrichissement en neutrons de la cible puisque les rapport  $Y(^3H)/Y(^3He)$  de la zone de mi-rapidité reste plus faible dans le cas de la cible  $^{40}Ca$  que  $^{48}Ca$ . Globalement nous notons aussi que le rapport  $Y(^3H)/Y(^3He)$  tend à rester constant indépendamment de la charge du PLF.

Enfin concernant l'évolution des rapports en fonction de la charge du PLF, l'interprétation est difficile. Dans l'hypothèse où  $Z_{PLF}$  décrit la centralité de la collision et donc le temps d'interaction entre la cible et le projectile, nous pouvons nous attendre à ce que plus les collisions sont centrales et plus le transport d'isospin est important. Pour les systèmes riches en neutrons, nous observons en effet que les zones à l'avant du centre ont une allure similaire à la Figure 5.10 et traduisent potentiellement la centralité de la collision. Pour les systèmes de projectile  $^{48}Ca$  nous voyons de même une augmentation progressive du rapport  $Y(^3H)/Y(^3He)$  de 3 à 3.5 lorsque  $Z_{PLF}$  décroît de 20 à 6. Cet effet n'est néanmoins pas visible pour la cible  $^{40}Ca$ . Pour les systèmes de projectile  $^{40}Ca$  l'effet de la centralité est encore moins présent, notons que cela reste cohérent avec la Figure 5.9 sur laquelle nous observons une plus grande influence de la charge pour les systèmes riches en neutrons.

La Figure 5.29 présente la variation du rapport  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  en fonction de  $Z_{PLF}$ . Les observations faites à la Figure 5.28 sont vérifiées sur la Figure 5.29. Nous observons néanmoins une évolution plus cohérente des rapports avec la centralité de la collision pour le système  $^{40}Ca + ^{48}Ca$  : plus  $Z_{PLF}$  est petit et plus les rapports  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  de l'avant du centre de masse et de la mi-rapidité augmentent, jusqu'à des valeurs limites de respectivement 1.0 et 1.04 pour  $Z < 10$  (la courbe associée à l'avant du centre de masse reproduit d'ailleurs mieux celle de la Figure 5.10). Cet effet pourrait refléter un certain équilibre entre la migration et la diffusion d'isospin.

### 5.3.2.2 Étude des rapports isotopique en fonction de la vitesse du PLF

La Figure 5.30 présente la variation du rapport  $Y(^3H)/Y(^3He)$  en fonction de la vitesse parallèle  $V_Z^{PLF}$  du fragment détecté dans VAMOS, dans le domaine en vitesse situé entre la mi-rapidité et celle du projectile.

Nous observons premièrement la même hiérarchie entre la zone de mi-rapidité et l'avant du centre de masse que dans la Figure 5.28 qui présente ce rapport en fonction de  $Z_{PLF}$  : la zone de mi-rapidité présente un rapport plus élevé que l'avant du centre de masse pour les

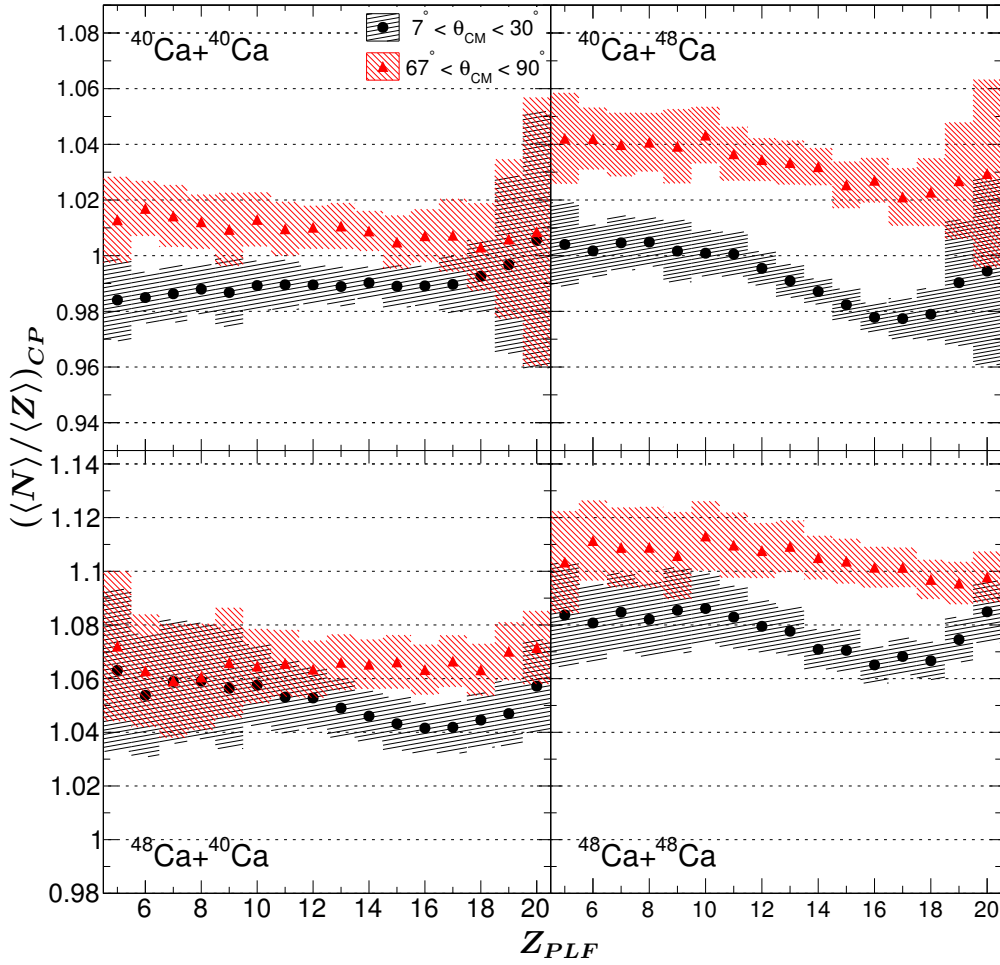


FIGURE 5.29 – Rapports expérimentaux  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  en fonction de la charge  $Z_{PLF}$  du fragment identifié dans VAMOS pour les systèmes  $^{40,48}Ca + ^{40,48}Ca$ .

systèmes symétriques, indiquant le mécanisme de migration d'isospin. Nous voyons aussi que pour le système  $^{40}Ca + ^{48}Ca$  l'écart entre les deux zones est plus marqué que pour le système  $^{40}Ca + ^{40}Ca$ , ce qui indique que le projectile et la zone de mi-rapacité se répartissent le surplus de neutrons apportés par la cible et donc une compétition entre la migration et la diffusion d'isospin. Ensuite contrairement à la Figure 5.28 mais similairement à la Figure 5.29, nous notons tout de même une forte variation de  $Y(^3H)/Y(^3He)$  entre la mi-rapacité et la vitesse du projectile avec écarts prononcés. Cela peut aussi montrer que  $V_Z^{PLF}$  est un indicateur de la centralité de la collision car  $Y(^3H)/Y(^3He)$  suit une évolution croissante lorsque  $V_Z^{PLF}$  diminue, reflétant un temps de collision plus grand et un transport de plus en plus important d'isospin. Enfin concernant les systèmes riches en neutrons, nous observons que les rapports sont plus élevés que pour les systèmes pauvres en neutrons de projectile  $^{40}Ca$ , ce qui reste cohérent avec la Figure 5.28. Par contre l'évolution avec la vitesse du PLF ne semble pas refléter la centralité de la collision car nous voyons que pour le système  $^{48}Ca + ^{40}Ca$  le rapport diminue en s'approchant de la vitesse du projectile pour la zone de mi-rapacité. Les rapports  $Y(^3H)/Y(^3He)$  pour la mi-rapacité et l'avant du centre de masse sont tout de même plus élevés dans le cas du projectile  $^{48}Ca + ^{48}Ca$ , indiquant une nouvelle fois un possible mécanisme de diffusion d'isospin.

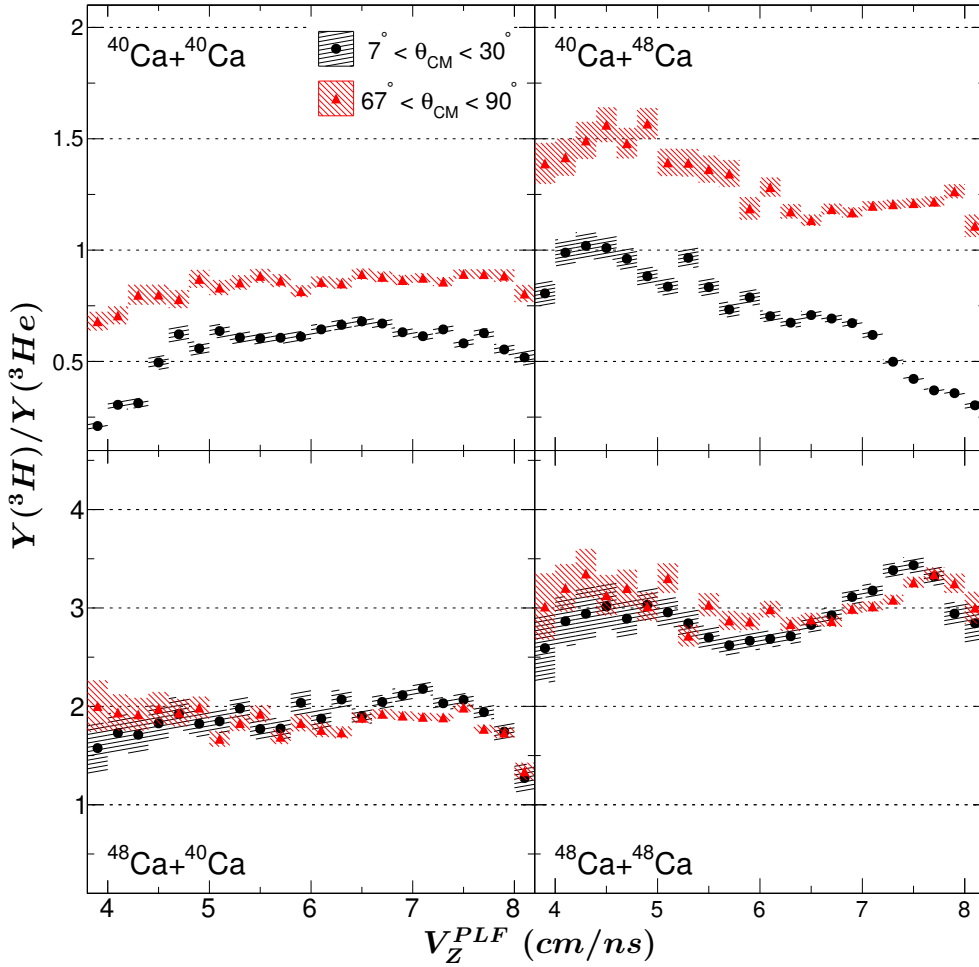


FIGURE 5.30 – Rapports des multiplicités expérimentales triton et  ${}^3\text{He}$  en fonction de la vitesse parallèle du fragment identifié dans VAMOS pour les systèmes  ${}^{40,48}\text{Ca} + {}^{40,48}\text{Ca}$ .

La Figure 5.31 présente la variation du rapport  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  en fonction de  $V_Z^{PLF}$ . Nous voyons que les observations issues de la Figure 5.29 peuvent être appliquées et que le transport d'isospin semble présent.

Suite aux observations et remarques précédentes nous comprenons que l'évolution des rapports isotopiques entre la zone de mi-rapacité et l'avant du centre de masse, ainsi qu'entre les systèmes, peut fournir des informations sur le transport de l'isospin.

### 5.3.2.3 Étude des doubles rapports isotopiques

Similairement à [25] nous essayons de construire une observable sensible à l'isospin et non affectée par la désexcitation secondaire. Nous avons ainsi considéré le rapport entre l'asymétrie de la mi-rapacité (*neck*) et l'avant du centre de masse (*forward*). L'asymétrie est elle-même définie d'après les rapports définis par les Formules 5.2 et 5.3. Ainsi deux rapports ont été utilisés :

$$R^3 = \frac{\{Y({}^3\text{H})/Y({}^3\text{He})\}_{neck}}{\{Y({}^3\text{H})/Y({}^3\text{He})\}_{fwd}} \quad (5.4)$$

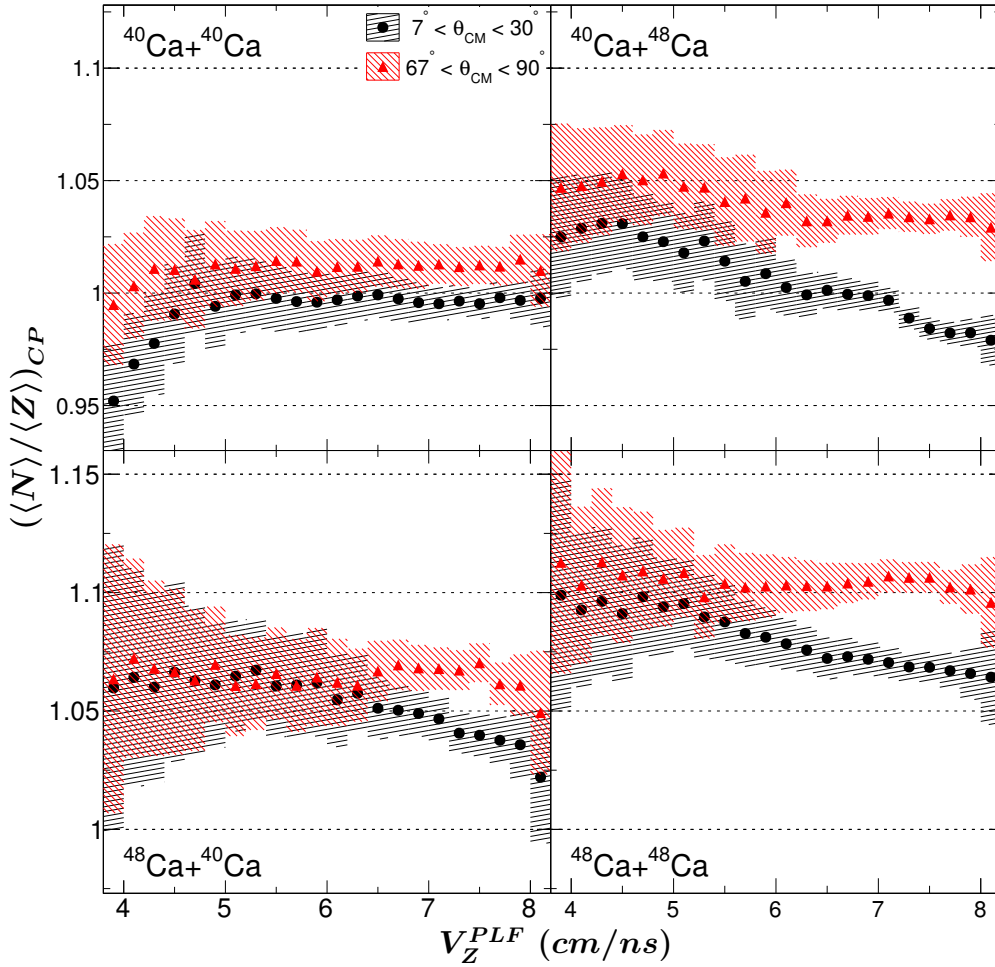


FIGURE 5.31 – Rapports expérimentaux  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  en fonction de la vitesse parallèle du fragment identifié dans VAMOS pour les systèmes  $^{40,48}Ca + ^{40,48}Ca$ .

et :

$$R^{NZ} = \frac{\{(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}\}_{neck}}{\{(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}\}_{fwd}} \quad (5.5)$$

Ces double rapports peuvent apporter des informations supplémentaires aux simples rapports isotopiques car ils permettent d'étudier la prépondérance de l'enrichissement en neutrons de la mi-rapacité sur celle de l'avant du centre de masse en fonction de l'observable choisie.

La Figure 5.32 présente le double rapport isotopique des tritons et  $^3He$  pour l'ensemble des systèmes en fonction de la charge du PLF.

Sur cette figure nous voyons de nettes différences dans la variation du rapport  $R^3$  selon la nature du système. Concernant les systèmes riches en neutrons nous notons que  $R^3$  est systématiquement plus élevé pour la cible de  $^{48}Ca$  que celle de  $^{40}Ca$ , montrant une possible influence de la migration d'isospin pour le système symétrique. Nous observons de plus une évolution de l'enrichissement en neutrons de la mi-rapacité avec la centralité de la collision (dans l'hypothèse que  $Z_{PLF}$  reflète bien la centralité de la collision, ce qui semble vérifié pour les systèmes riches en neutrons) : plus  $Z_{PLF}$  diminue et plus l'enrichissement de la mi-rapacité l'emporte sur celui de l'avant du centre de masse. Cet effet est plus visible sur le système symétrique. Rappelons

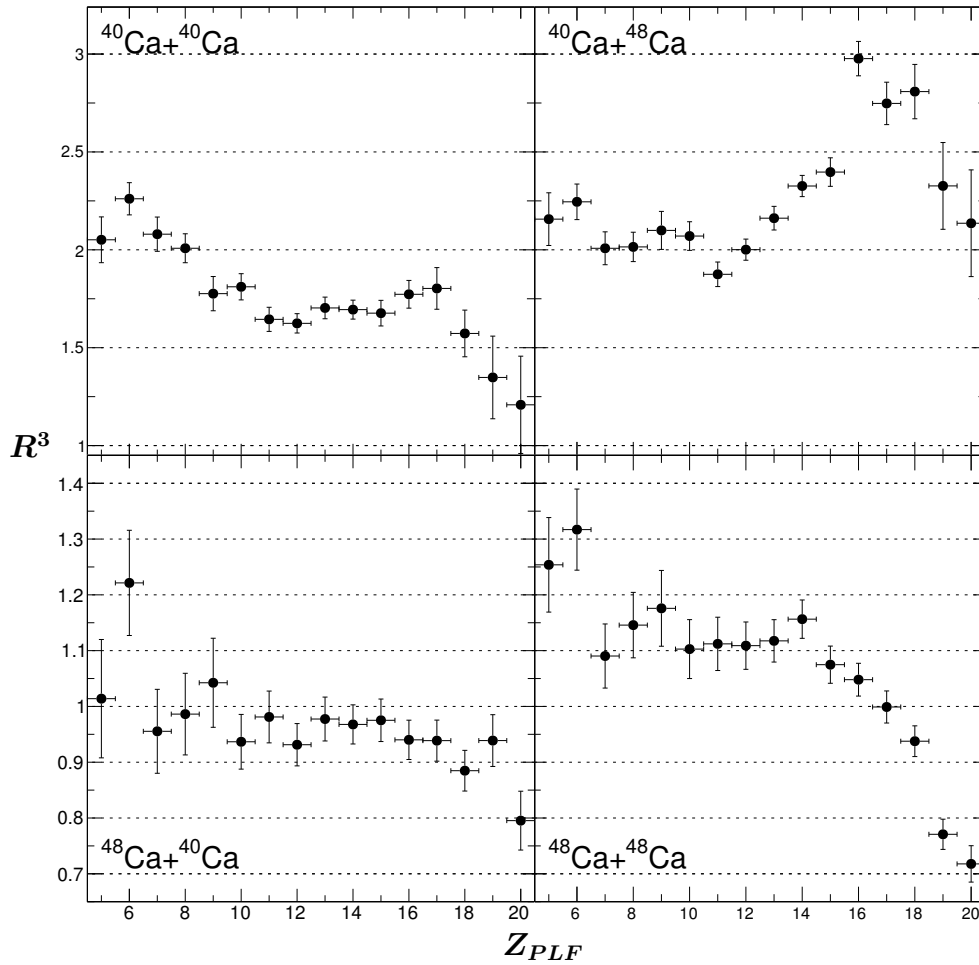


FIGURE 5.32 – Double rapport  $R^3$  en fonction la charge du fragment identifié dans VAMOS et pour l'ensemble des systèmes.

que nous avons observé Figures 5.28 et 5.29 une augmentation de l'enrichissement en neutron pour le  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  par rapport au système  $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ , indiquant une compétition entre la migration et la diffusion d'isospin pour le système mixte. Par conséquent nous apprenons potentiellement ici que l'enrichissement en neutrons de la mi-rapacité du système mixte, soit la migration d'isospin, est aussi important que l'enrichissement en neutrons de l'avant du centre de masse, soit la diffusion d'isospin, car le rapport  $R^3$  varie peu et est centré autour de 0.95. Concernant maintenant les systèmes pauvres en neutrons nous observons une allure à première vue opposée entre la cible de  $^{40}\text{Ca}$  et celle de  $^{48}\text{Ca}$ . Cet effet est expliqué par des rapports  $Y(^3\text{H})/Y(^3\text{He}) < 1$  pour l'avant du centre de masse alors que  $Y(^3\text{H})/Y(^3\text{He}) > 1$  pour la mi-rapacité dans le cas de la cible de  $^{48}\text{Ca}$ . Par conséquent les systèmes pauvres en neutrons semblent montrer la même évolution de l'enrichissement en neutrons entre la mi-rapacité par rapport à l'avant du centre de masse avec  $Z_{PLF}$  : ils présentent une augmentation lorsque  $Z_{PLF}$  diminue, indiquant une migration d'isospin de plus en plus importante avec la centralité de la collisions.

La Figure 5.33 présente l'évolution du double rapport  $R^{NZ}$  en fonction de la charge du fragment détecté dans VAMOS. Nous observons malgré les barres d'erreurs que les observations faites

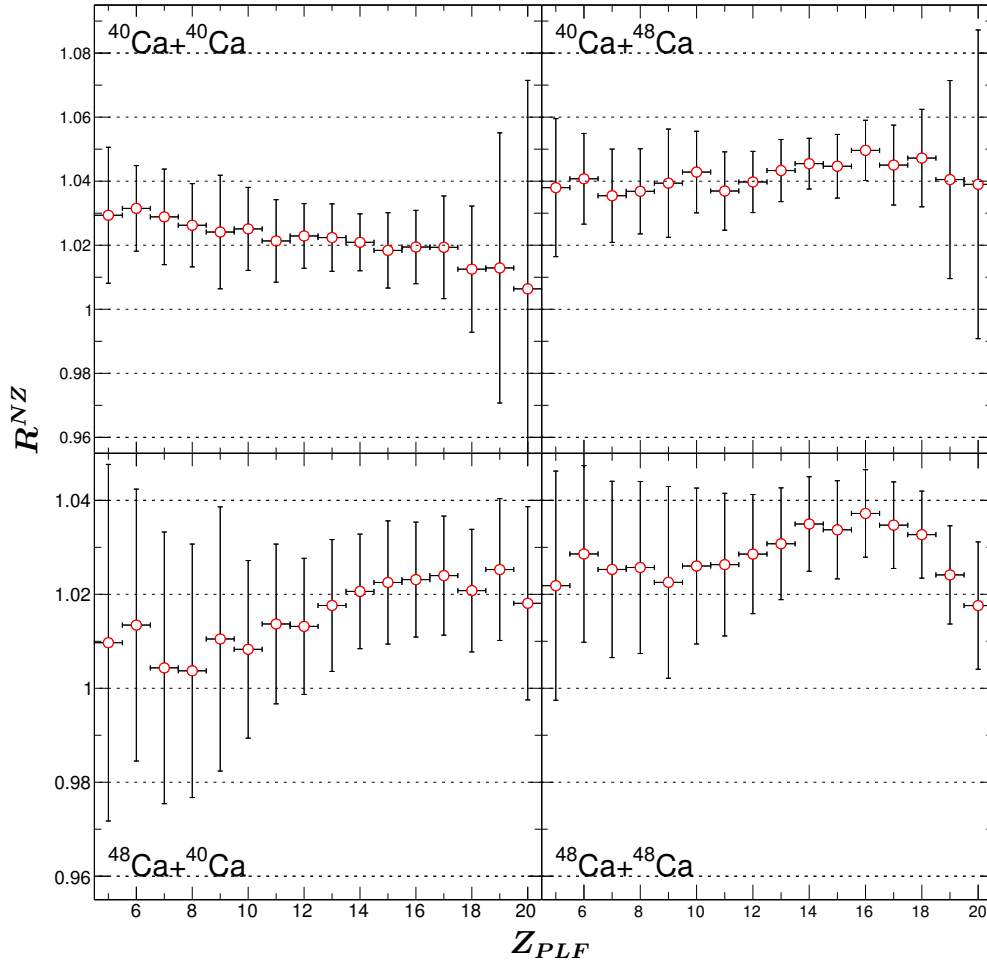


FIGURE 5.33 – Double rapport  $R^{NZ}$  en fonction la vitesse parallèle du fragment identifié dans VAMOS et pour l'ensemble des systèmes.

pour le rapport  $R^3$  à la Figure 5.32 restent valides pour les systèmes symétriques et le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ . Par contre l'évolution du rapport  $R^{NZ}$  est opposé à celui de la Figure 5.32 pour le système mixte  $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ , avec une valeur moyenne supérieure à 1.

Finalement nous pouvons aussi caractériser la prépondérance de l'enrichissement en neutrons de la mi-rapacité sur celui du QP directement à partir de l'observable  $\langle N/Z \rangle_{PLF}$  du fragment identifié dans VAMOS, afin de construire le double rapport suivant :

$$R_{PLF}^{NZ} = \frac{\{(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}\}_{neck}}{\langle N/Z \rangle_{PLF}} \quad (5.6)$$

Les Figures 5.34 et 5.35 présentent l'évolution du double rapport  $R_{PLF}^{NZ}$  en fonction respectivement de la charge et la vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire du fragment détecté dans VAMOS pour l'ensemble des systèmes. Nous observons sur ces deux figures une évolution similaire entre ces deux courbes lorsque l'on s'éloigne respectivement de  $Z_{proj}$  et  $V_{proj}$ . Concernant les systèmes de projectile  $^{48}\text{Ca}$ , l'hypothèse selon laquelle  $Z_{PLF}$  et  $V_Z^{PLF}$  reflètent la centralité des collisions semble vérifiée : plus  $Z_{PLF}$  (respectivement  $V_Z^{PLF}$ ) diminue et plus la zone de mi-rapacité s'enrichit en neutrons, indiquant des collisions plus centrales et donc

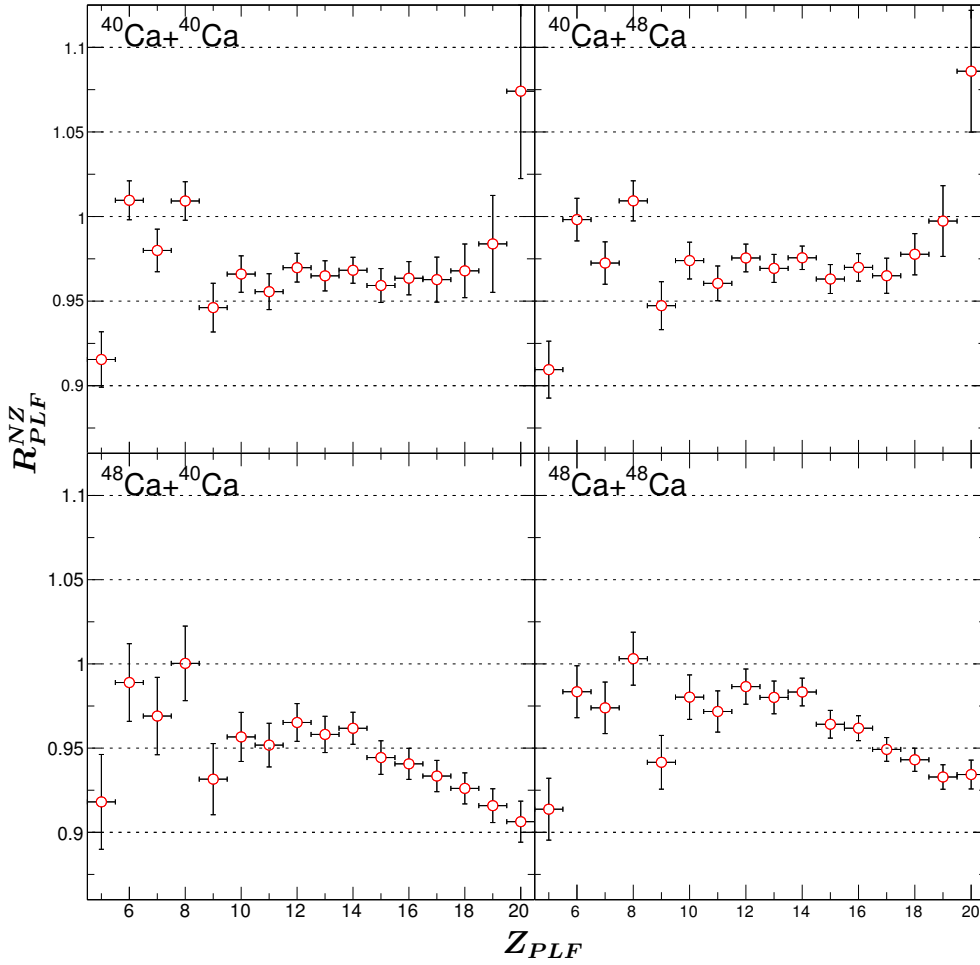


FIGURE 5.34 – Double rapport  $R_{PLF}^{NZ}$  en fonction la charge du fragment identifié dans VAMOS et pour l'ensemble des systèmes.

un contact plus long entre les deux partenaires et une migration d'isospin plus importante. De plus nous observons que le double rapport associée au projectile  $^{40}\text{Ca}$  est plus faible que celui associée au projectile  $^{48}\text{Ca}$ , prouvant une nouvelle fois qu'une diffusion d'isospin a lieu à cause de la différence initiale de  $N/Z$  entre le projectile et la cible.

Concernant les systèmes pauvres en neutrons, l'interprétation est plus difficile. En effet nous observons un rapport  $R_{PLF}^{NZ}$  élevé pour les charges et vitesses proches de celle du projectile. Cela peut être interprété d'après les Figures 5.10 et 5.12 sur lesquelles nous observons un rapport  $\langle N/Z \rangle < 1$  pour  $Z \sim Z_{proj}$  et  $V_Z \sim V_{proj}$ , alors que  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP} > 1$  dans ce même domaine. Par conséquent cette augmentation pourrait traduire un appauvrissement en neutrons pour les collisions les plus périphériques. Nous observons ensuite que  $R_{PLF}^{NZ}$  est à peu près constant dans les domaines  $Z = 8 - 17$  et  $V_Z^{PLF} = 6 - 7 \text{ cm.n.s}^{-1}$ . Nous voyons ensuite des effets de structure pour les charges plus faibles et une diminution de  $R_{PLF}^{NZ}$  lorsque  $V_Z^{PLF}$  diminue. Un effet de la diffusion d'isospin est tout de même légèrement visible pour les systèmes pauvres en neutrons avec des rapports légèrement plus élevés pour la cible de  $^{48}\text{Ca}$ .

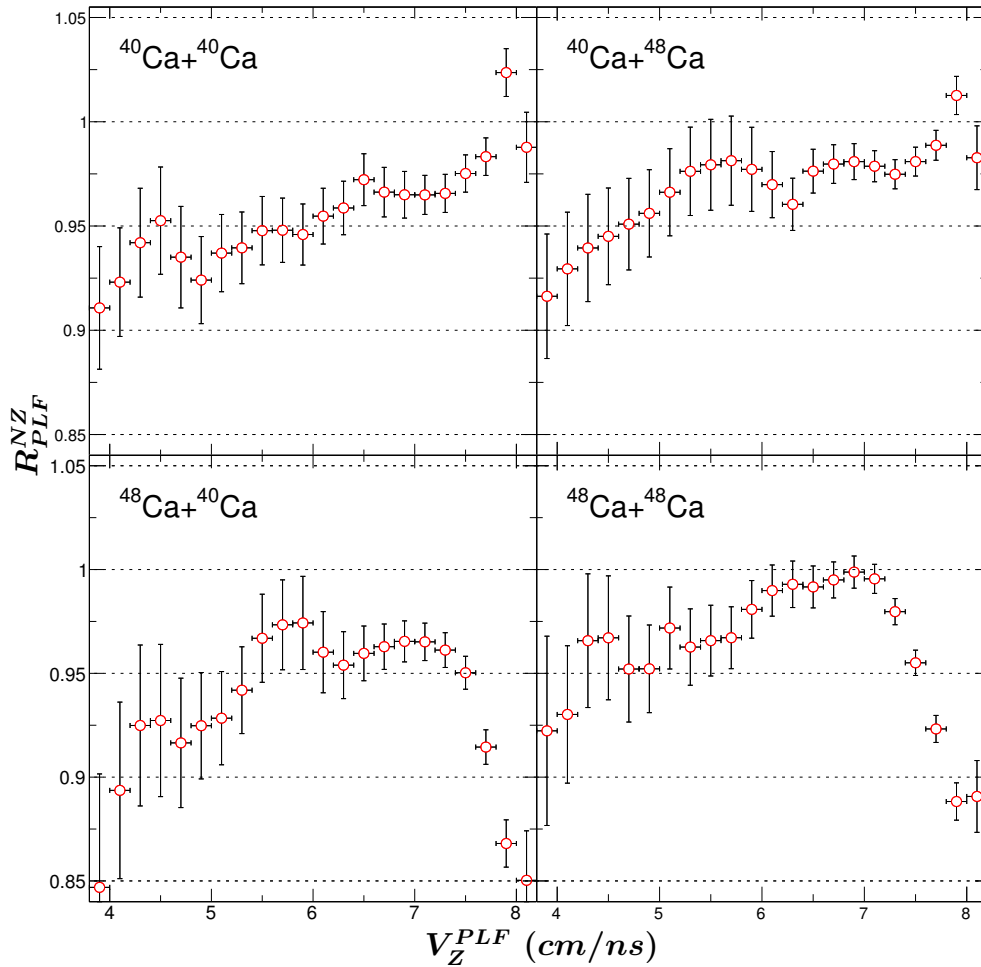


FIGURE 5.35 – Double rapport  $R_{PLF}^{NZ}$  en fonction la vitesse parallèle du fragment identifié dans VAMOS et pour l'ensemble des systèmes.

### 5.3.3 Résumé

Nous avons montré premièrement que les valeurs des rapports isotopiques selon le domaine angulaire d'émission des espèces dans le centre de masse permet de mettre en évidence la migration d'isospin : un enrichissement en neutron est observé pour les systèmes symétriques dans la région de mi-rapacité. Deuxièmement nous avons mis en exergue le mécanisme de diffusion d'isospin en comparant les rapports isotopiques selon la nature de la cible : pour un même projectile une cible de  $^{40}\text{Ca}$  montre un enrichissement en neutrons moins important de l'avant du centre de masse (caractéristique du QP) que pour une cible de  $^{48}\text{Ca}$ . Troisièmement, la variation des rapports isotopiques en fonction de la charge  $Z_{PLF}$  et  $V_Z^{PLF}$  et de la vitesse du PLF identifié dans VAMOS a mis en évidence une évolution de l'enrichissement selon la centralité de la collision (dans l'hypothèse que  $Z_{PLF}$  et  $V_Z^{PLF}$  reflètent la centralité de la collision).

Afin d'aller plus loin dans notre analyse nous avons étudié la variation des double rapports isotopiques dans le but de mieux caractériser l'enrichissement en neutron de la mi-rapacité par rapport à l'avant du centre de masse. L'évolution des double rapports avec la centralité de la collision montre une compétition entre la migration et la diffusion d'isospin.

Nous avons de même exploité le double rapport de l'asymétrie  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  de la mi-rapacité



avec l'asymétrie  $\langle N/Z \rangle$  du PLF mesuré dans VAMOS. Nous observons sur la Figure 5.34 que ces rapports présentent des valeurs moyennes autour de 0.95 pour chacun des systèmes, ce qui est compatible avec un comportement *asysoft* de l'équation d'état d'après le modèle SMF appliqué aux collisions  $Sn + Sn$  à 50  $AMeV$  [25].

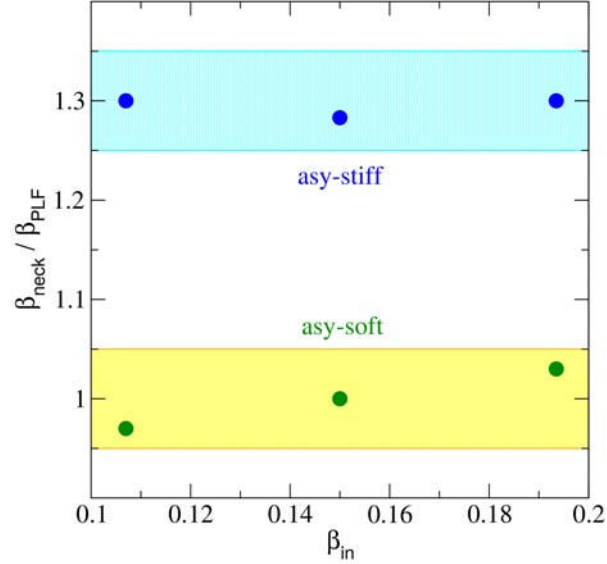


FIGURE 5.36 – Rapport entre l'asymétrie (isospin) des fragments de la mi-rapacité et celle du PLF en fonction de l'asymétrie du système initial, d'après le modèle SMF appliqué aux collisions  $Sn + Sn$  à 50  $AMeV$  pour deux paramétrisations de l'EoS. Figure issue de [25].

## 5.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié, après dépouillement des données, les propriétés générales des événements INDRA-VAMOS. Premièrement une étude du fragment détecté dans VAMOS, associé au PLF, a mis en évidence une hiérarchie des distributions, selon le  $N/Z$  du projectile en premier ordre mais aussi le  $N/Z$  de la cible, ce qui peut être attribué à un transport d'isospin. Nous avons aussi constaté que la charge et la vitesse du PLF reflètent la centralité de la collision. Deuxièmement la mise en commun avec INDRA a montré que nous parvenons à détecter la majorité des produits de réactions. Nous avons ainsi étudié les multiplicités moyennes des LCP selon la charge mais aussi la vitesse du PLF, et mis en évidence une hiérarchie de ces dernières selon leur enrichissement en neutrons : les noyaux asymétriques ( $N \neq Z$ ) reflètent l'asymétrie du système (projectile+cible). Les deutons et  $^4He$  symétriques à l'opposé présentent une tendance différente selon l'observable utilisée et semblent refléter une émission dynamique.

Finalement nous avons étudié le transport d'isospin à partir de rapports isotopiques. Deux zones d'émission angulaires ont été comparées et ont montré un enrichissement en neutrons de la mi-rapacité associable à la migration d'isospin, ainsi que l'influence de la cible associable à la diffusion d'isospin. Les double rapports isotopiques ont aussi montré l'influence de la centralité de la collision sur le transport d'isospin.

# Chapitre 6

## Comparaisons avec les modèles

Nous présentons dans ce chapitre une comparaison des données avec les événements simulés par les deux modèles ELIE et AMD présentés Chapitre 2, après désexcitation selon le modèle GEMINI++.

Concernant VAMOS, le filtre expérimental est essentiellement géométrique (application de coupures angulaires d’après la fenêtre d’entrée expérimentale présentée Section 4.3.1.2), nous avons aussi tenu compte des seuils en énergie expérimentaux mesurés de la chambre à ionisation de Harpee. Notons qu’afin de tenir compte du mieux possible des conditions expérimentales, les événements acceptés sont ceux pour lesquels **une seule** particule est détectée dans le filtre VAMOS (les événements pour lesquels plus d’une particule passe le filtre VAMOS représentent moins de 0.2% du nombre d’événements total). Concernant INDRA, le filtre expérimental appliqué tient compte de la géométrie et des seuils en énergie de l’ensemble des détecteurs composant le multi-détecteur (définis dans KALIVEDA). Au final environ 10% des événements passent le filtre expérimental, l’acceptance angulaire en  $\theta$  de VAMOS représentant la coupure la plus sévère.

### 6.1 Étude du fragment détecté dans VAMOS

Dans cette première section nous présentons une comparaison des propriétés du fragment détecté dans VAMOS.

#### 6.1.1 Production des fragments

Les Figures 6.1 et 6.2 présentent respectivement les distributions en charge et masse du PLF détecté dans VAMOS d’après les données expérimentales et les événements ELIE et AMD filtrés. Nous observons globalement un accord entre les données et les modèles. Les principales différences sont visibles pour les collisions les moins dissipatives (typiquement  $Z > Z_{proj} - 2$  et  $A \gtrsim A_{proj} - 3$ ). Une comparaison avec les Figures 2.5 et 2.6 montrent aussi de légers effets du filtre, aussi pour les collisions les plus périphériques. Dans le cas de AMD des différences sont tout de même observées selon le potentiel Gogny ou Gogny-AS pour l’ensemble des systèmes mais il est difficile de conclure sur la dépendance en densité.

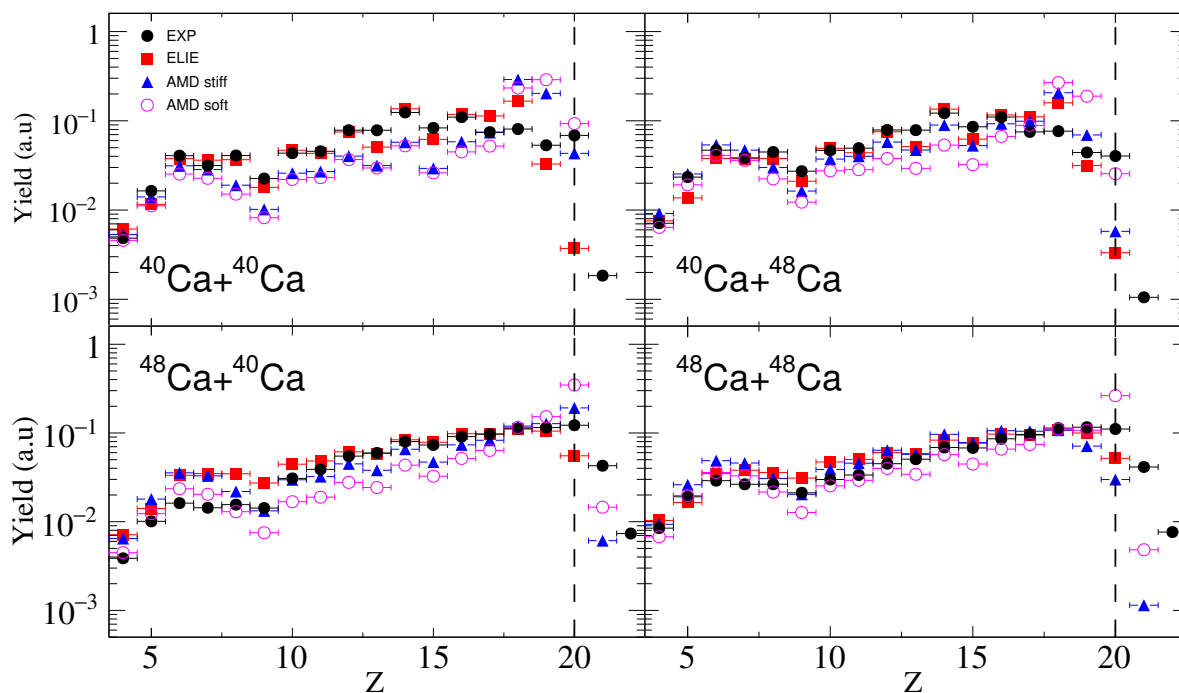


FIGURE 6.1 – Distributions de la charge des fragments détectés dans VAMOS d’après les données et les simulations ELIE et AMD pour l’ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

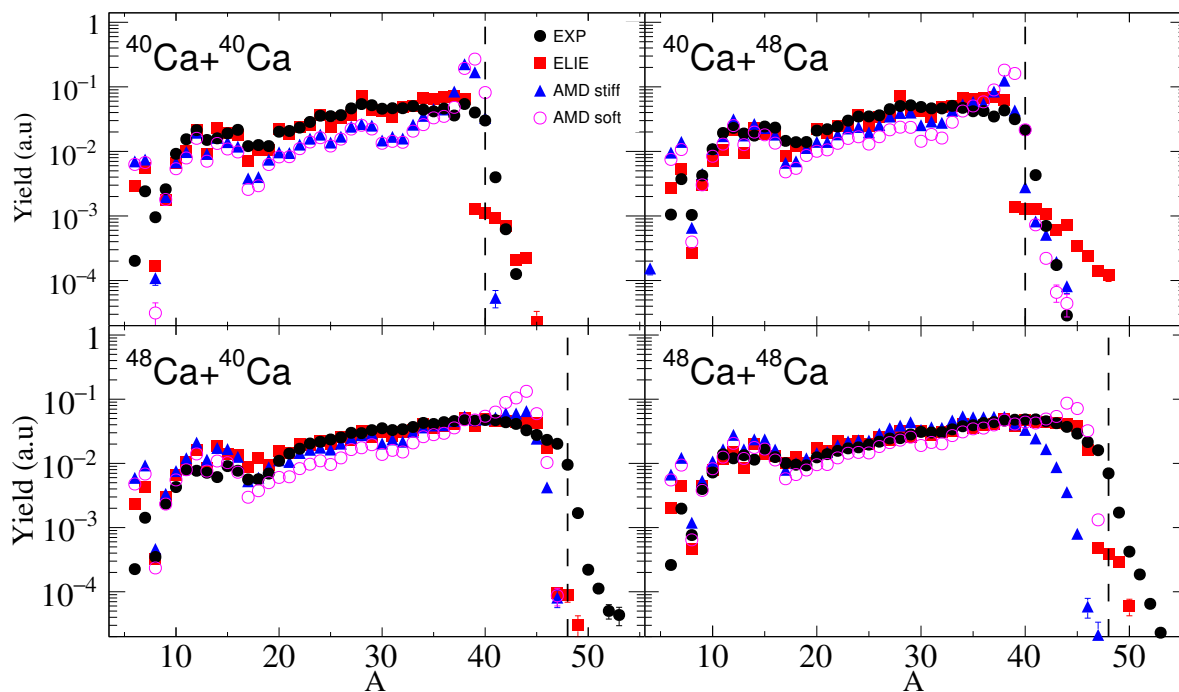


FIGURE 6.2 – Distributions de la masse des fragments détectés dans VAMOS d’après les données et les simulations ELIE et AMD pour l’ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

### 6.1.2 Enrichissement en neutrons

La Figure 6.3 présente l'évolution de l'excès de neutron moyen  $\langle A \rangle - 2Z$  du PLF détecté dans VAMOS.

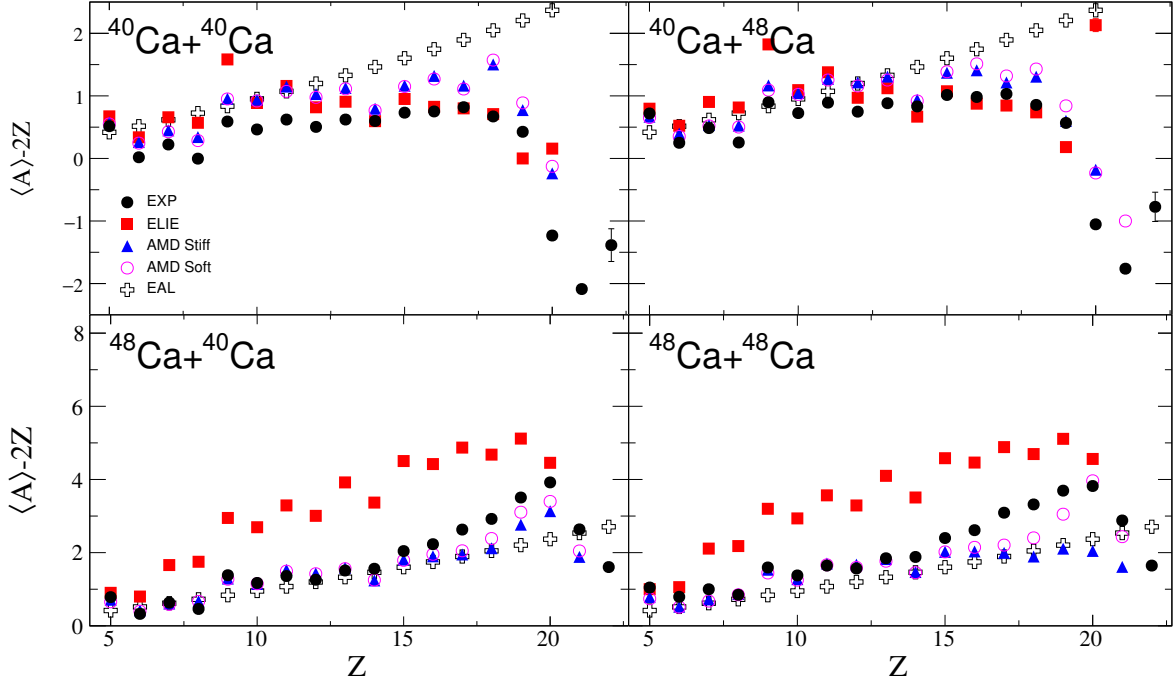


FIGURE 6.3 – Distributions de l'excès de neutron moyen  $\langle A \rangle - 2Z$  des fragments détectés dans VAMOS en fonction de leur charge d'après les données et les simulations filtrées ELIE et AMD pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}Ca + ^{40,48}Ca$ .

Nous observons globalement un accord entre les données et les modèles pour les systèmes de projectile  $^{40}Ca$ . Les données sont tout de même plus éloignées de la ligne EAL que les modèles. Notons que l'éloignement de la ligne EAL pour les charges élevées veut dire que ses noyaux ne sont pas assez excités pour atteindre la ligne. Nous observons de même pour ces systèmes que ELIE reproduit mieux les données que AMD pour  $Z < Z_{proj}$ . Concernant les systèmes riches en neutrons (projectile  $^{48}Ca$ ), nous notons que ELIE ne reproduit pas les distributions expérimentales alors que ces dernières sont proches de AMD pour  $Z < 15$ . Les données sont de même plus éloignées de la ligne EAL que dans le cas de AMD pour  $Z > 15$ . Finalement des écarts sont visibles selon la dépendance en densité de l'énergie d'asymétrie même après application du filtre. Si dans le cas des systèmes pauvres en neutrons aucune tendance n'est visible, les systèmes riches en neutrons semblent mieux suivre le potentiel Gogny que Gogny-AS.

La Figure 6.4 montre l'évolution des largeurs en masse associées au PLF détecté dans VAMOS en fonction de sa charge.

Concernant les systèmes de projectile  $^{40}Ca$ , nous observons un accord global entre l'expérience et les modèles pour  $Z < Z_{proj} - 2$ . Concernant maintenant le projectile  $^{48}Ca$ , nous voyons que pour les charges élevées les données présentent des largeurs systématiquement plus élevées que les modèles. Les largeurs issues du modèle ELIE sont aussi plus éloignées de AMD que pour les systèmes de projectile  $^{40}Ca$ . Des différences sont de même visibles entre Gogny et Gogny-AS,

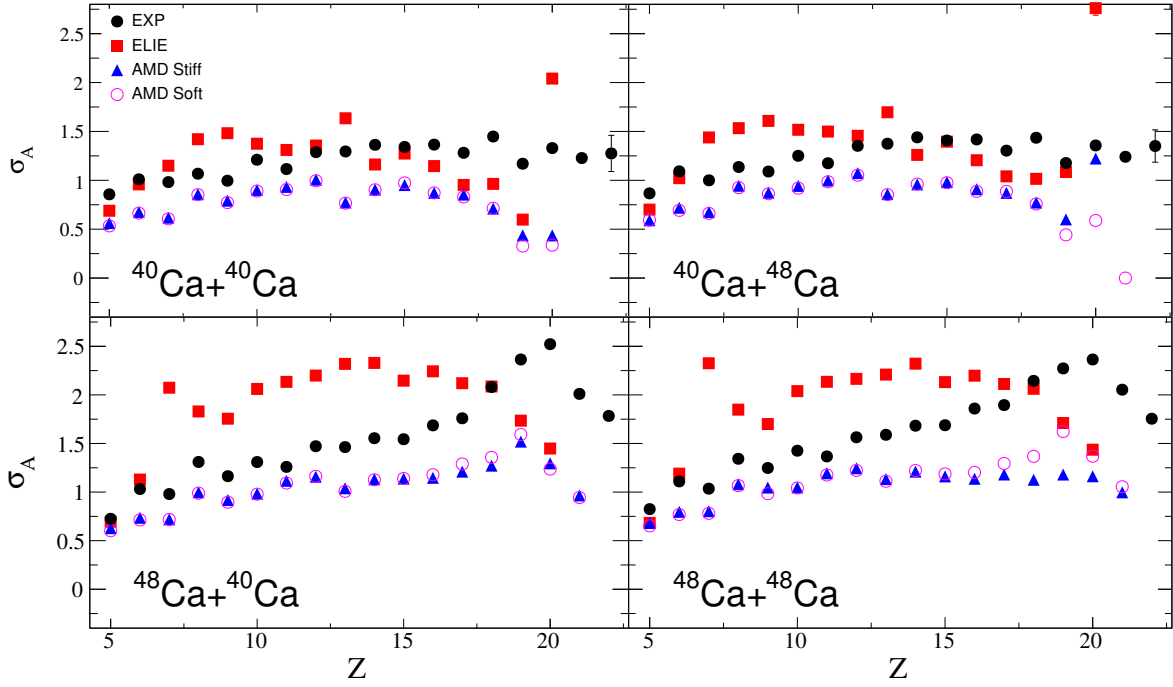


FIGURE 6.4 – Écart-type associé à la masse des fragments détectés dans VAMOS en fonction de leur charge d’après les données et les simulations filtrées ELIE et AMD pour l’ensemble des systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ .

notamment pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ , mais il reste difficile de conclure sur la nature du potentiel effectif.

Les distributions de l’enrichissement en neutrons  $N - Z$  sont présentées en Annexe F en complément. Elles sont cohérentes avec les observations précédentes.

### 6.1.3 Évolution du rapport neutron-proton

Les Figures 6.5 et 6.6 présentent l’évolution du rapport  $\langle N/Z \rangle$  du fragment détecté dans VAMOS d’après les données expérimentales et les événements ELIE et AMD filtrés.

Concernant les systèmes de projectile  $^{40}\text{Ca}$  nous observons des distributions similaires entre les modèles. Le modèle ELIE semble mieux reproduire les rapports  $\langle N/Z \rangle$  pour les collisions moins dissipatives ( $Z > 14$  et  $V_Z \gtrsim 6.5 \text{ cm.ns}^{-1}$ ), notamment pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ , alors que AMD présente des distributions plus proches des données pour les collisions plus dissipatives. Concernant maintenant les systèmes de projectile  $^{48}\text{Ca}$ , nous constatons que AMD reproduit mieux les distributions expérimentales alors que les distributions de ELIE surestiment systématiquement l’enrichissement en neutrons. Nous voyons enfin que Gogny reproduit mieux les données que Gogny-AS, notamment pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  et les collisions les plus périphériques.

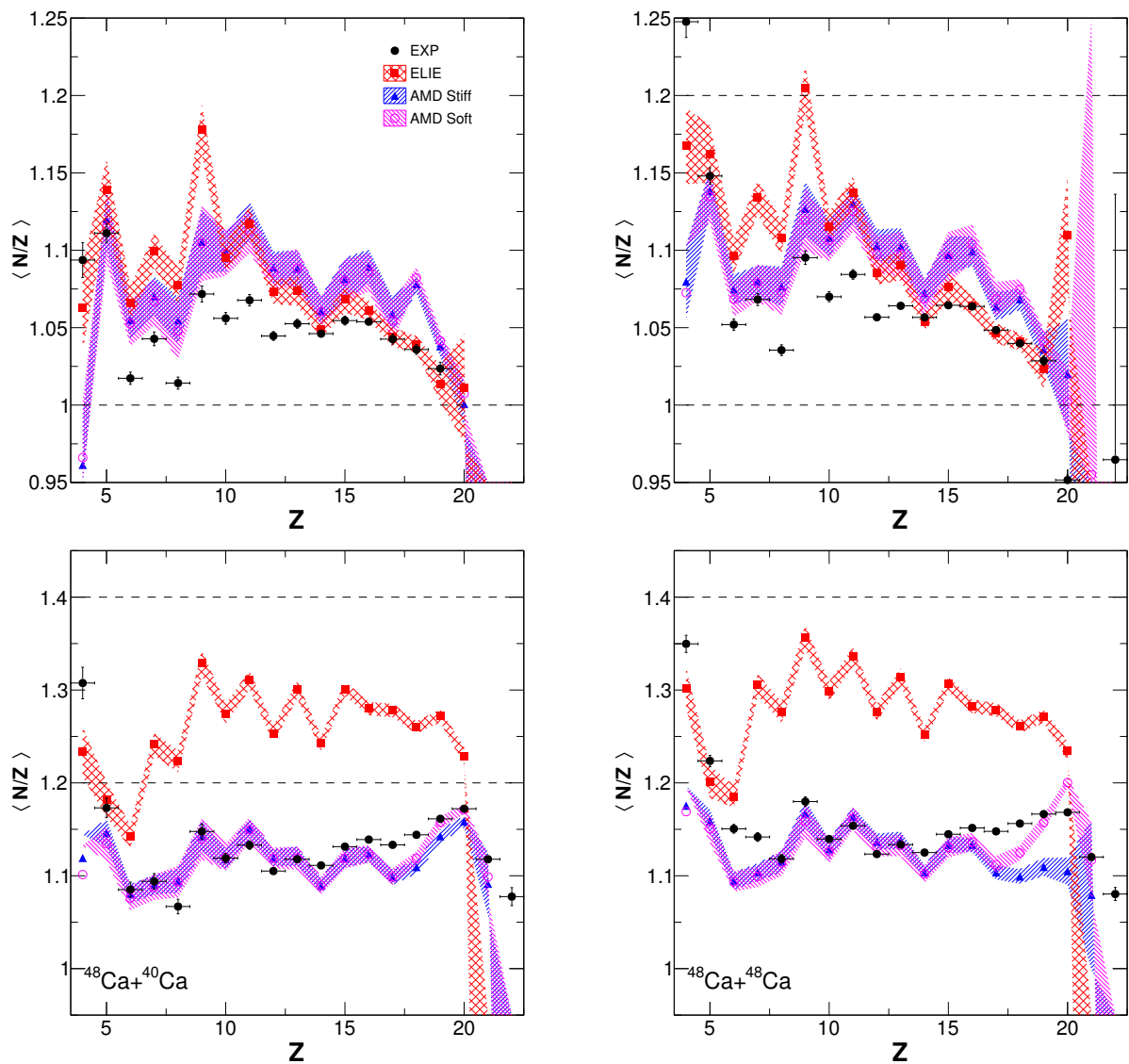


FIGURE 6.5 – Rapports  $\langle N/Z \rangle$  du fragment détecté dans VAMOS en fonction de la charge dans le référentiel du laboratoire en fonction la charge  $Z$  et la vitesse  $V_Z$ , d'après les données et les simulations filtrées ELIE et AMD pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35 \text{ A MeV}$ .

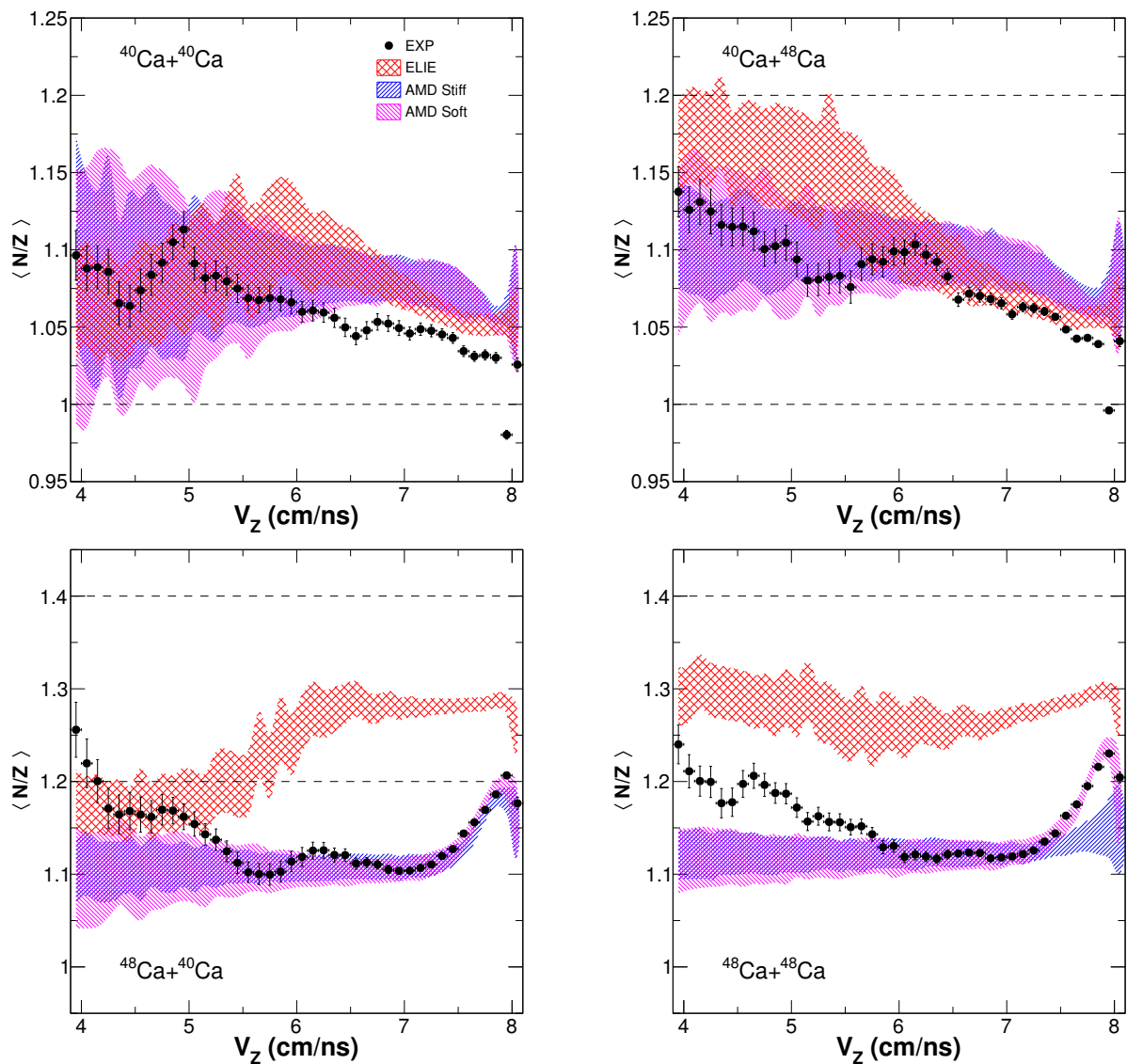


FIGURE 6.6 – Rapports  $\langle N/Z \rangle$  du fragment détecté dans VAMOS en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire, d'après les données et les simulations filtrées ELIE et AMD, pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35 \text{ A MeV}$ .

## 6.2 Étude des LCP et IMF dans INDRA

Dans cette section nous nous intéressons aux propriétés des LCP et IMF détectés en coïncidence dans INDRA en fonction de la charge du PLF dans VAMOS. Les figure complémentaires en fonction de la vitesse du PLF peuvent être trouvées en Annexe G. Rappelons que la version de AMD utilisée dans le cadre de cette thèse n'incorpore pas la reconnaissance des clusters à chaque étape en temps associée à résolution des équations du mouvement. Ces derniers sont ainsi reconnus seulement à la fin de la propagation du système (soit après  $300 fm.c^{-1}$ , voir Section 2.2.5).

### 6.2.1 Multiplicités moyennes des particules légères dans INDRA

#### 6.2.1.1 Hiérarchie des multiplicités

Les Figures 6.7, 6.8 et 6.9 présentent les multiplicités moyennes en fonction de la charge du PLF, pour les modèles ELIE et AMD (*asysoft* et *asystiff*) et pour l'ensemble des systèmes  $^{40,48}Ca + ^{40,48}Ca$ .

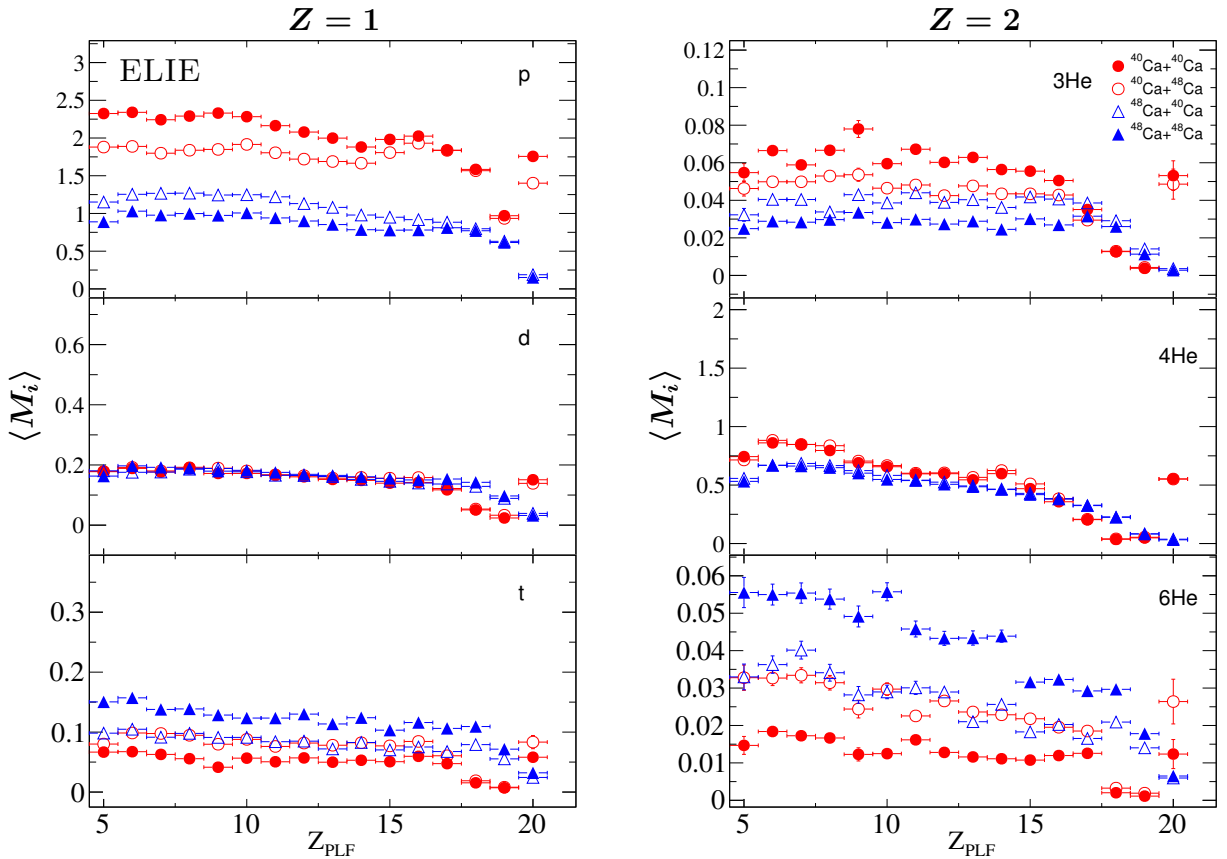


FIGURE 6.7 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA en fonction de la charge du fragment dans VAMOS, d'après le modèle ELIE désexcité par GEMINI++.

Nous observons premièrement que pour les protons et  $^3He$  (déficients en neutrons) l'ensemble des modèles reproduisent la hiérarchie des multiplicités moyennes observée expérimentalement sur la Figure 5.17, selon la nature du projectile et de la cible. Nous notons néanmoins que les



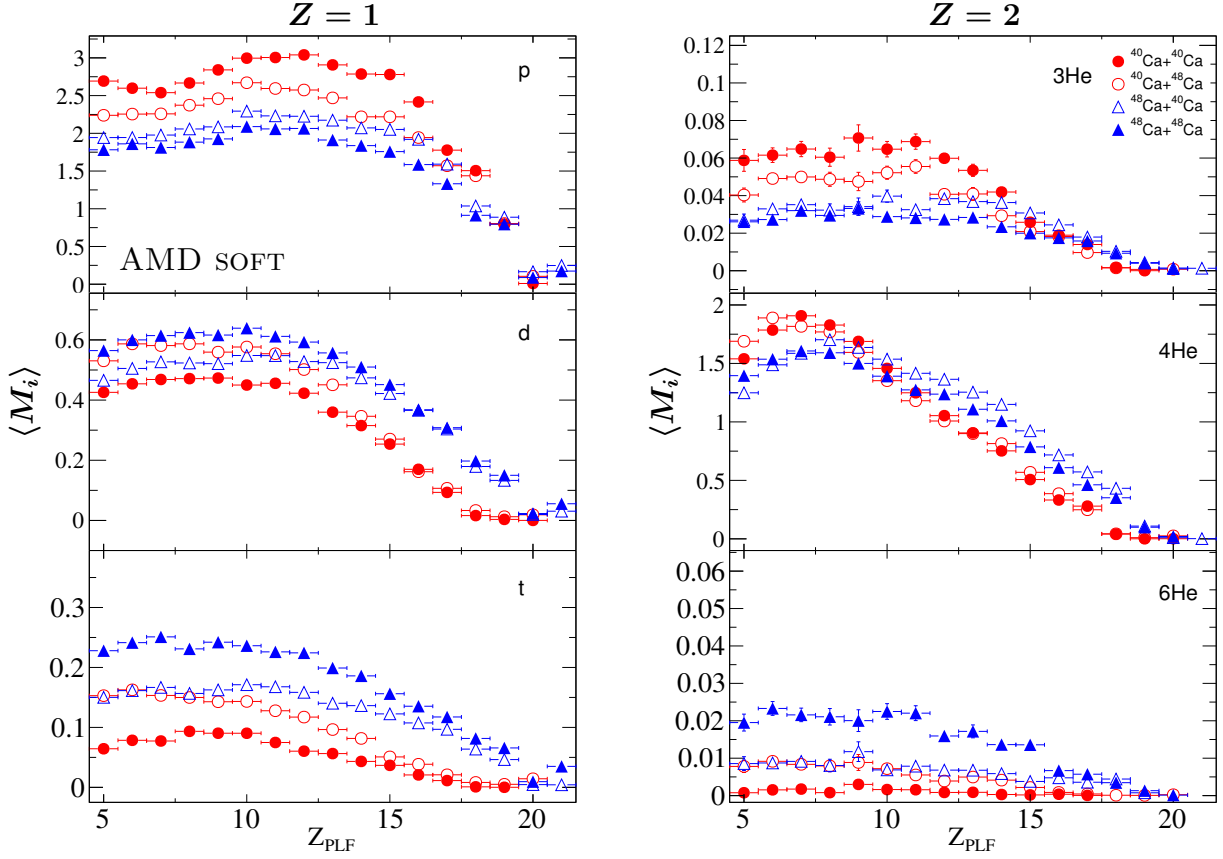


FIGURE 6.8 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA en fonction de la charge du fragment dans VAMOS, d'après le modèle AMD avec un potentiel effectif de type Gogny et désexcitation par GEMINI++.

modèles surestiment les multiplicités des protons et sous-estiment celles de  ${}^3\text{He}$ .

Deuxièmement la hiérarchie expérimentale est aussi observée d'après les modèles pour les tritons et  ${}^6\text{He}$  (riches en neutrons) lorsque  $Z_{PLF} > 9$ , alors que les systèmes mixtes se confondent pour des charges plus faibles. Nous notons aussi que pour ces noyaux les modèles sous-estiment les multiplicités par rapport à l'expérience, effet encore plus marqué pour ELIE dans le cas des tritons et AMD dans le cas des  ${}^6\text{He}$ .

Troisièmement nous constatons que AMD reproduit très bien la hiérarchie expérimentale des multiplicités des LCP symétriques (deutons et  ${}^4\text{He}$ ) à l'opposé de ELIE. Une comparaison avec l'évolution des multiplicités moyennes en fonctions de la vitesse du PLF (voir Annexe G), montre de même que l'inversion observée dans la hiérarchie expérimentale est présente. L'ensemble de ces observations confirme l'interprétation d'un effet dynamique sur la production des LCP symétriques de la Section 5.2.3.3 car seul le code de transport parvient à le reproduire. Nous notons enfin que les multiplicités moyennes des deutons sont plus élevées et proches de l'expérience pour Gogny que pour Gogny-AS, et que celles de  ${}^4\text{He}$  sont légèrement supérieures à l'expérience.

### 6.2.1.2 Comparaisons avec les données

Nous présentons Figure 6.10 une comparaison des multiplicités moyennes des LCP dans INDRA en fonction de la charge du fragment détecté dans VAMOS pour le système  ${}^{40}\text{Ca} + {}^{48}\text{Ca}$ .

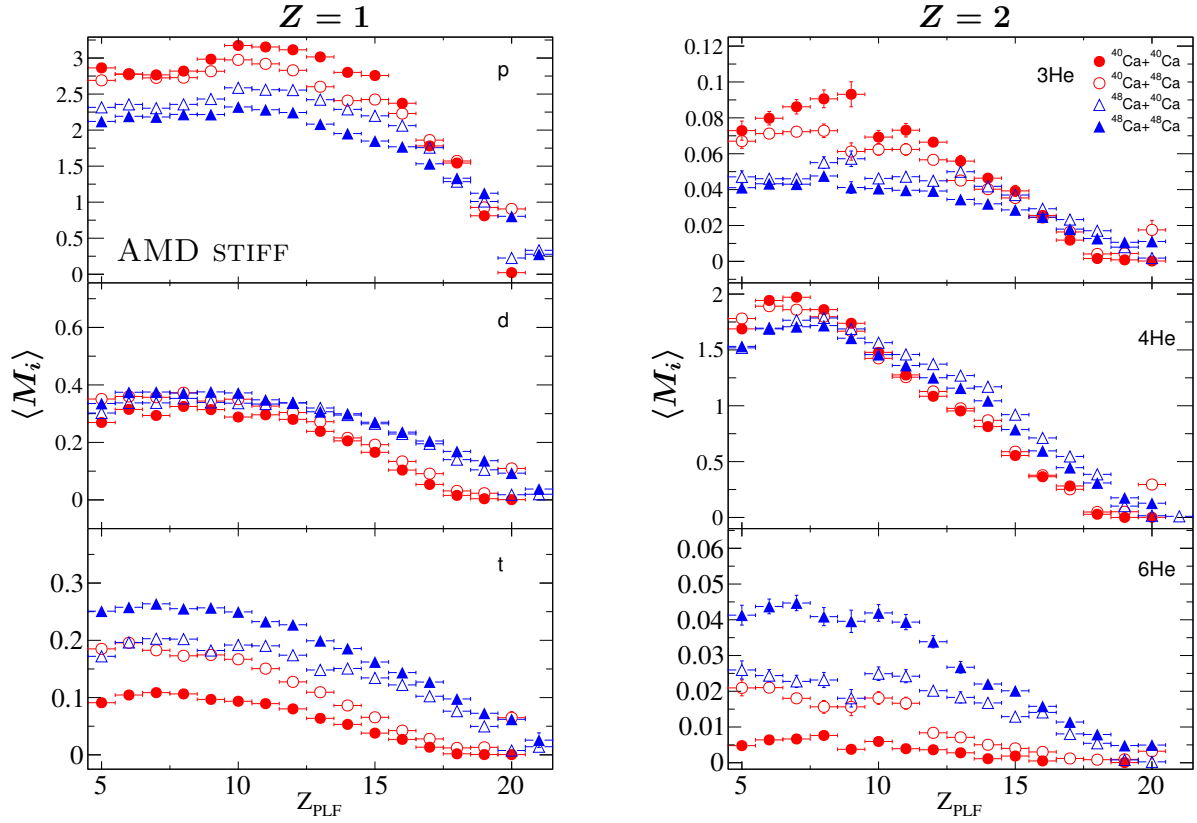


FIGURE 6.9 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA en fonction de la charge du fragment dans VAMOS, d’après le modèle AMD avec un potentiel effectif de type Gogny-AS et désexcitation par GEMINI++.

Les autres systèmes ainsi que la comparaison des multiplicités en fonction de  $V_Z^{PLF}$  peuvent être trouvés en Annexe G.

Nous observons globalement que les modèles peinent à reproduire les multiplicités expérimentales, mis à part pour les deutons et  ${}^4\text{He}$ . En particulier il est remarquable de constater que le modèle AMD avec une EoS *asysoft* reproduit les multiplicités moyennes des deutons. Les observations précédentes sont vérifiées aussi bien avec  $Z_{PLF}$  que  $V_Z^{PLF}$  et pour l’ensemble des systèmes.

## 6.2.2 Rapports isotopiques

Similairement à la Section 5.3.1 nous présentons les rapports isotopiques définis par les Formules 5.2 et 5.3 en fonction de la vitesse des espèces filtrées dans INDRA.

Concernant les rapports  $Y({}^3\text{H})/Y({}^3\text{He})$ , nous constatons que ces derniers ne reproduisent pas l’expérience. Cela est cohérent avec les différences déjà observées entre les modèles et l’expérience concernant l’évolution des multiplicités moyennes des tritons et  ${}^3\text{He}$  (voir Section 6.2.1).

Concernant les rapports  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$ , nous constatons qu’ils sont mieux reproduits par l’ensemble des modèles pour les systèmes de projectile  ${}^{40}\text{Ca}$  et AMD pour les systèmes de projectile  ${}^{48}\text{Ca}$ .

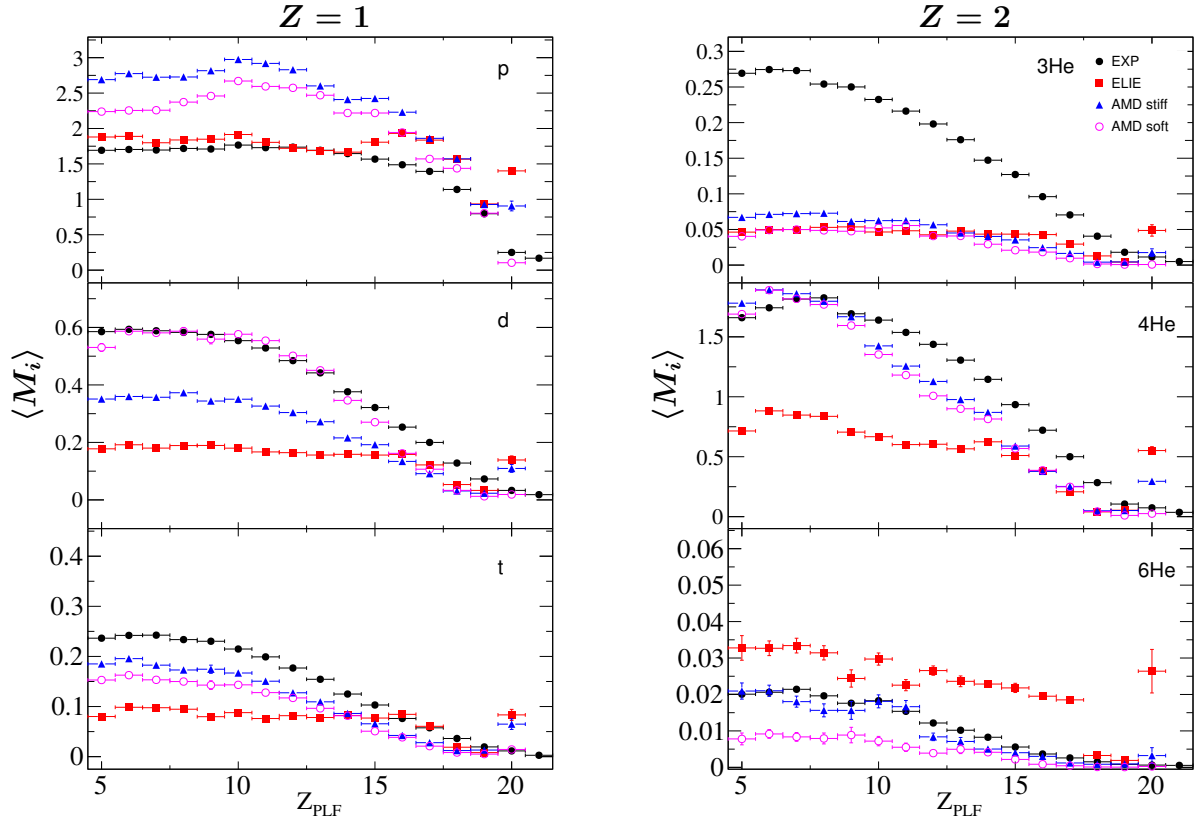


FIGURE 6.10 – Multiplicités moyennes des LCP détectés dans INDRA pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ , en fonction de la charge du fragment détecté dans VAMOS d’après les données et les modèles ELIE et AMD désexcités par GEMINI++ et filtrés.

### 6.2.3 Étude des rapports isotopiques avec le fragment dans VAMOS

Nous essayons d’appliquer la méthode d’étude du transport de l’isospin utilisée pour les données expérimentales Section 5.3. Néanmoins d’après les observations de la Section 6.2.1.2 (et après vérifications) les multiplicités des tritons et  $^3\text{He}$  ne sont pas exploitables. Par conséquent nous ne présentons qu’une étude du rapport  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  issu des modèles.

#### 6.2.3.1 Étude des rapports isotopiques en fonction de la charge du PLF

Les Figures 6.13, 6.14 et 6.15 présentent la variation du rapport  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  en fonction de  $Z_{PLF}$ , respectivement pour le modèle ELIE, AMD-*asysoft* et AMD-*asytiff* filtrés. Nous constatons qu’aucun modèle ne parvient à reproduire l’enrichissement en neutrons de la mi-rapacité observée expérimentalement car les distributions associées à chacune des zones angulaires sont très proches (moyennant les barres d’erreurs). L’évolution des rapports semblent tout de même refléter la centralité de la collision avec des rapports isotopiques plus élevés lorsque  $Z_{PLF} \sim Z_{proj}$ , notamment pour le modèle ELIE et pour les systèmes de projectile  $^{48}\text{Ca}$  de AMD. Les incertitudes restent malgré tout élevées et limitent notre analyse.

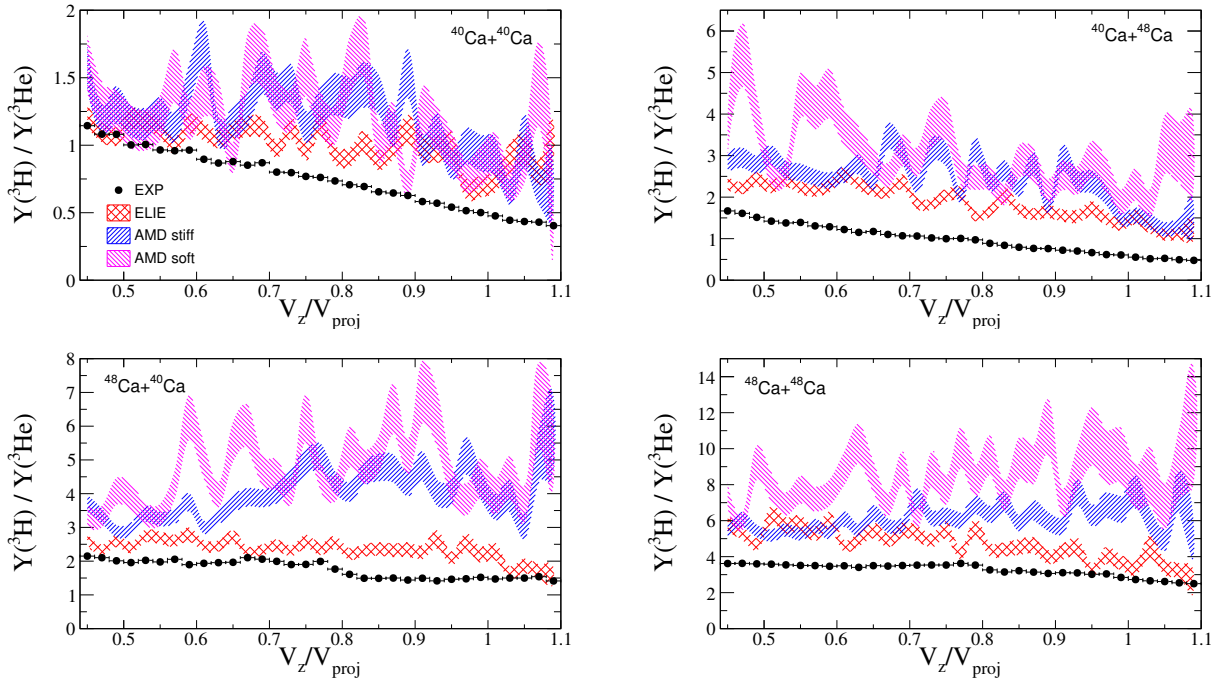


FIGURE 6.11 – Rapports des multiplicités des tritons et  ${}^3\text{He}$  en fonction de la vitesse des espèces dans le référentiel du laboratoire d'après les données et les simulations ELIE et AMD filtrées, pour les systèmes  ${}^{40,48}\text{Ca} + {}^{40,48}\text{Ca}$ .

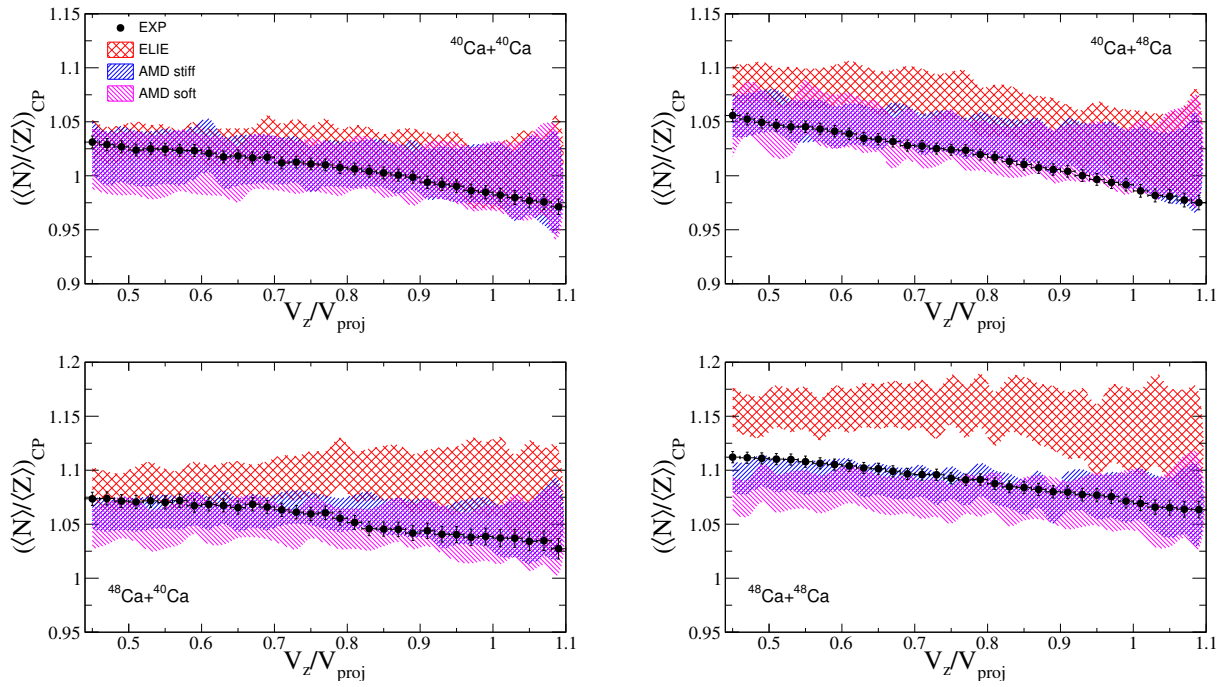


FIGURE 6.12 – Rapports  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  en fonction de la vitesse des espèces dans le référentiel du laboratoire d'après les données et les simulations ELIE et AMD filtrées, pour les systèmes  ${}^{40,48}\text{Ca} + {}^{40,48}\text{Ca}$ .

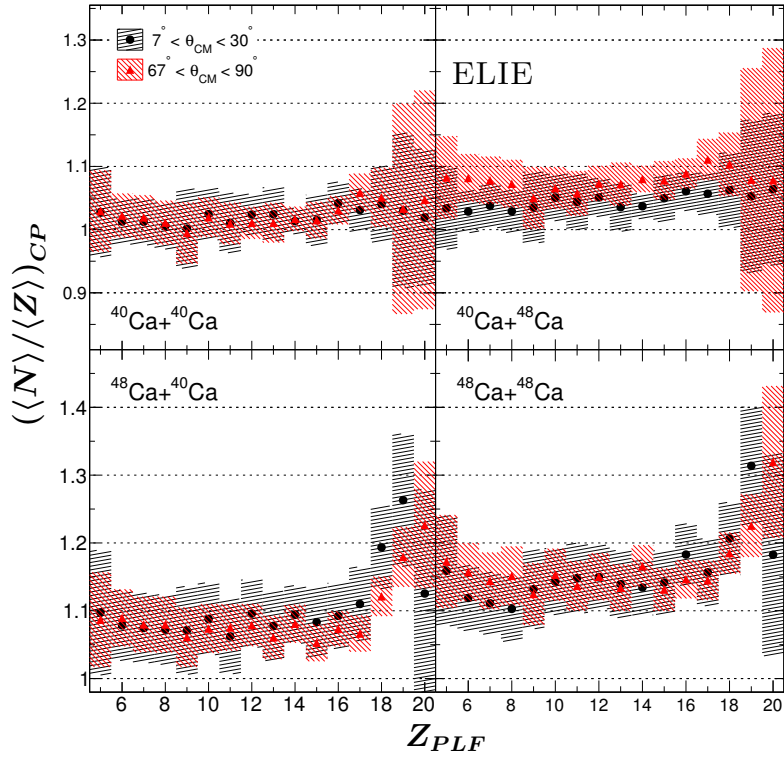


FIGURE 6.13 – Rapports  $\langle\langle N \rangle\rangle / \langle\langle Z \rangle\rangle_{CP}$  en fonction de la charge  $Z_{PLF}$  du fragment identifié dans VAMOS d'après le modèle ELIE filtré.

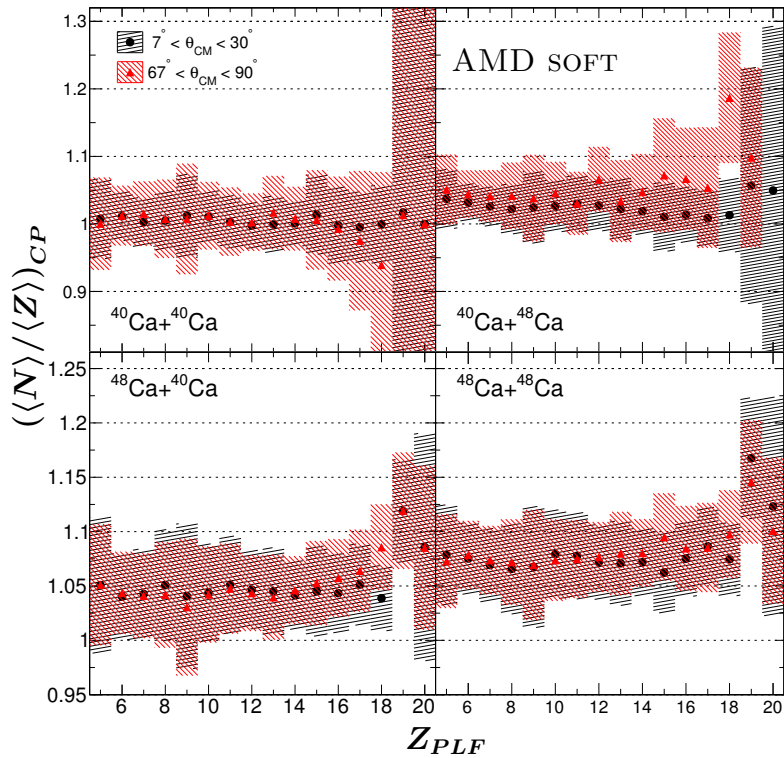


FIGURE 6.14 – Rapports  $\langle\langle N \rangle\rangle / \langle\langle Z \rangle\rangle_{CP}$  en fonction de la charge  $Z_{PLF}$  du fragment identifié dans VAMOS d'après le modèle AMD avec le potentiel Gogny filtré.

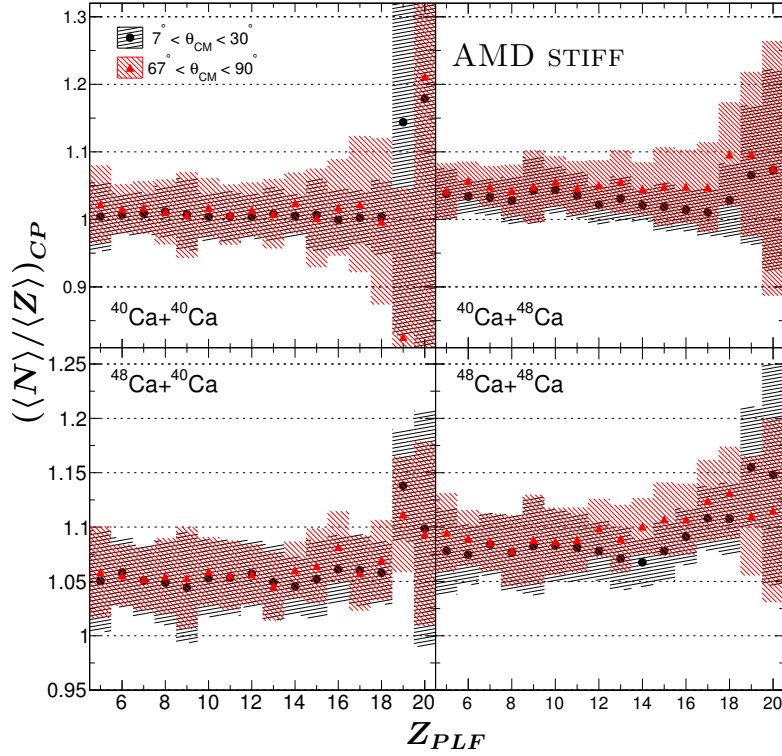


FIGURE 6.15 – Rapports  $\langle\langle N \rangle\rangle / \langle\langle Z \rangle\rangle_{CP}$  en fonction de la charge  $Z_{PLF}$  du fragment identifié dans VAMOS d’après le modèle AMD avec le potentiel Gogny-AS filtré.

### 6.2.3.2 Étude des rapports isotopiques en fonction de la vitesse du PLF

Les Figures 6.16, 6.17 et 6.18 présentent la variation du rapport  $\langle\langle N \rangle\rangle / \langle\langle Z \rangle\rangle_{CP}$  en fonction de  $V_Z^{PLF}$ , respectivement pour le modèle ELIE, AMD-*asysoft* et AMD-*asystiff* filtrés.

Les observations de la section précédente, concernant l’évolution des rapports isotopiques en fonction de  $Z_{PLF}$  sont applicables ici.

### 6.2.3.3 Étude des doubles rapports isotopiques

Dans la continuité de la Section 5.3.2.3 nous considérons le rapport entre l’asymétrie de la mi-rapidité (*neck*) et l’avant du centre de masse (*forward*) décrit par le PLF, d’après la Formule 5.6. Les résultats sont présentés Figures 6.19, 6.20 et 6.21.

Nous constatons que les rapports issus des modèles ne parviennent pas à reproduire les données expérimentales. Néanmoins les rapports obtenus avec AMD ne montrent aucune influence de la dépendance en densité de l’EoS contrairement à ce que aurions pu nous attendre avec SMF [25].

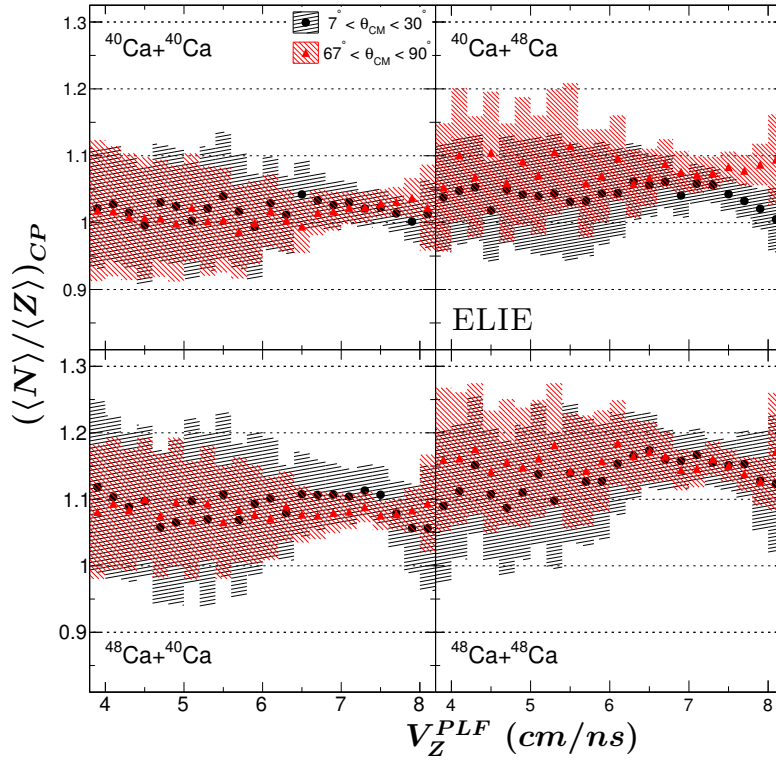


FIGURE 6.16 – Rapports  $\langle\langle N \rangle\rangle / \langle\langle Z \rangle\rangle_{CP}$  en fonction de la vitesse parallèle du fragment identifié dans VAMOS d’après le modèle ELIE filtré.

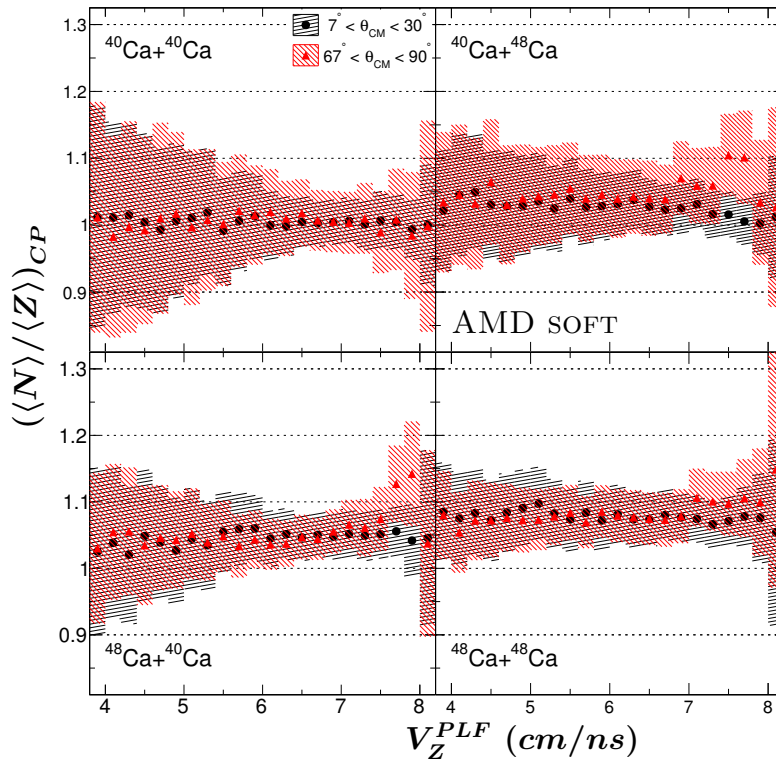


FIGURE 6.17 – Rapports  $\langle\langle N \rangle\rangle / \langle\langle Z \rangle\rangle_{CP}$  en fonction de la vitesse parallèle du fragment identifié dans VAMOS d’après le modèle AMD avec le potentiel Gogny filtré.

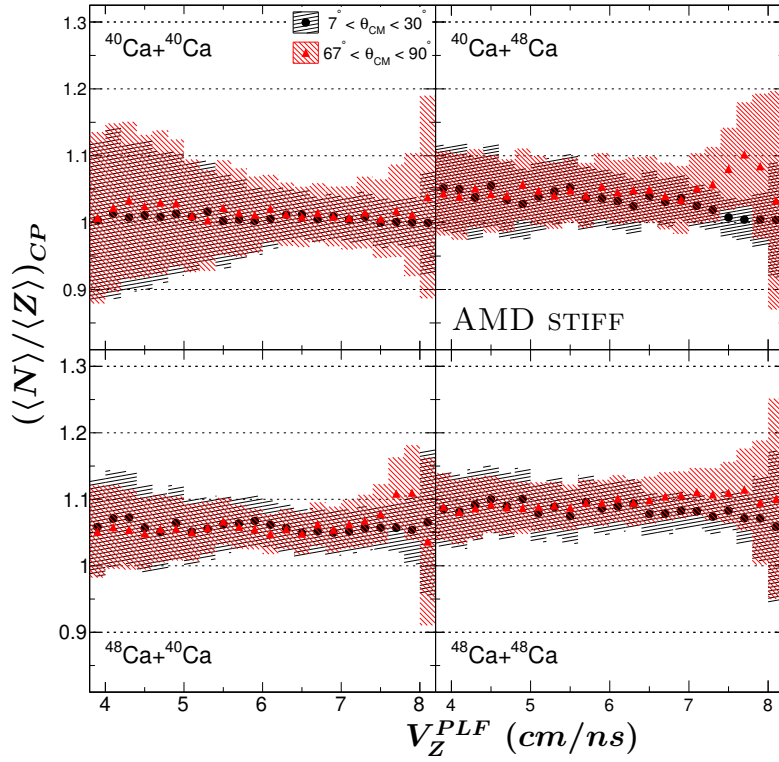


FIGURE 6.18 – Rapports  $\langle\langle N \rangle\rangle / \langle\langle Z \rangle\rangle_{CP}$  en fonction de la vitesse parallèle du fragment identifié dans VAMOS d’après le modèle AMD avec le potentiel Gogny-AS filtré.

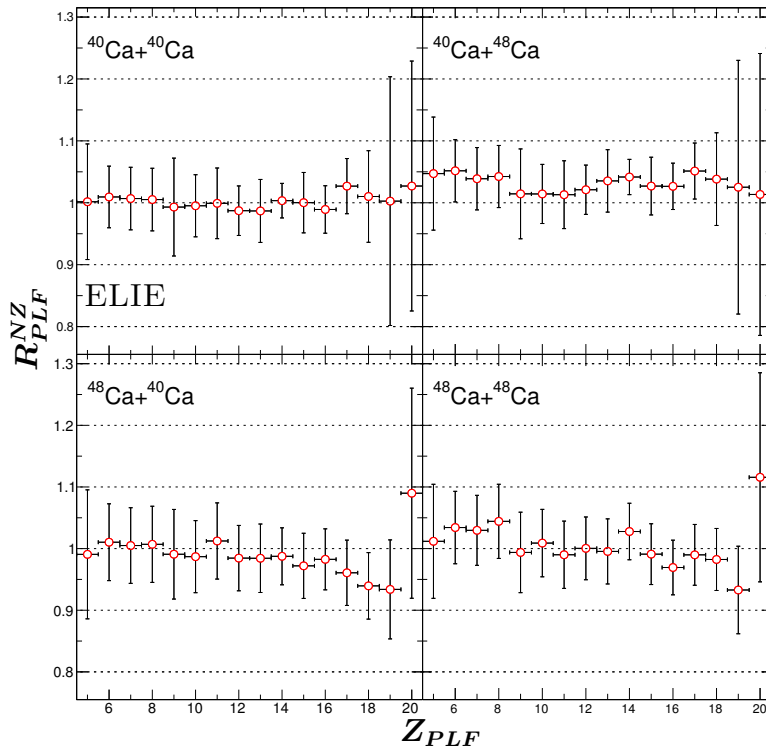


FIGURE 6.19 – Double rapport  $R_{PLF}^{NZ}$  en fonction la charge du fragment identifié dans VAMOS d’après le modèle ELIE filtré.



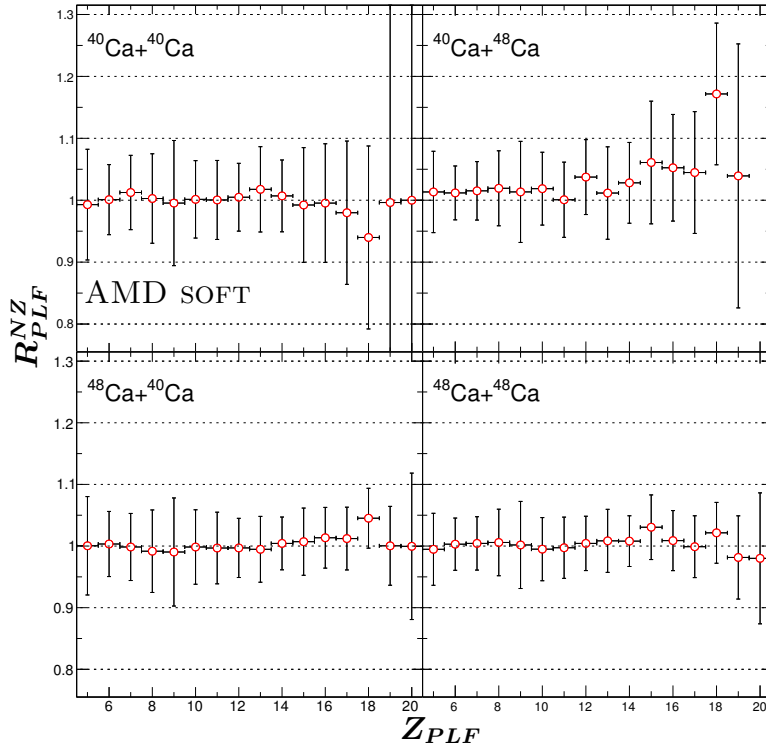


FIGURE 6.20 – Double rapport  $R_{PLF}^{NZ}$  en fonction la charge du fragment identifié dans VAMOS d'après le modèle AMD-*asysoft* filtré.

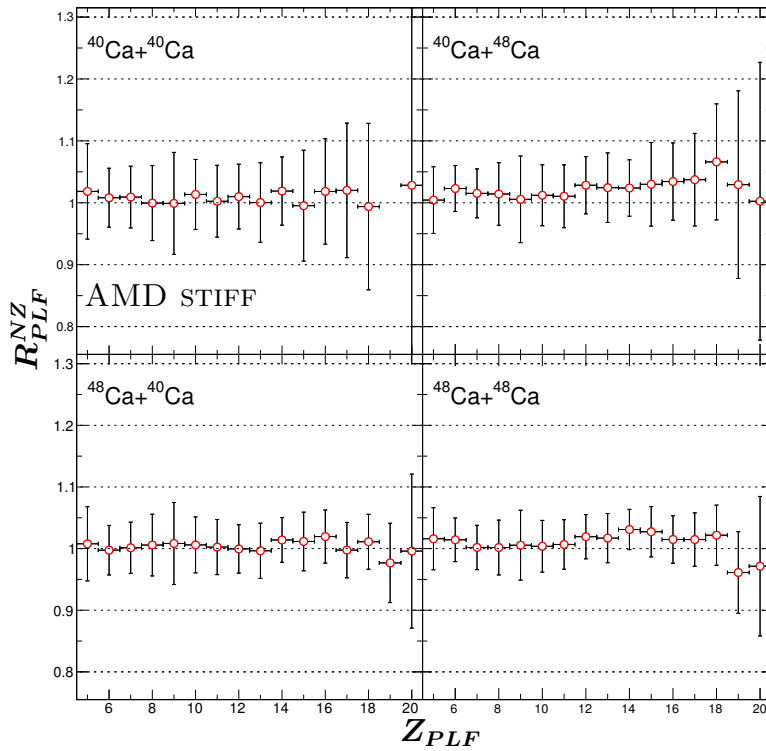


FIGURE 6.21 – Double rapport  $R_{PLF}^{NZ}$  en fonction la charge du fragment identifié dans VAMOS d'après le modèle AMD-*asytiff* filtré.

## 6.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons effectué des comparaisons systématiques entre les données expérimentales et les modèles filtrés après désexcitation par GEMINI++. L'étude du PLF détecté dans VAMOS a montré que globalement le modèle AMD avec un potentiel effectif de type Gogny *asysoft* reproduit mieux l'évolution de l'enrichissement en neutrons du PLF.

Nous avons ensuite étudié les distributions des particules légères chargées filtrées en coïncidence avec le PLF dans INDRA et observé que les multiplicités moyennes expérimentales des protons, tritons,  ${}^3\text{He}$  et  ${}^6\text{He}$  ne sont pas reproduites, ce qui est dû en partie à l'utilisation de GEMINI++. Néanmoins AMD parvient à reproduire les hiérarchies en multiplicité expérimentales pour l'ensemble des noyaux, et en particulier l'inversion observée expérimentalement pour les noyaux symétriques suivant  $Z_{PLF}$  et  $V_Z^{PLF}$ . Nous avons ainsi mis en évidence un possible effet de la dynamique sur la production des LCP symétriques. Notons aussi que de grandes différences sont observées sur les multiplicités moyennes des deutons et  ${}^4\text{He}$  selon la nature de l'EoS utilisée dans AMD et que le potentiel de Gogny *asysoft* reproduit le mieux les données.

Finalement nous avons essayé d'étudier le transport d'isospin d'après les modèles à partir des rapports  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  selon  $Z_{PLF}$  et  $V_Z^{PLF}$ . Aucun modèle ne reproduit les tendances observées expérimentalement ni ne met en évidence un transport d'isospin avec le rapport précédent. Enfin le calcul du double rapport de l'asymétrie de la *neck* (mi-rapacité) et celle du PLF n'a pas montré de différences entre les deux paramétrisations de l'EoS dans AMD, contrairement à ce qui est observé par le modèle SMF [25].



# Conclusion

Dans le cadre de ce travail nous nous sommes intéressés au terme d'énergie d'asymétrie de l'équation d'état, terme qui caractérise la variation de l'énergie de liaison d'un noyau selon son asymétrie en isospin  $I = (N - Z)/A$ . La dépendance en densité de l'énergie d'asymétrie est en effet très peu contrainte et les modèles théoriques mènent à des résultats contradictoires. Néanmoins de nombreux efforts ont été portés par la communauté scientifique ces dernières années sur sa compréhension et ont montré que le mécanisme de transport de l'isospin peut être lié au terme d'énergie d'asymétrie. Ce mécanisme est défini par la compétition entre : la migration de l'isospin qui est à l'origine du transport des neutrons vers les régions de faible densité et qui dépend de la dérivée de l'énergie d'asymétrie ; la diffusion de l'isospin qui est à l'origine du transport des neutrons d'une région de  $N/Z$  élevé vers une région de faible  $N/Z$  et qui dépend de la valeur absolue de l'énergie d'asymétrie.

Un objectif de ce travail est notamment de contraindre les modèles théoriques grâce à l'expérience. Les codes utilisés sont le modèle géométrique ELIE et le modèle de transport AMD, ce dernier étant utilisé avec deux interactions effectives. Les produits primaires issus des modèles ont été désexcités avec le même modèle statistique GEMINI++.

Le couplage unique du spectromètre de large acceptation VAMOS avec le multi-détecteur INDRA a été utilisé afin de mesurer les collisions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à 35  $\text{AMeV}$ . Ces réactions se situent dans le domaine des énergies de Fermi, domaine transitoire où les mécanismes de dissipation à un et deux corps sont en compétition. En particulier les modèles de transport ont montré que ces réactions mènent à la formation d'une zone de matière de basse densité à mi-rapidité, entre deux fragments chauds cinématiquement proches du projectile et de la cible. Nous comprenons ainsi que la combinaison de systèmes (projectile et cible) de différents  $N/Z$  permet une étude expérimentale du transport d'isospin dans les collisions aux énergies de Fermi.

Le spectromètre VAMOS apporte une excellente identification isotopique du PLF alors que INDRA donne l'identification des particules légères chargées émises en coïncidence. Un tel couplage a nécessité le développement de nombreuses méthodes d'identifications, calibrations et corrections des données. L'ensemble de ces méthodes ont été implémentées dans l'outil d'analyse KALIVEDA utilisé au sein de la communauté INDRA, et est le résultat d'un long travail de développement au fil des thèses INDRA-VAMOS. En plus du couplage informatique précédent, nous avons mis en place une nouvelle méthode de normalisation des événements INDRA-VAMOS, afin de reproduire les sections efficaces absolues de réactions et tenir compte du recouvrement des différents réglages en rigidité magnétique du spectromètre. Cette dernière est basée sur l'estimation, événement par événement, d'un poids tenant compte notamment de l'acceptance du spectromètre, des échelles de comptage d'INDRA et du temps mort expérimental. Notons que cette nouvelle normalisation présente l'avantage de ne pas avoir à effectuer des

coups dans les événements expérimentaux. Le développement de cette méthode nous a permis de nous familiariser avec l'utilisation du programme ZGOUBI, simulant les trajectoires des fragments dans les cartes de champs du spectromètre, et de mieux comprendre l'évolution de l'acceptance angulaire. À partir de ces nouvelles informations nous avons développé une méthode de reconstruction des trajectoires au point cible à partir des coordonnées au plan focal. Cette méthode est plus efficace que la méthode polynomiale utilisée dans les précédents travaux.

Une étude détaillée des caractéristiques des événements INDRA-VAMOS a été présentée. Nous nous sommes premièrement intéressés aux propriétés du fragment détecté dans VAMOS et avons mis en évidence que son contenu isotopique dépend de l'enrichissement en neutrons du projectile mais aussi de la cible. En particulier nous avons montré une évolution du rapport  $\langle N/Z \rangle$  du PLF en fonction de sa charge ou de sa vitesse reflétant la dissipation de la collision. L'évolution dynamique du  $\langle N/Z \rangle$  en fonction de la vitesse montre d'ailleurs la plus grande sensibilité à la nature du système. Nous avons de même mis en évidence une possible migration de l'isospin par un enrichissement en neutrons du PLF pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  symétrique, ainsi que la diffusion de l'isospin par des différences entre les distributions en  $\langle N/Z \rangle$  des systèmes de même projectile.

Deuxièmement nous avons étudié les multiplicités moyennes des particules légères chargées détectées en coïncidence dans INDRA. Ces dernières montrent une hiérarchie selon la richesse en neutrons du projectile en premier ordre, puis celui de la cible, qui évolue selon la charge (ou la vitesse) du PLF. En effet les protons et  $^3\text{He}$  déficients en neutrons montrent des multiplicités moyennes plus élevées pour les systèmes pauvres en neutrons que pour les systèmes riches en neutrons, inversement pour les tritons et  $^6\text{He}$  enrichis en neutrons. L'étude des deutons et  $^4\text{He}$  symétriques ( $N=Z$ ) semble montrer des tendances différentes de celles décrites précédemment. En particulier leur hiérarchie est sensible à l'observable utilisée (charge ou vitesse du PLF) ce qui peut refléter des émissions dynamiques.

Troisièmement nous avons étudié le transport d'isospin d'après les rapports isotopiques des espèces détectées dans INDRA et selon la charge  $Z_{PLF}$  et la vitesse parallèle  $V_Z^{PLF}$  du PLF détecté dans VAMOS. L'asymétrie en isospin des noyaux miroirs issus de collisions d'ions lourds peut en effet permettre de caractériser l'enrichissement en neutrons de la mi-rapidité. Nous avons exploités les rapports tritons/ $^3\text{He}$  et les  $N/Z$  moyens des fragments et particules légères identifiées isotopiquement dans INDRA. Deux régions angulaires dans le centre de masse de la réaction ont été comparées : la première à l'avant du centre de masse ( $7^\circ < \theta_{cm} < 30^\circ$ ) supposée caractéristique de la désexcitation du QP, et la deuxième autour de la mi-rapidité de la réaction ( $67^\circ < \theta_{cm} < 90^\circ$ ). L'évolution des rapports isotopiques ont mis en évidence la migration d'isospin pour les systèmes symétriques du fait d'un enrichissement en neutrons systématique de la mi-rapidité. Nous avons aussi observé des différences entre les systèmes de même projectile, ce qui indique un mécanisme de diffusion d'isospin. Le rapport des deux composantes suggèrent une équation d'état *asysoft*, ce qui est compatible avec les calculs SMF pour les systèmes  $Sn + Sn$  à 50 AMeV [25].

Une comparaison systématique entre les données et les modèles désexcités et filtrés a été appliquée. L'étude du fragment dans VAMOS a montré que globalement le modèle AMD avec un potentiel effectif de type Gogny *asysoft* reproduit mieux l'évolution de l'enrichissement en neutrons du PLF. Nous avons ensuite étudié les multiplicités moyennes des particules légères

chargées en coïncidence avec le PLF dans INDRA et observé que l'ensemble des modèles reproduisent les hiérarchies expérimentales des protons, tritons,  ${}^3He$  et  ${}^6He$ , mais pas les valeurs absolues. Néanmoins un meilleur accord est vu dans le cas de AMD-Gogny (*asysoft*). De même AMD parvient à reproduire les hiérarchies en multiplicité expérimentales pour l'ensemble des deutons et  $\alpha$ , et en particulier l'inversion observée expérimentalement suivant  $Z_{PLF}$  et  $V_Z^{PLF}$ . Finalement l'étude du transport d'isospin avec les modèles à partir des rapports  $(\langle N \rangle / \langle Z \rangle)_{CP}$  montre que les tendances observées expérimentalement ne sont pas reproduites. En particulier l'enrichissement en neutrons de la mi-rapacité, expliquée par la migration de l'isospin, n'est pas reproduite.

Enfin l'effet de la désexcitation des noyaux primaires doit être considéré : suite à la désexcitation par GEMINI++ nous observons peu de différences entre les distributions selon la dépendance en densité de l'EoS dans AMD. Cet aspect a déjà été abordé dans [52].

Il serait intéressant d'appliquer le modèle SMF aux collisions étudiées, cela permettra de faire des comparaisons quantitatives avec les données et imposer des contraintes plus précises sur l'interaction effective utilisée dans SMF.

En collaboration avec A. Ono nous avons réalisé des calculs avec la nouvelle version de AMD (non publiée) qui inclut des corrélations entre nucléons pour former des clusters. Les résultats de ces calculs ne reproduisent globalement pas les données. Nous avons noté que les fragments primaires sont trop excités par rapport à l'ancienne version et sont incompatibles avec l'expérience.

Nous avons obtenu moyennant la normalisation les sections efficaces des fragments produits dans les réactions  ${}^{40,48}Ca + {}^{40,48}Ca$  à  $35 A MeV$ . Ces réactions ont été mesurées également avec 4 blocs du démonstrateur FAZIA à Catane et une comparaison directe avec l'expérience e503 permettrait de donner les sections efficaces absolues en  $mb$ . De telles mesures permettraient de lever certaines ambiguïtés inhérentes à VAMOS.



# Annexe A

## Conventions angulaires

L'ensemble des conventions angulaires adoptées dans cette thèse sont celles définies dans KALIVEDA<sup>1</sup>. Il convient tout d'abord de définir deux référentiels : le référentiel du laboratoire et celui du plan focal de VAMOS.

### A.1 Angles dans le référentiel du laboratoire

Conventionnellement dans KALIVEDA le référentiel du laboratoire est le repère orthonormal direct dont l'origine est le point cible et l'axe ( $Oz_I$ ) désigne la direction du faisceau (voir *INDRA coordinate system*, Figure A.1). Dans cette convention les angles d'émission ( $\theta_I, \phi_I$ ) sont définis en coordonnées sphériques et vérifient :

- $\theta_I \in [0, \pi]$  rad
- $\phi_I \in [0, 2\pi]$  rad

La convention angulaire utilisé dans ZGOUBI et la reconstruction des trajectoires est celle de l'optique ionique, différente de la convention habituellement utilisée dans KALIVEDA. Dans ce formalisme le référentiel du laboratoire a subi une rotation de  $+\pi/2$  autour de l'axe ( $Oz_V$ ) (voir *VAMOS coordinate system*, Figure A.1) et les angles ( $\theta_V, \phi_V$ ) sont définis à partir du vecteur vitesse  $\mathbf{v}$  associé à la trajectoire d'une particule dans le nouveau référentiel du laboratoire (après rotation) :

- $\theta_V \in [-\pi/2, \pi/2]$  rad : angle entre l'axe ( $Oz_V$ ) et la projection de  $\mathbf{v}$  sur le plan ( $x_V Oz_V$ ).
- $\phi_V \in [-\pi/2, \pi/2]$  rad : angle entre  $\mathbf{v}$  et sa projection sur le plan ( $x_V Oz_V$ ).

Les équations suivantes permettent de faire le lien entre les coordonnées cartésiennes de  $\mathbf{v}$  et les angles ( $\theta_V, \phi_V$ ) :

$$\begin{cases} v_x = \|\mathbf{v}\| \sin(\theta_V) \cos(\phi_V) & \text{(A.1a)} \\ v_y = \|\mathbf{v}\| \sin(\phi_V) & \text{(A.1b)} \\ v_z = \|\mathbf{v}\| \cos(\theta_V) \cos(\phi_V) & \text{(A.1c)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \theta_V = \arctan(v_x/v_z) & \text{(A.2a)} \\ \phi_V = \arcsin(v_y/\|\mathbf{v}\|) & \text{(A.2b)} \end{cases}$$

---

1. Voir classe KVVAMOSRECONTRAJECTORY



Enfin la simulation ZGOUBI est effectuée une seule fois avec un angle  $\alpha = 0^\circ$  de rotation de VAMOS par rapport à l'axe du faisceau. En pratique la reconstruction des angles au point cible est effectuée avec les trajectoires simulées dans ZGOUBI d'après les coordonnées mesurées au plan focal (voir Section 4.2.2.2). Les angles obtenus notés  $(\theta_{VE}, \phi_{VE})$  peuvent être compris comme les angles d'émission dans le référentiel du spectromètre et correspondent exactement aux angles d'émission dans le laboratoire  $(\theta_V, \phi_V)$  si et seulement si  $\alpha = 0^\circ$ . Ils permettent de définir un vecteur vitesse  $\mathbf{v}'$  auquel il faut appliquer une rotation de l'angle  $\alpha$  autour de l'axe  $(Ox)$  pour obtenir la vitesse  $\mathbf{v}$  dans le référentiel du laboratoire.

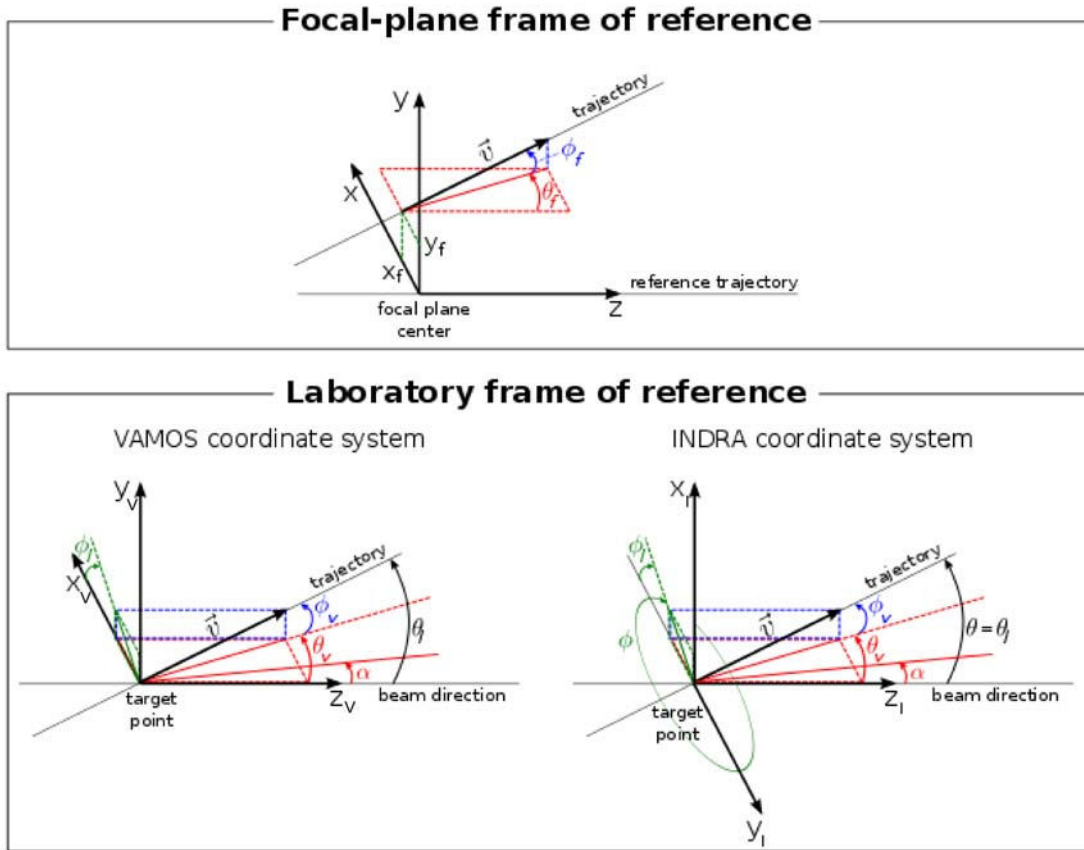


FIGURE A.1 – Illustration des différentes conventions angulaires au plan focal et dans le laboratoire.

## A.2 Angles dans le référentiel du plan focal

Le référentiel du plan focal est défini par un repère orthonormal direct donc l'axe  $(Oz)$  suit la trajectoire de référence du spectromètre (voir Section 3.2.1.3). Dans ce référentiel l'axe  $(Oy)$  est vertical, l'axe  $(Ox)$  est horizontal et le point d'intersection entre la trajectoire à reconstruire et le plan focal a les coordonnées  $(x_f, y_f, 0)$ .

Le formalisme angulaire adopté est celui de l'optique ionique et les angles  $(\theta_f, \phi_f)$  sont définis à partir du vecteur vitesse  $\mathbf{v}_f$  associé à la trajectoire dans le référentiel du plan focal :

- $\theta_f \in [-\pi/2, \pi/2]$  rad : angle entre l'axe ( $Oz$ ) et la projection de  $\mathbf{v}_f$  sur le plan ( $xOz$ ).
- $\phi_f \in [-\pi/2, \pi/2]$  rad : angle entre  $\mathbf{v}_f$  et sa projection sur le plan ( $xOz$ ).

$$\begin{cases} v_{xf} = \|\mathbf{v}_f\| \sin(\theta_f) \cos(\phi_f) & \text{(A.3a)} \\ v_{yf} = \|\mathbf{v}_f\| \sin(\phi_f) & \text{(A.3b)} \\ v_{zf} = \|\mathbf{v}_f\| \cos(\theta_f) \cos(\phi_f) & \text{(A.3c)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \theta_f = \arctan(v_{xf}/v_{zf}) & \text{(A.4a)} \\ \phi_f = \arcsin(v_{yf}/\|\mathbf{v}_f\|) & \text{(A.4b)} \end{cases}$$



# Annexe B

## Angle d'effleurement

Dans le cas de la diffusion Rutherford d'un noyau défini par  $(A_1, Z_1)$  vers un autre noyau  $(A_2, Z_2)$ , la distance entre les deux noyaux présente un minimum  $d_{min}$  relié à l'énergie cinétique du projectile dans le centre de masse du système  $E_{CM}$ , soit d'après les lois de conservation de l'énergie cinétique et du moment angulaire [123] :

$$\left\{ \begin{array}{l} d_{min} = \frac{Z_1 Z_2 \alpha \hbar c}{E_{CM}} \left( 1 + \frac{1}{\sin(\theta/2)} \right) \\ \alpha = \frac{e^2}{\hbar c 4\pi\epsilon_0} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(B.1a)} \\ \text{(B.1b)} \end{array}$$

où  $\theta$  est l'angle de diffusion dans le laboratoire,  $e$  la charge élémentaire,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide,  $\hbar$  la constante de Boltzmann et  $\alpha \simeq 1/137$  la constante de structure fine.

La distance  $d_{min}$  correspond à la distance d'approche minimale des deux noyaux durant la collision, lorsque celle-ci est proche de la somme des rayons individuels des noyaux la section efficace de diffusion Rutherford décroît fortement et les réactions nucléaires prédominent.

L'**angle d'effleurement (grazing angle)**  $\theta_{gr}$  est défini comme l'angle de diffusion de paramètre d'impact minimum, c'est-à-dire pour lequel  $d_{min}$  est égal à la somme des rayons individuels des deux noyaux. Ainsi en considérant que le volume d'un noyau de rayon  $r$  est compact *i.e* proportionnel à son nombre de constituants  $A$  :  $V = \frac{4}{3}\pi r^3 \propto A$ , nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{l} d_{min}(\theta_{gr}) = r_0 \left( A_1^{1/3} + A_2^{1/3} + 2 \right) \\ \sin(\theta_{gr}/2) = \left[ \frac{E_{CM} r_0 d_{min}(\theta_{gr})}{Z_1 Z_2 \alpha \hbar c} - 1 \right]^{-1} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(B.2a)} \\ \text{(B.2b)} \end{array}$$

où  $r_0 \simeq 1.16 \text{ fm}$  correspond au rayon associé à la densité de saturation nucléaire.

En pratique les sections efficaces de production associées aux angles d'émission  $\theta > \theta_{gr}$  sont dominées par d'autres phénomènes que la diffusion Rutherford, c'est pourquoi VAMOS a été placé à  $\theta_{VAMOS} = 4.5^\circ$  de l'axe du faisceau, afin de couvrir les réactions périphériques et semi-périphériques tout en évitant les collisions élastiques.



# Annexe C

## Fragments primaires issus de ELIE et AMD

### C.1 Énergies d'excitation

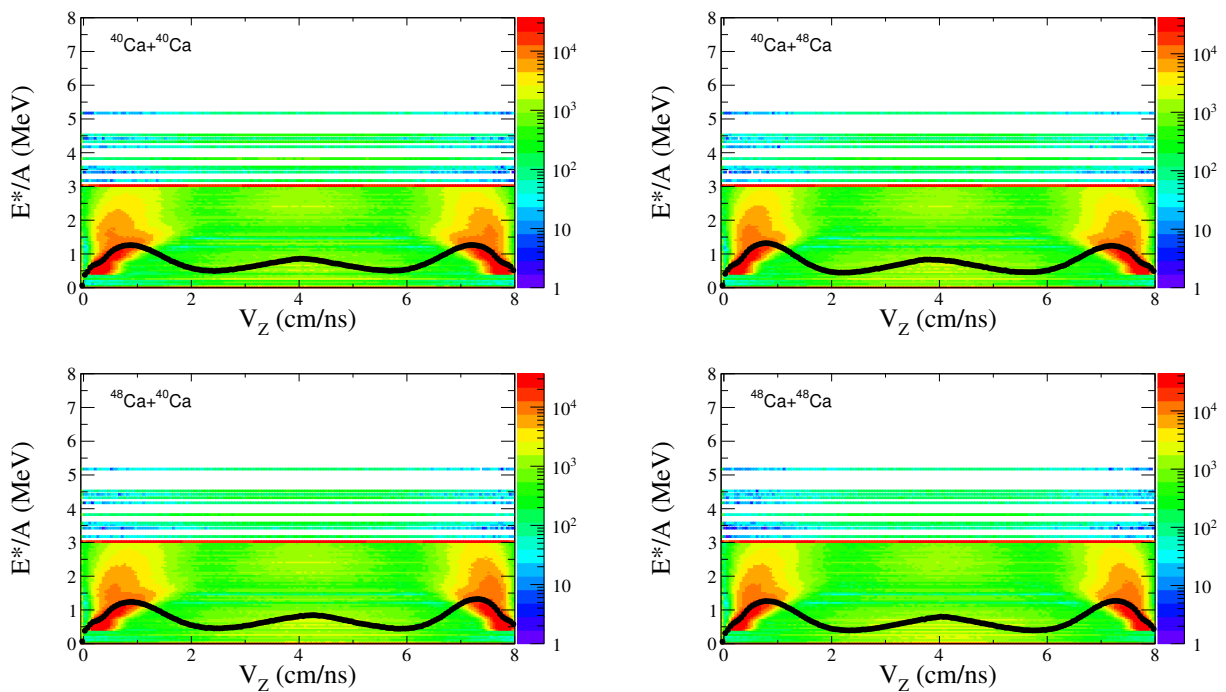


FIGURE C.1 – Énergie d'excitation par nucléon en fonction de la vitesse parallèle des fragments primaires dans le référentiel du laboratoire, pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $35 \text{ A MeV}$  simulés avec ELIE.

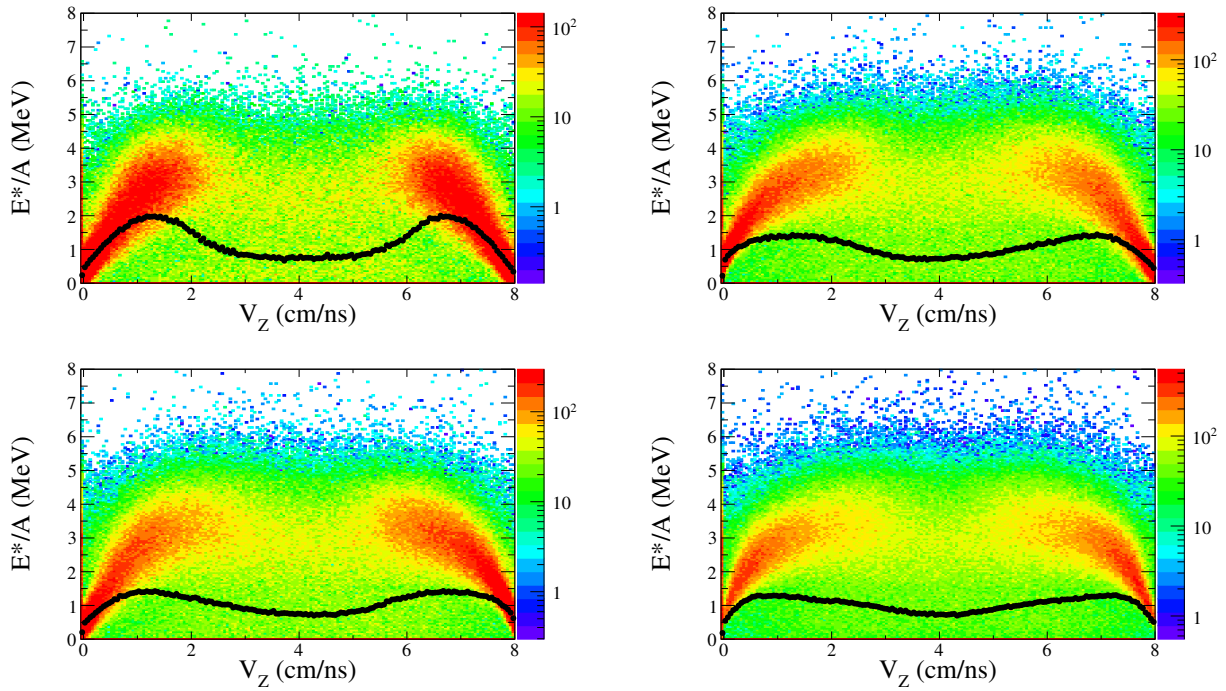


FIGURE C.2 – Énergie d'excitation par nucléon en fonction de la vitesse parallèle des fragments primaires dans le référentiel du laboratoire, pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à 35 AMeV simulés avec AMD (Gogny - asysoft).

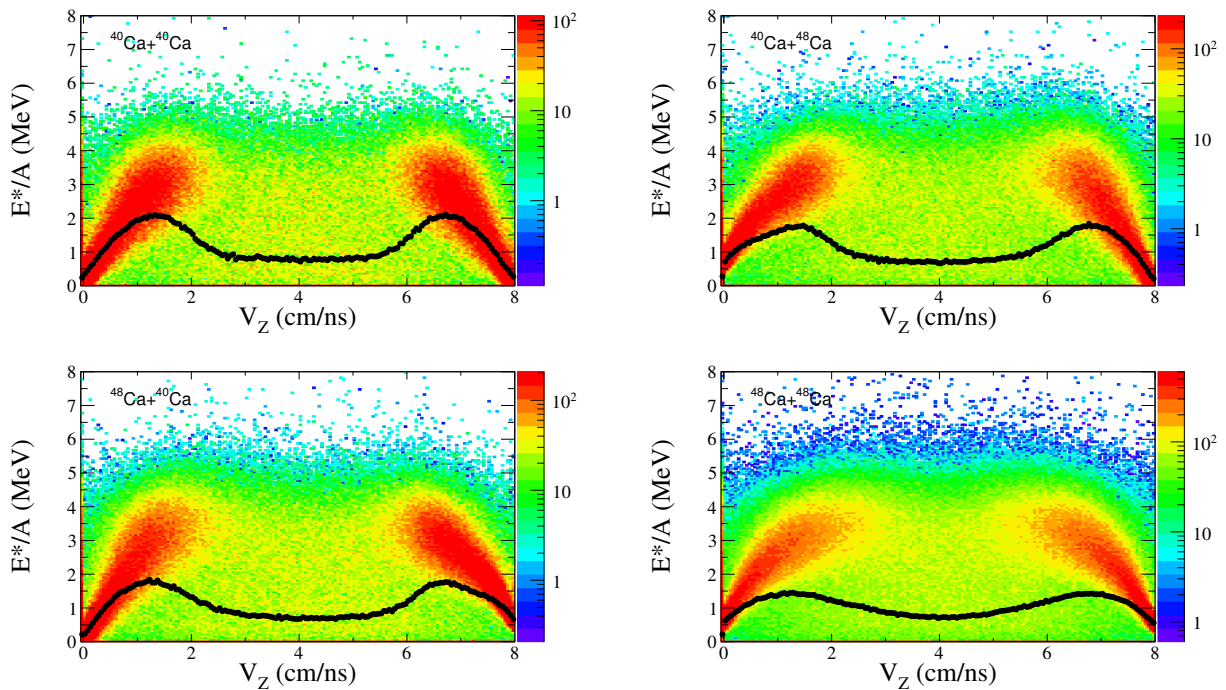


FIGURE C.3 – Énergie d'excitation par nucléon en fonction de la vitesse parallèle des fragments primaires dans le référentiel du laboratoire, pour les systèmes  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à 35 AMeV simulés avec AMD (Gogny-AS - asystiff).

## C.2 Distributions $N - Z$

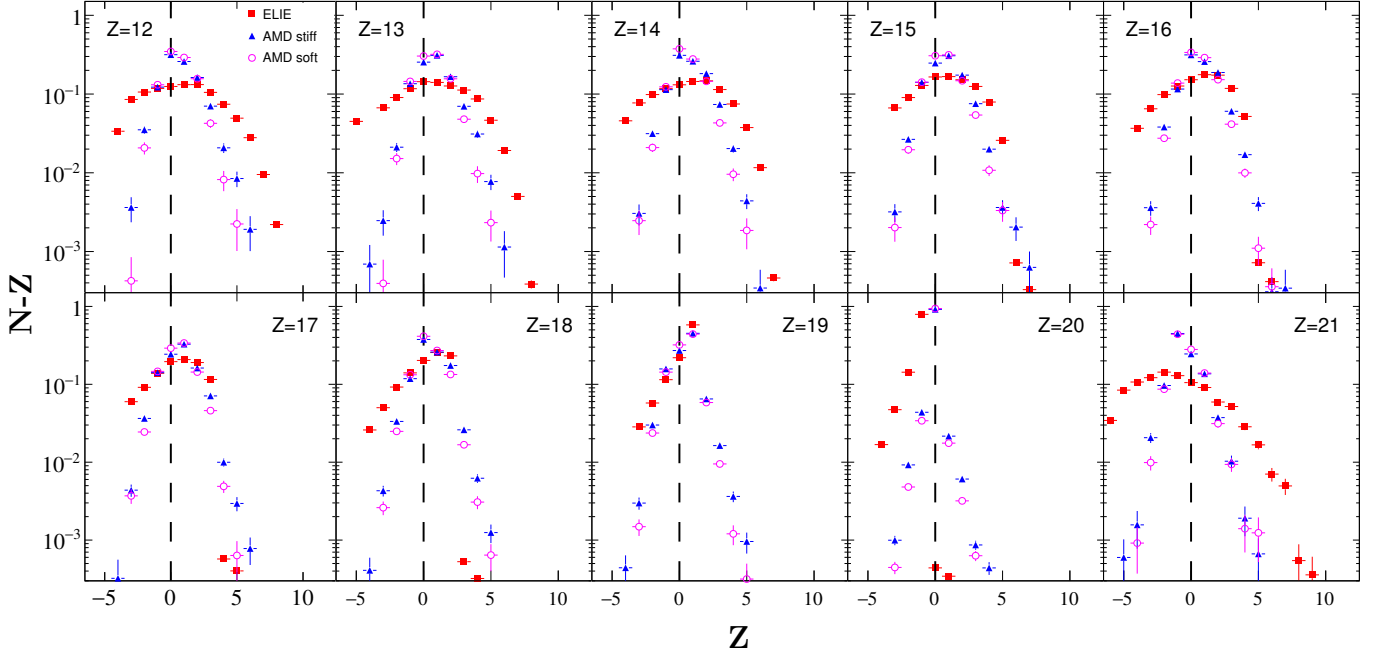


FIGURE C.4 – Enrichissement en neutrons  $N - Z$  du fragment primaire associé au QP issus de  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

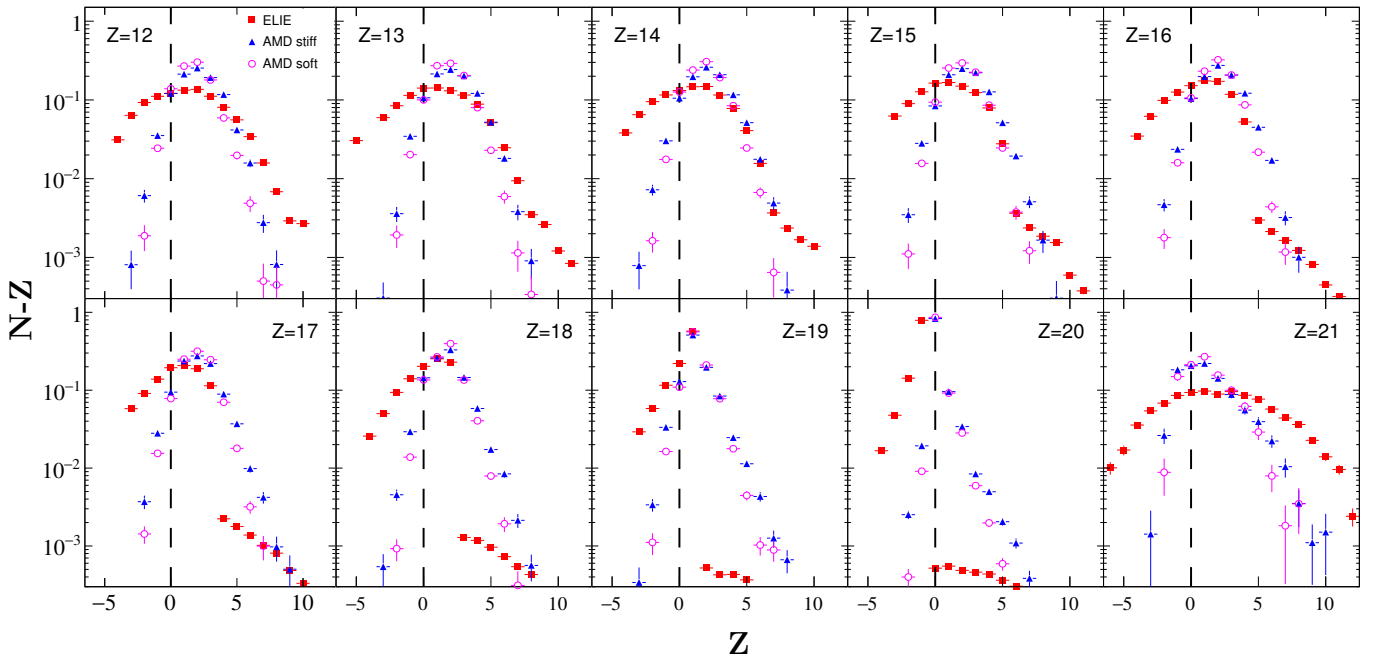


FIGURE C.5 – Enrichissement en neutrons  $N - Z$  du fragment primaire associé au QP issus de  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .



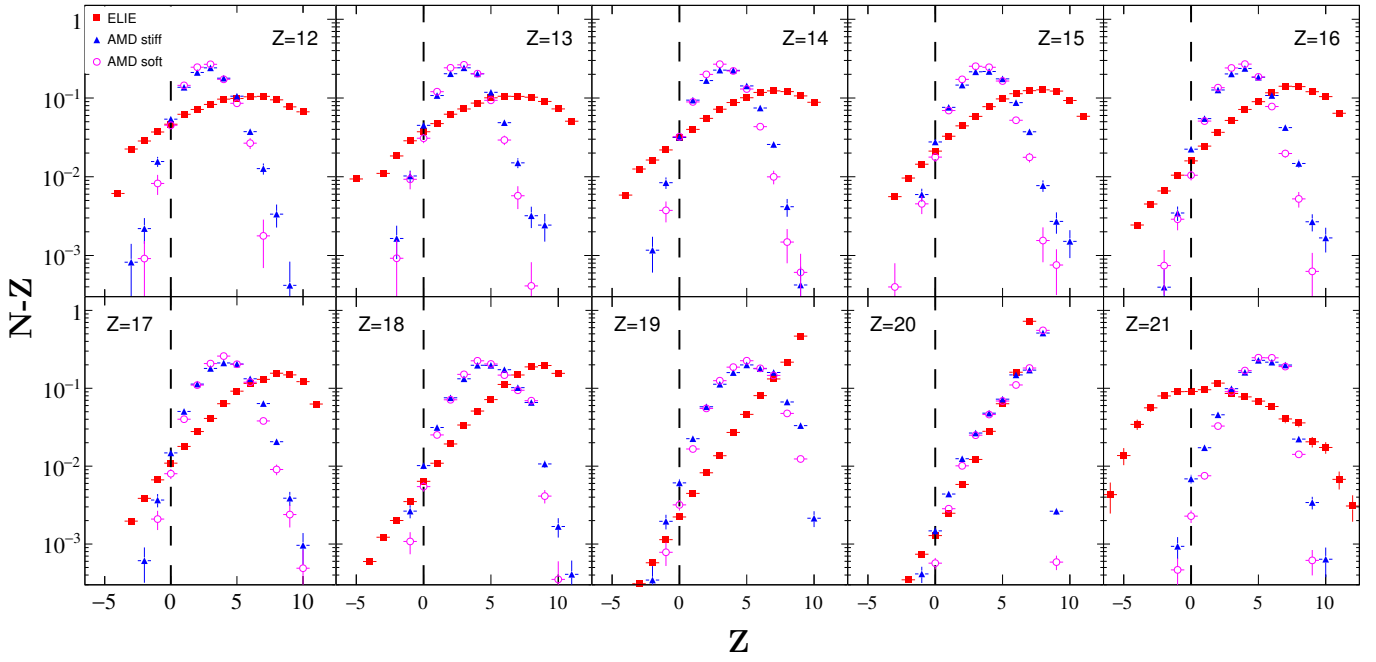


FIGURE C.6 – Enrichissement en neutrons  $N - Z$  du fragment primaire associé au QP issus de ELIE et AMD pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

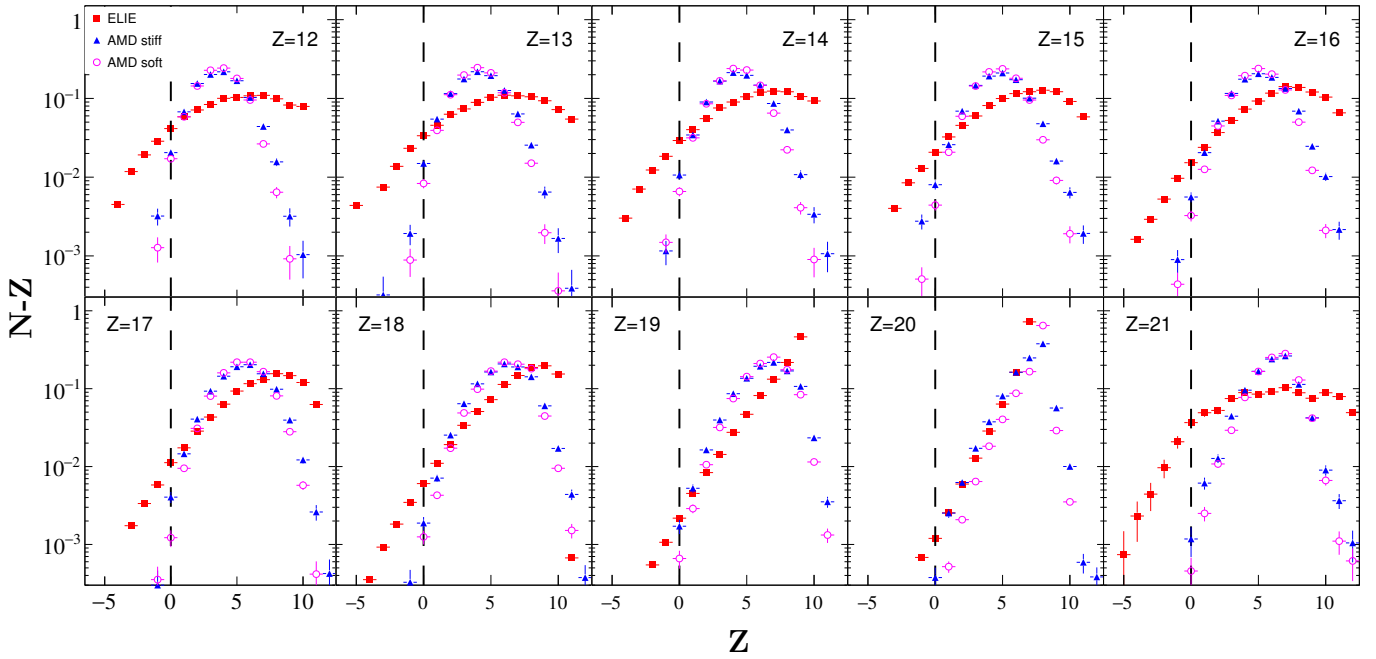


FIGURE C.7 – Enrichissement en neutrons  $N - Z$  du fragment primaire associé au QP issus de ELIE et AMD pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

# Annexe D

## Cartes des nucléides identifiés dans VAMOS

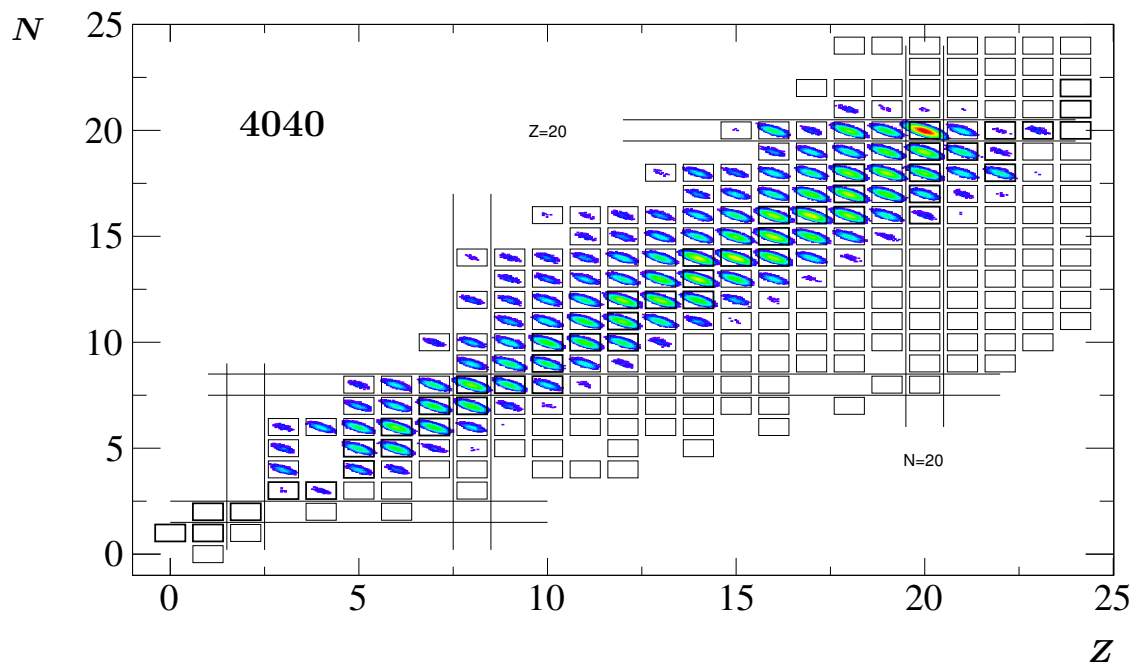


FIGURE D.1 – Carte des noyaux identifiés dans VAMOS pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

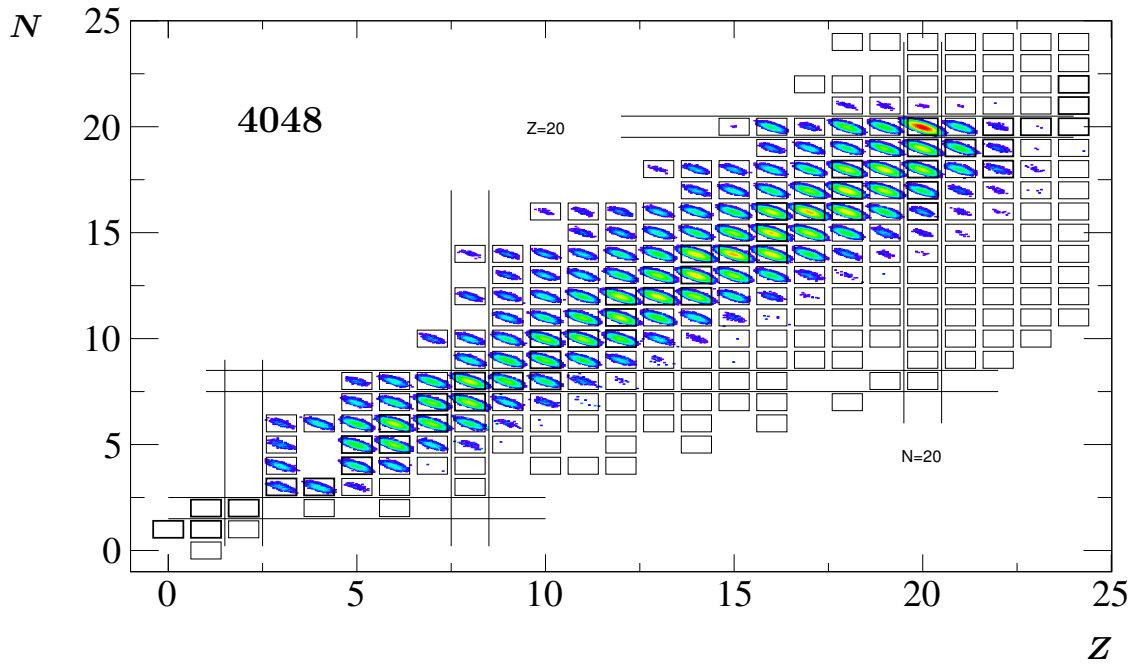


FIGURE D.2 – Carte des noyaux identifiés dans VAMOS pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

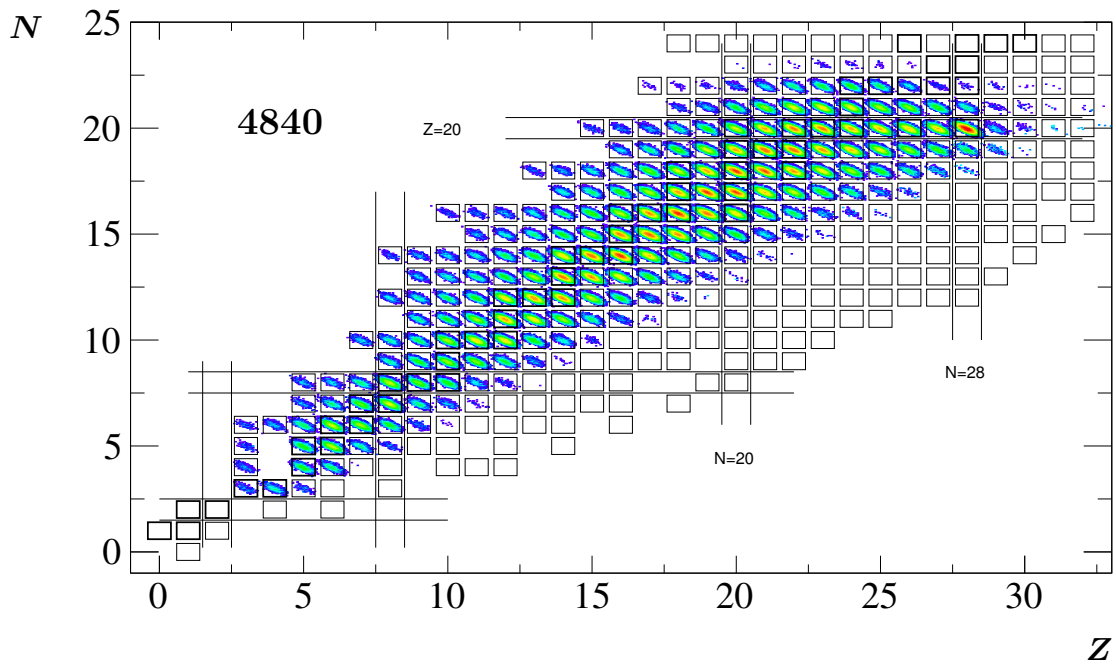


FIGURE D.3 – Carte des noyaux identifiés dans VAMOS pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

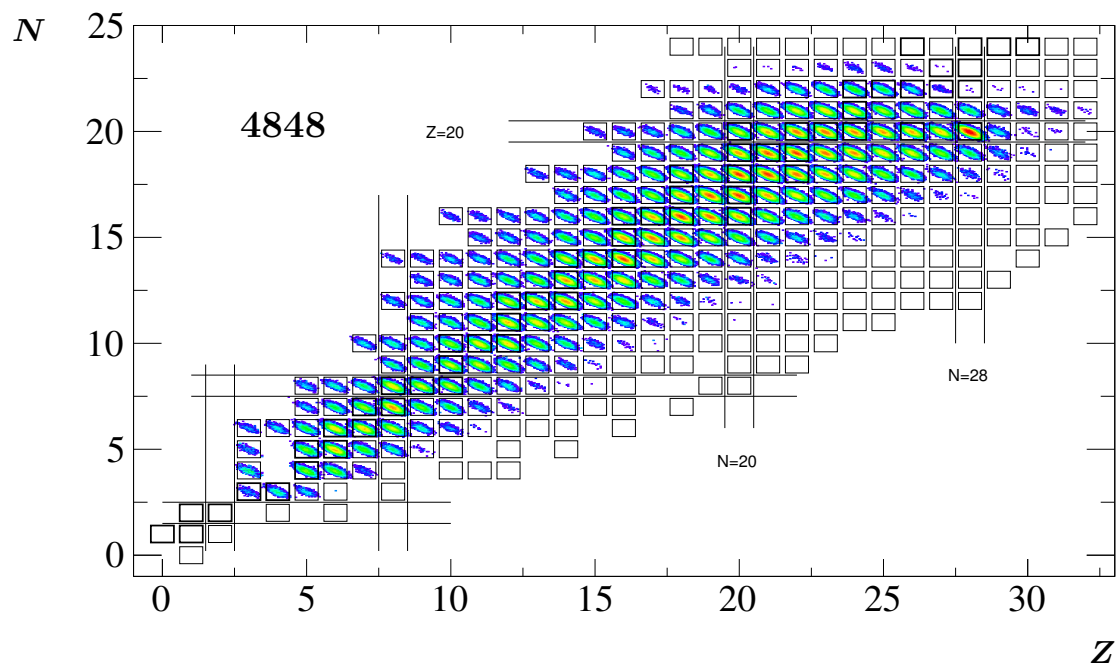


FIGURE D.4 – Carte des noyaux identifiés dans VAMOS pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .



# Annexe E

## Estimation d'un paramètre d'impact

Le paramètre d'impact  $b$  est par définition la distance séparant le centre du projectile de celui de la cible au moment de la collision. Il permet de classer les événements d'après leur centralité, c'est-à-dire la violence de la collision.

### E.1 Principe d'estimation du paramètre d'impact

Il est possible d'estimer le paramètre d'impact d'un événement à partir d'une observable  $X$  qui varie de façon bijective avec ce dernier [124]. L'hypothèse faite ici est la dépendance purement géométrique de la section efficace avec le paramètre d'impact : si  $\sigma_g$  est la section efficace géométrique d'interaction, c'est-à-dire la surface effective de la collision, nous avons :

$$\begin{cases} \sigma_g = \pi b^2 & \text{(E.1a)} \\ \frac{d\sigma_g}{d(b^2)} = \pi = cste & \text{(E.1b)} \end{cases}$$

Soit  $X$  une observable corrélée à  $b$  qui croît de façon monotone avec ce dernier, si  $dN/d(b^2)$  est la variation du nombre de collisions par rapport à  $b^2$  (donc constante car proportionnelle à  $d\sigma_g/d(b^2)$  par définition de la section efficace) et  $dN/dX$  est la variation du nombre de collisions par rapport à  $X$  nous avons :

$$\int_0^{b_1} \left( \frac{dN}{d(b^2)} \right) d(b^2) = \int_{x_1}^{\infty} \left( \frac{dN}{dX} \right) dX \quad \text{(E.2)}$$

où  $x_1$  est la valeur de  $X$  pour une valeur  $b = b_1$  donnée, et  $b_{max} = \pi(R_p + R_t)^2$  avec  $R_p$  le rayon du projectile et  $R_t$  le rayon de la cible.

Ainsi d'après E.2 :

$$b_1(x_1) = b_{max} \sqrt{\frac{\int_{x_1}^{\infty} \left( \frac{dN}{dX} \right) dX}{\int_0^{\infty} \left( \frac{dN}{dX} \right) dX}} \quad \text{(E.3)}$$

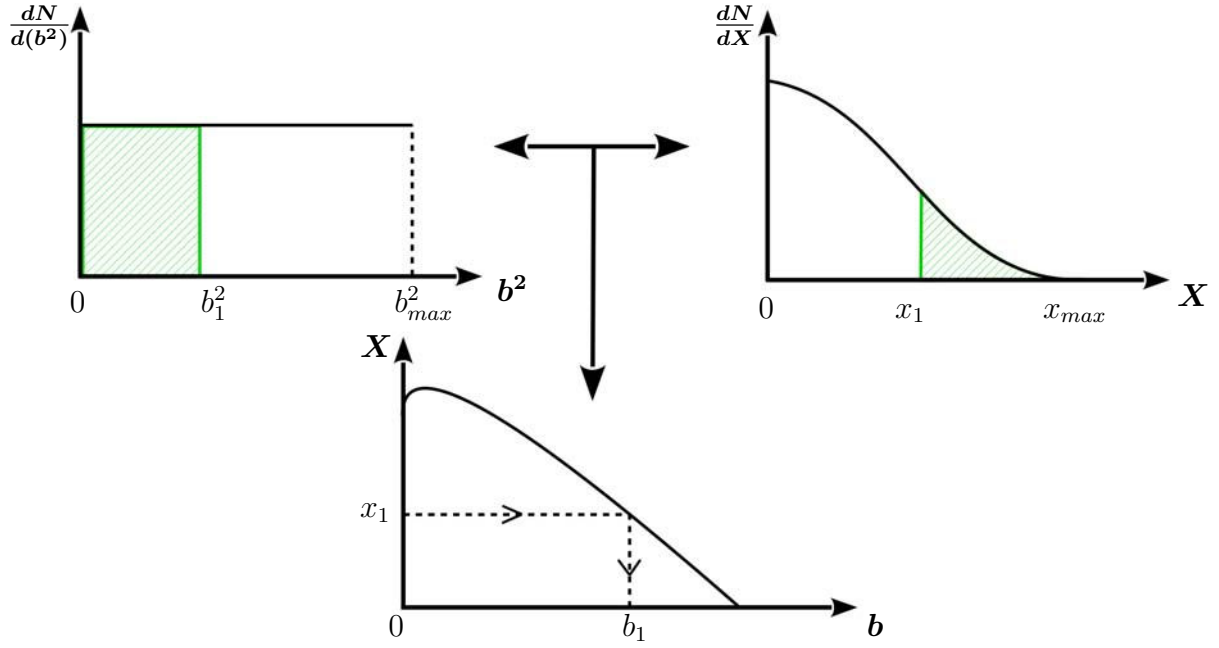


FIGURE E.1 – Illustration du principe d'estimation du paramètre d'impact  $b$  à partir d'une observable  $X$  présentant une relation bijective avec ce dernier (voir texte).

## E.2 L'énergie transverse

La répartition de l'énergie cinétique disponible lors d'une collisions dans la direction orthogonale au faisceau est un indicateur de la centralité des collisions. Une observable d'intérêt est donc l'énergie cinétique transverse totale  $Et$  des particules émises lors de la réaction, définie par :

$$Et = \sum_i \frac{(\mathbf{p}_i \wedge \mathbf{k})^2}{2m_i} = \sum_i E_i \sin^2(\theta_i) \quad (\text{E.4})$$

où  $\mathbf{p}_i$ ,  $m_i$ ,  $\theta_i$  et  $E_i$  sont respectivement le vecteur impulsion, la masse, l'angle polaire dans le référentiel du laboratoire (donc par rapport au faisceau de vecteur directeur  $\mathbf{k} = \mathbf{u}_z$ ) et l'énergie cinétique du  $i$ -ème produit de réaction d'un événement.

De même du fait de la grande efficacité de détection d'INDRA pour les particules chargées légères, l'énergie transverse des particules de charges  $Z = 1, 2$ , notée  $Et_{12}$ , est communément utilisée comme observable de sélection en paramètre d'impact des données INDRA [85, 125, 126], soit :

$$Et_{12} = \sum_{Z=1,2} E_i \sin^2(\theta_i) \quad (\text{E.5})$$

Notons que pour comparer la forme des distributions pour les quatre systèmes nous avons appliqué un facteur  $1/E_{cm}$  avec  $E_{cm}$  l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse du système considéré. Similairement à [125] nous observons une forte corrélation entre ces deux observables et pouvons donc appliquer des sélections en paramètre d'impact à partir de  $Et_{12}/E_{cm}$  sur les données de l'expérience e503.

# Annexe F

## Comparaisons du $N - Z$ du PLF entre les données et les modèles

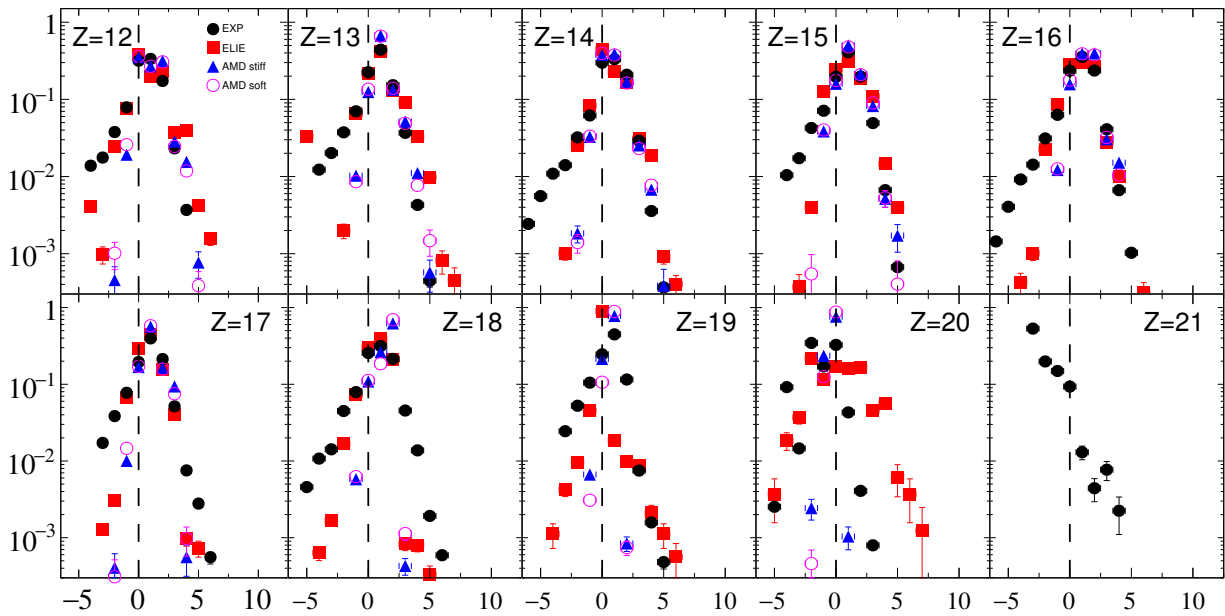


FIGURE F.1 – Enrichissement en neutrons du fragment détecté dans VAMOS d’après les données et les simulations filtrées ELIE et AMD pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .



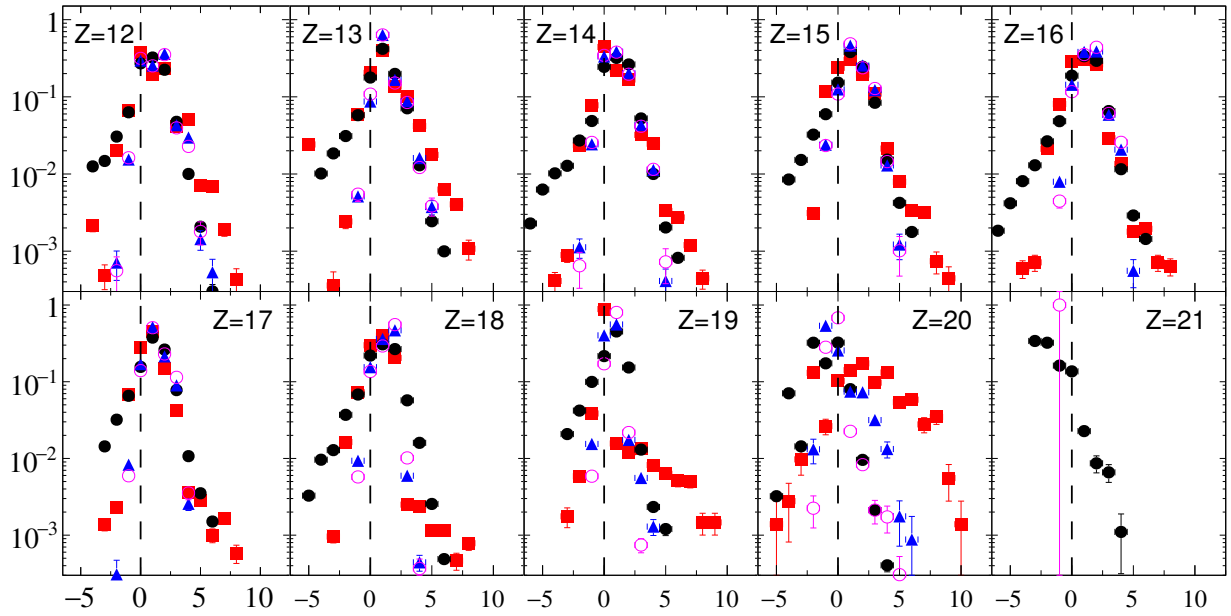


FIGURE F.2 – Enrichissement en neutrons du fragment détecté dans VAMOS d’après les données et les simulations filtrées ELIE et AMD pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .

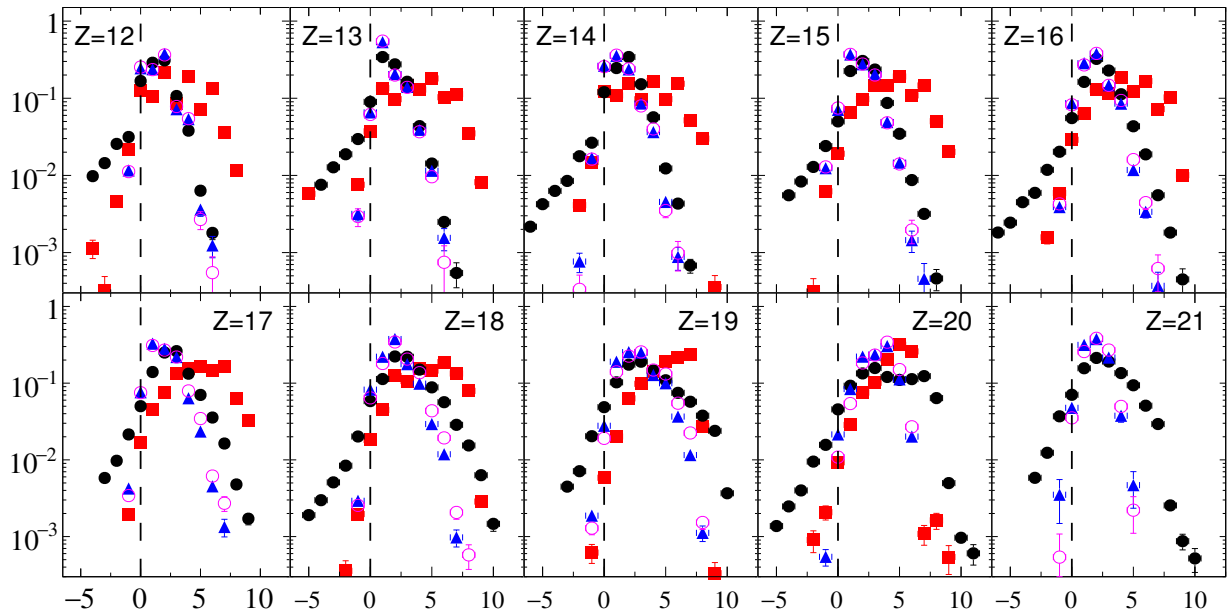


FIGURE F.3 – Enrichissement en neutrons du fragment détecté dans VAMOS d’après les données et les simulations ELIE et AMD pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

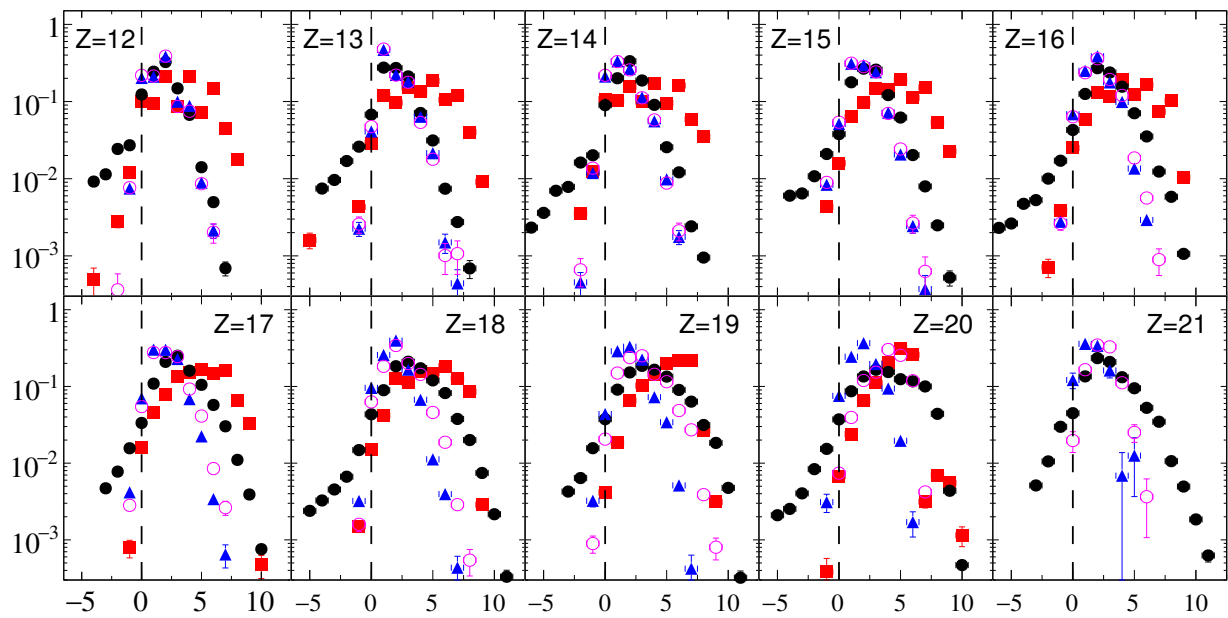


FIGURE F.4 – Enrichissement en neutrons du fragment détecté dans VAMOS d’après les données et les simulations ELIE et AMD pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ .



# Annexe G

## Multiplicités moyennes des LCP issus des modèles

### G.1 Hiérarchie des multiplicités en fonction de $V_Z^{PLF}$

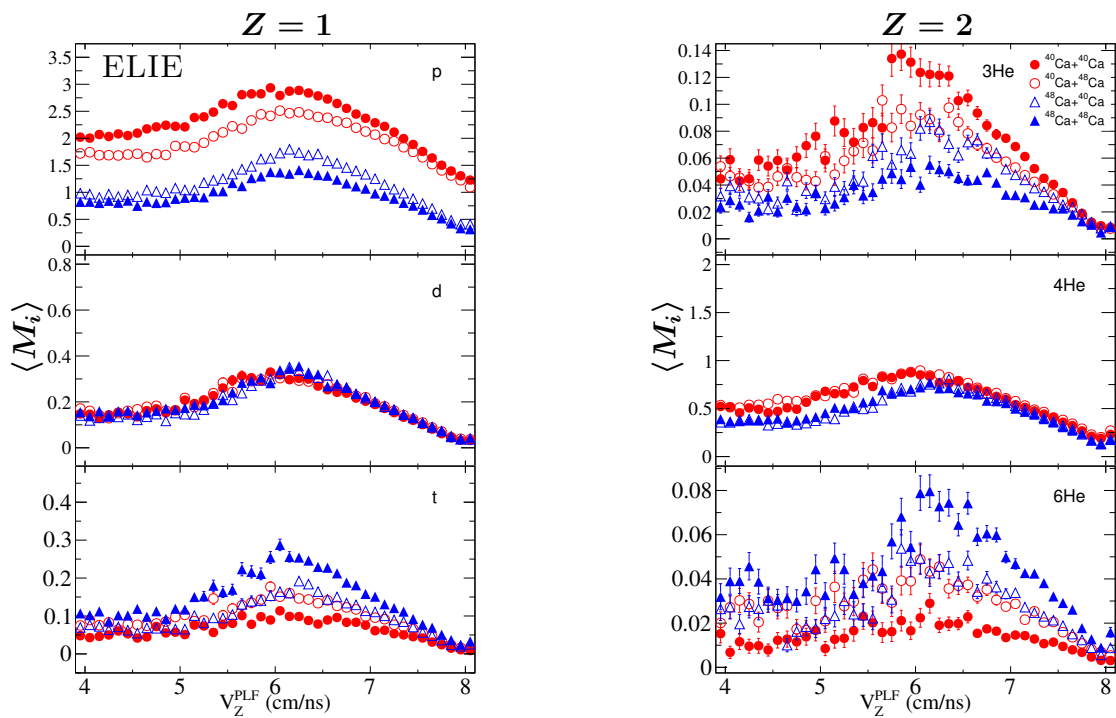


FIGURE G.1 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA en fonction de la vitesse parallèle du PLF dans VAMOS, d'après le modèle ELIE désexcité par GEMINI++.

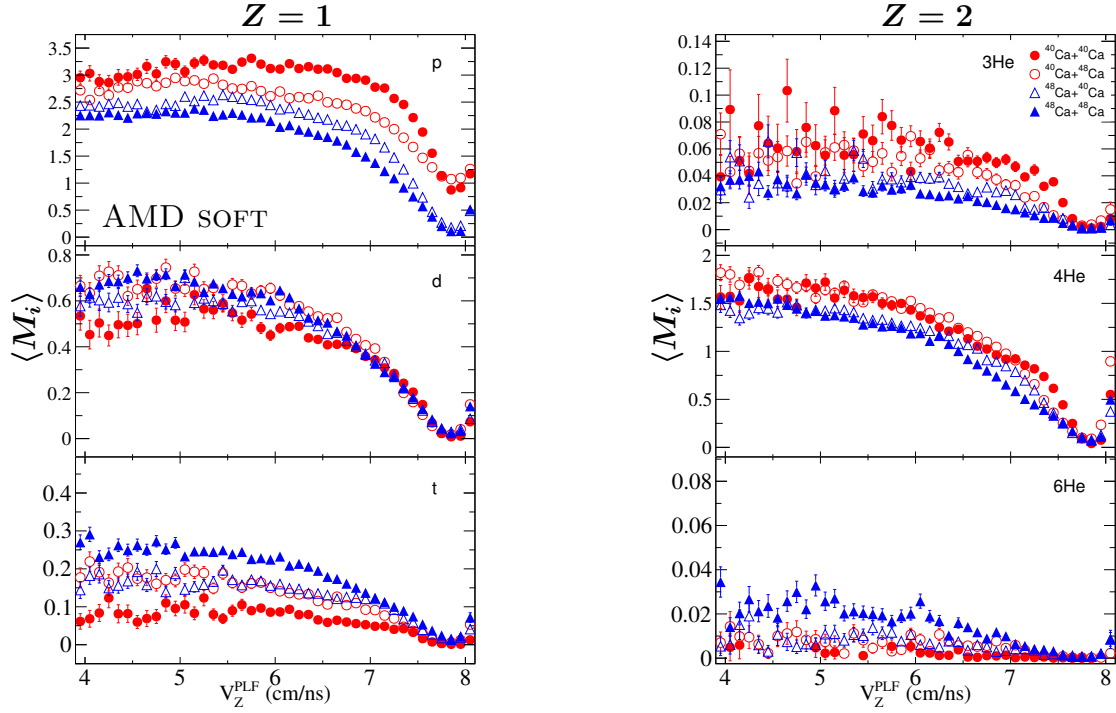


FIGURE G.2 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA en fonction de la vitesse parallèle du PLF dans VAMOS, d’après le modèle AMD avec un potentiel effectif de type Gogny et désexcitation par GEMINI++.

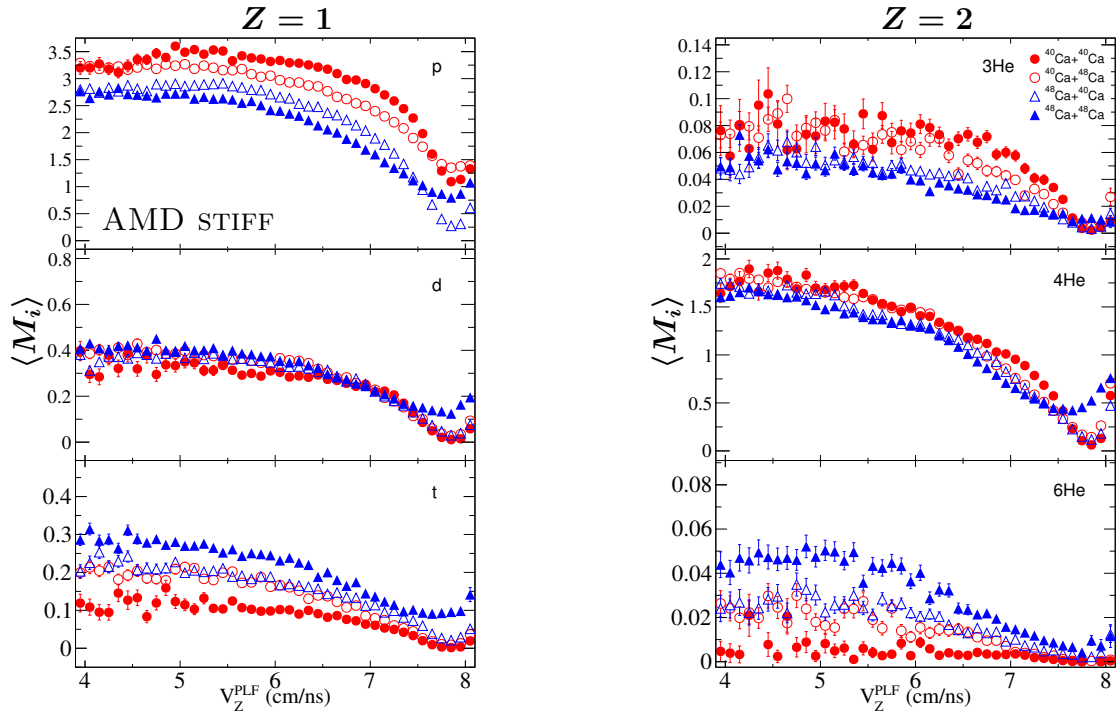


FIGURE G.3 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA en fonction de la vitesse parallèle du PLF dans VAMOS, d’après le modèle AMD avec un potentiel effectif de type Gogny-AS et désexcitation par GEMINI++.

## G.2 Comparaisons par système en fonction de $Z_{PLF}$

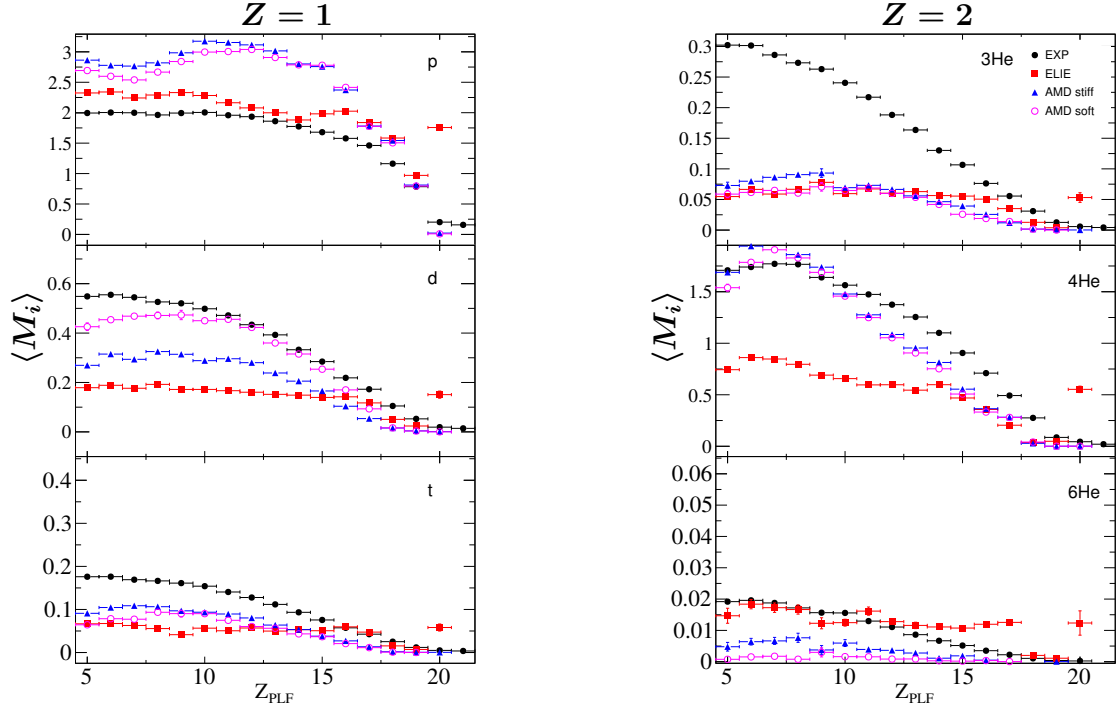


FIGURE G.4 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ , en fonction de la charge du fragment détecté dans VAMOS, d'après les données et les modèles ELIE et AMD et désexcitation par GEMINI++.

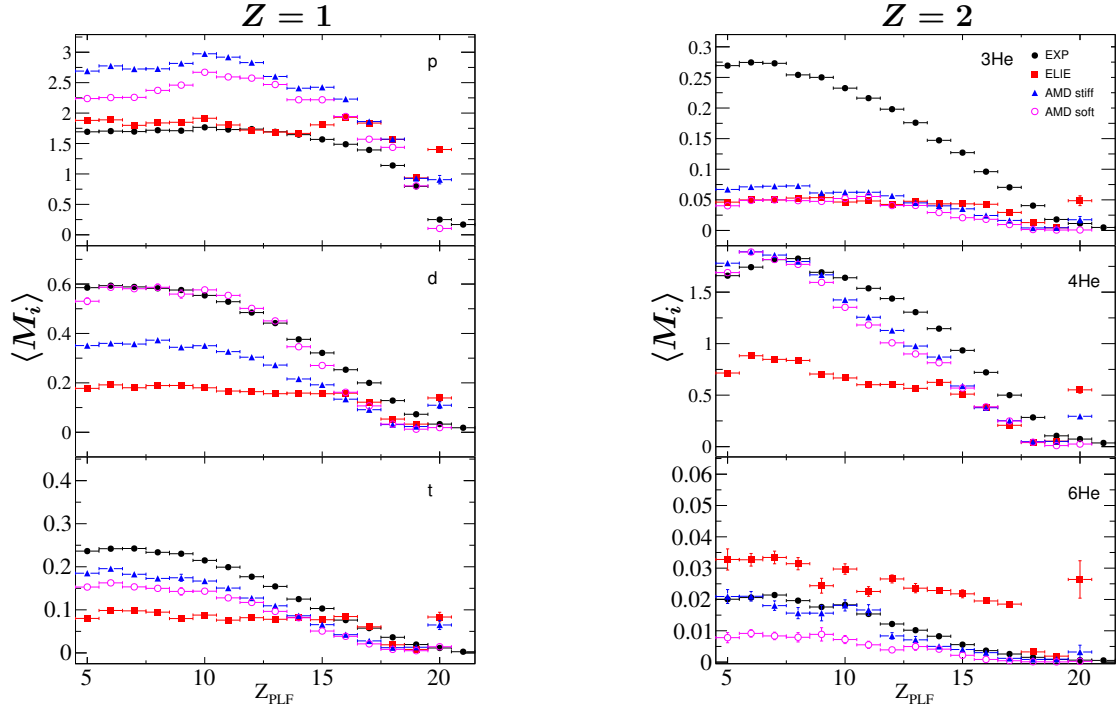


FIGURE G.5 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , en fonction de la charge du fragment détecté dans VAMOS, d’après les données et les modèles ELIE et AMD et désexcitation par GEMINI++.

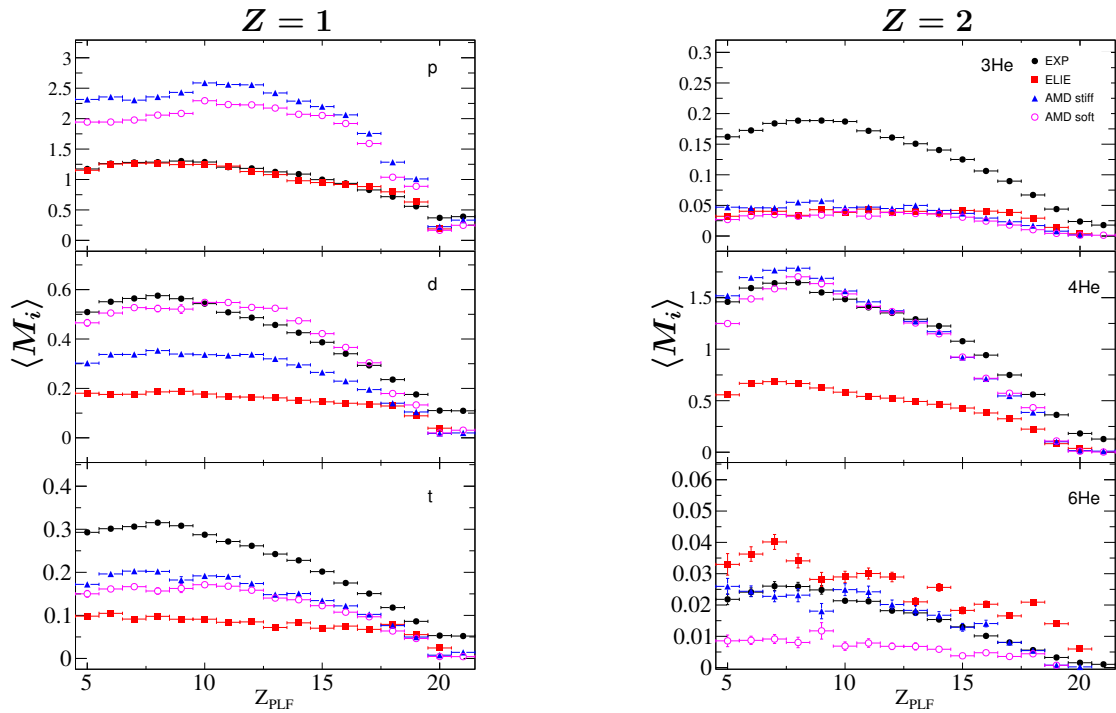


FIGURE G.6 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA pour le système  $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ , en fonction de la charge du fragment détecté dans VAMOS, d’après les données et les modèles ELIE et AMD et désexcitation par GEMINI++.

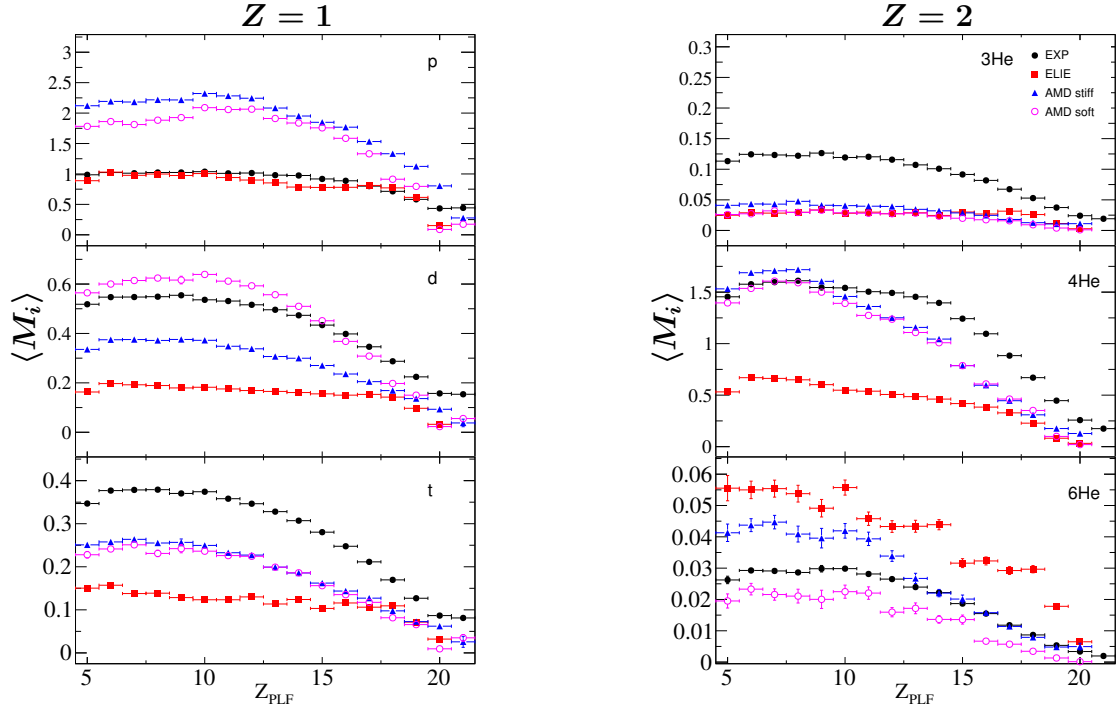


FIGURE G.7 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA pour le système  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , en fonction de la charge du fragment détecté dans VAMOS, d'après les données et les modèles ELIE et AMD et désexcitation par GEMINI++.

### G.3 Comparaisons par système en fonction de $V_Z^{PLF}$



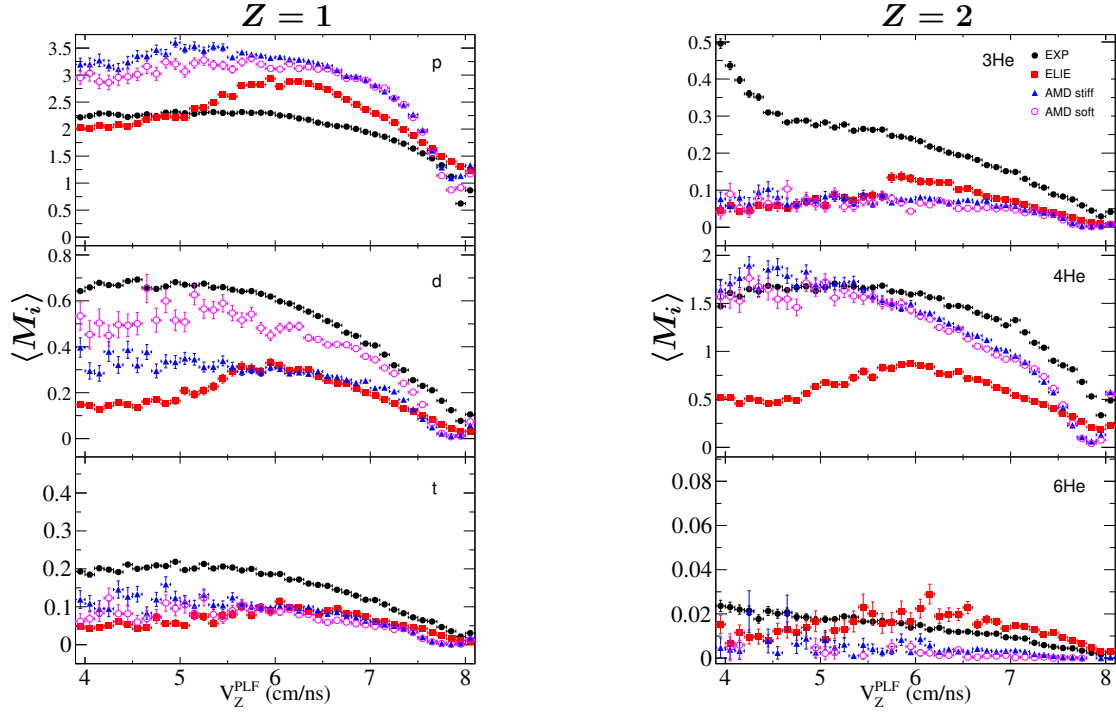


FIGURE G.8 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ , en fonction de la vitesse parallèle du fragment détecté dans VAMOS, d’après les données et les modèles ELIE et AMD et désexcitation par GEMINI++.

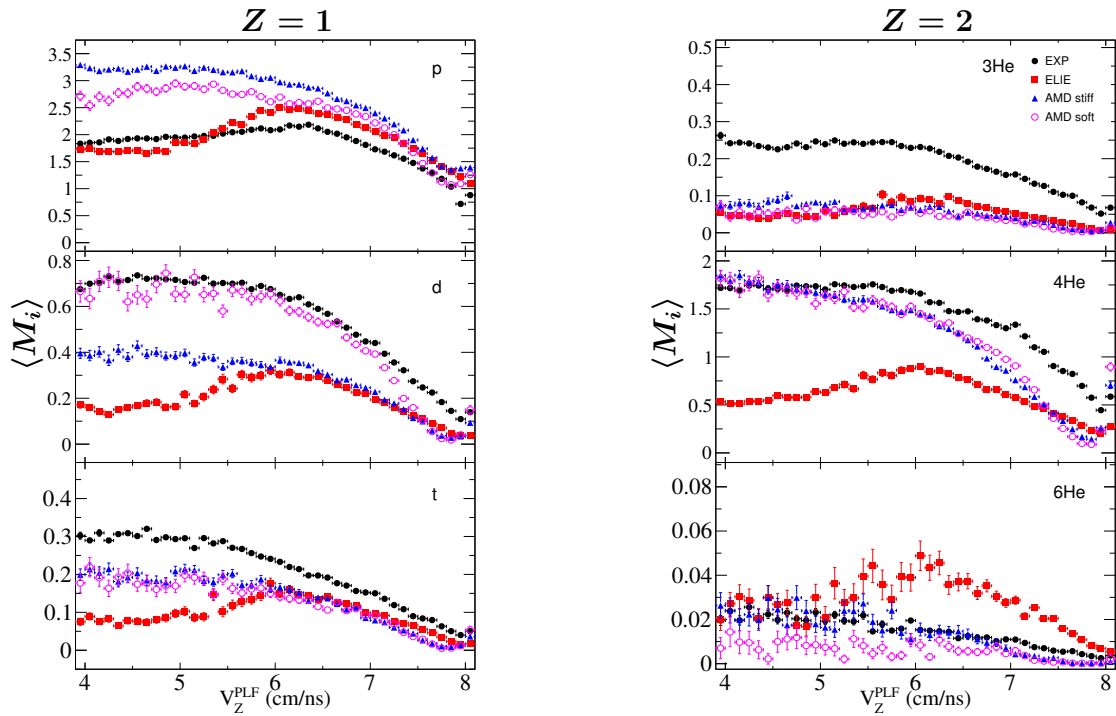


FIGURE G.9 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , en fonction de la vitesse parallèle du fragment détecté dans VAMOS, d’après les données et les modèles ELIE et AMD et désexcitation par GEMINI++.

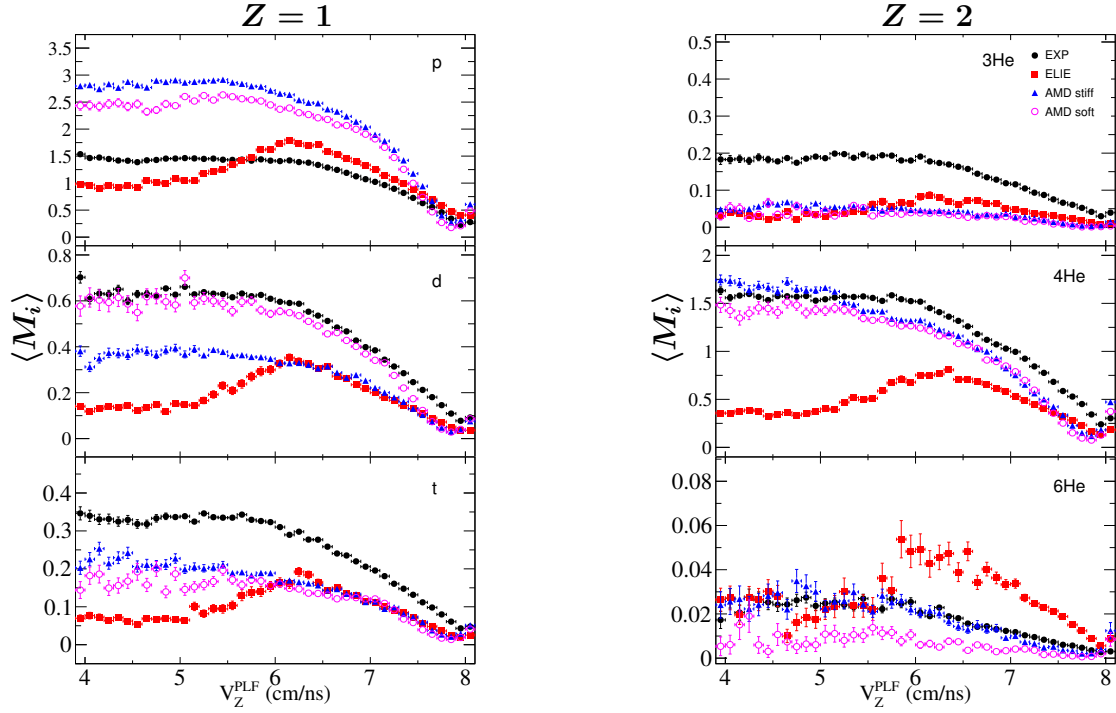


FIGURE G.10 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ , en fonction de la vitesse parallèle du fragment détecté dans VAMOS, d’après les données et les modèles ELIE et AMD et désexcitation par GEMINI++.

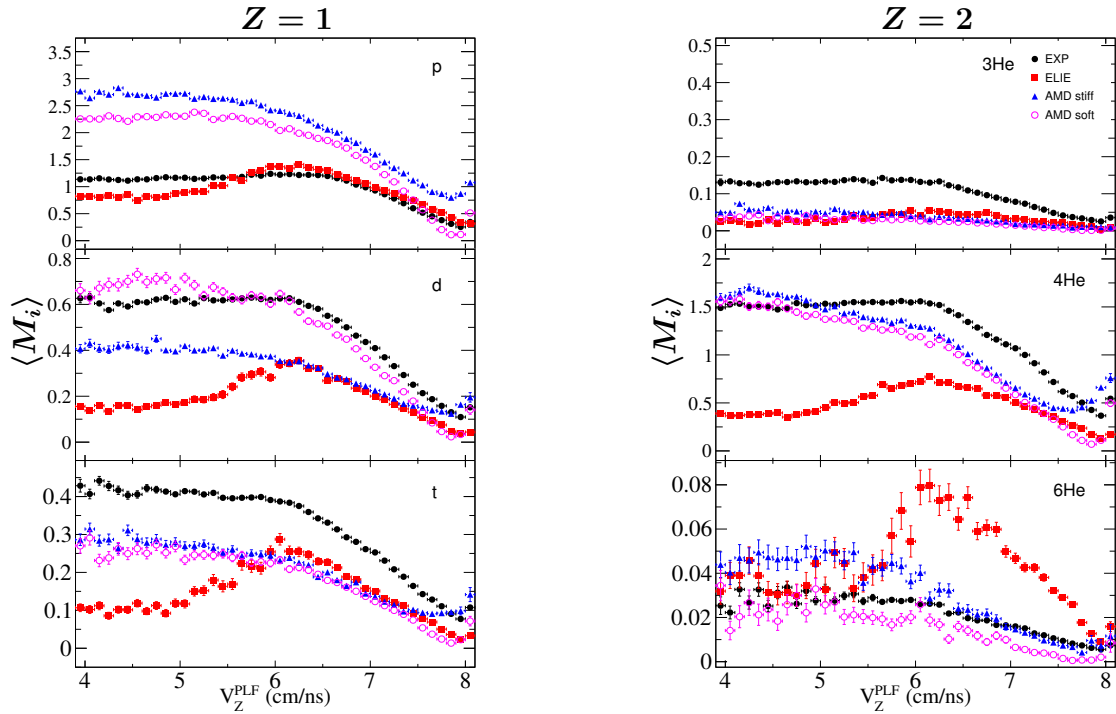


FIGURE G.11 – Multiplicités moyennes des LCP filtrés dans INDRA pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ , en fonction de la vitesse parallèle du fragment détecté dans VAMOS, d’après les données et les modèles ELIE et AMD et désexcitation par GEMINI++.



# Bibliographie

- [1] École Joliot Curie. *Collisions nucléaires aux énergies voisines de l'énergie de Fermi*. Bombannes, 1ère session, 1982.
- [2] École Joliot Curie. *Noyaux en collisions*. Maubuisson, 14ème session, 1995.
- [3] E. Suraud D. Durand and B. Tamain. *Nuclear dynamics in the nucleonic regime*. Institute of Physics Publishing, 2001.
- [4] J. Dudouet and D. Durand. Model for particle production in nuclear reactions at intermediate energies : Application to c-c collisions at 95 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 94 :014616, Jul 2016.
- [5] R. Bass. Fusion of heavy nuclei in a classical model. *Nuclear Physics A*, 231(1) :45 – 63, 1974.
- [6] Richard Kaufmann and Richard Wolfgang. Nucleon transfer reactions in grazing collisions of heavy ions. *Phys. Rev.*, 121 :192–205, Jan 1961.
- [7] W.U. Schröder, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, K.L. Wolf, and V.E. Viola. Mechanisms of very heavy-ion collisions : The 209bi + 136xe reaction at elab = 1130 mev. *Physics Reports*, 45(5) :301 – 343, 1978.
- [8] W. Reisdorf. Flow, particle yields, equilibration in heavy ion reactions between 0.1 and 2 a gev. *Nuclear Physics A*, 630(1) :15 – 26, 1998. Nucleus-Nucleus Collisions.
- [9] Hauger, J. A. Warren, P.Albergo, S.Bieser, F.Brady, F. P.Caccia, Z.Cebra, D. A.Chacon, A. D.Chance, J. L.Choi, Y.Costa, S. Elliott, J. B.Gilkes, M. L.Hirsch, A. S.Hjort, E. L.Insolia, A.Justice, M.Keane, D.Kintner, J. C.Lindenstruth, V.Lisa, M. A.Matis, H. S.McMahan, M.McParland, C.Müller, W. F. J.Olson, D. L.Partlan, M. D.Porile, N. T.Potenza, R.Rai, G.Rasmussen, J.Ritter, H. G. Romanski J.Romero, J. L.Russo, G. V.Sann, H.Scharenberg, R. P.Scott, A.Shao, Y.Srivastava, B. K.Symons, T. J. M.Tincknell, M.Tuvé, C.Wang, S.Wieman, H. H.Wienold, T. Multifragmentation of the remnant produced in the reaction of 1a gev gold with carbon. *Phys. Rev. C*, 57 :764–783, Feb 1998.
- [10] U. Lynen, R. Bassini, M. Begemann-Blaich, Th. Blaich, H. Emling, A. Ferrero, S. Fritz, S.J. Gaff, C. Groß, G. Imme, I. Iori, U. Kleinevoß, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, M. Mahi, A. Moroni, T. Möhlenkamp, W.F.J. Müller, B. Ocker, T. Odeh, J. Pochodzalla, G. Raciti, Th. Rubehn, H. Sann, M. Schnittker, A. Schüttauf, C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, J. Stroth, W. Trautmann, A. Trzcinski, G. Verde, A. Wörner,

- H. Xi, E. Zude, and B. Zwieglinski. Present status of the caloric curve of nuclei. *Nuclear Physics A*, 630(1) :176 – 183, 1998. Nucleus-Nucleus Collisions.
- [11] D. J. Hinde, D. Hilscher, H. Rossner, B. Gebauer, M. Lehmann, and M. Wilpert. Neutron emission as a probe of fusion-fission and quasifission dynamics. *Phys. Rev. C*, 45 :1229–1259, Mar 1992.
- [12] K. Ramachandran, A. Chatterjee, A. Navin, K. Mahata, A. Shrivastava, V. Tripathi, S. Kailas, V. Nanal, R. G. Pillay, A. Saxena, R. G. Thomas, Suresh Kumar, and P. K. Sahu. Fission time scale from pre-scission neutron, proton, and  $\alpha$  particle multiplicities in  $^{28}\text{Si}+^{175}\text{Lu}$ . *Phys. Rev. C*, 73 :064609, Jun 2006.
- [13] B. Borderie and M.F. Rivet. Nuclear multifragmentation and phase transition for hot nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 61(2) :551 – 601, 2008.
- [14] E. Bonnet, M. Colonna, A. Chbihi, J. D. Frankland, D. Gruyer, and J. P. Wieleczko. Investigation of collective radial expansion and stopping in heavy ion collisions at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 89 :034608, Mar 2014.
- [15] M. Colonna, A. Ono, and J. Rizzo. Fragmentation paths in dynamical models. *Phys. Rev. C*, 82 :054613, Nov 2010.
- [16] D. Gruyer. *Aspects dynamiques de la désexcitation nucléaire : de la fission à la multifragmentation*. Thèse de doctorat de l’Université de Caen Basse-Normandie, 2013.
- [17] V. Baran, M. Colonna, and M. Di Toro. Neck fragmentation reaction mechanism. *Nuclear Physics A*, 730(3) :329 – 354, 2004.
- [18] Paweł Danielewicz and Jenny Lee. Symmetry energy i : Semi-infinite matter. *Nuclear Physics A*, 818(1) :36 – 96, 2009.
- [19] M. Baldo and G.F. Burgio. The nuclear symmetry energy. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 91(Supplement C) :203 – 258, 2016.
- [20] X. Viñas, M. Centelles, X. Roca-Maza, and M. Warda. Density dependence of the symmetry energy from neutron skin thickness in finite nuclei. *The European Physical Journal A*, 50(2) :27, Feb 2014.
- [21] K. Hagel, J. B. Natowitz, and G. Röpke. The equation of state and symmetry energy of low-density nuclear matter. *The European Physical Journal A*, 50(2) :39, Feb 2014.
- [22] S. Typel, H. H. Wolter, G. Röpke, and D. Blaschke. Effects of the liquid-gas phase transition and cluster formation on the symmetry energy. *The European Physical Journal A*, 50(2) :17, Feb 2014.
- [23] V. Baran, M. Colonna, V. Greco, and M. Di Toro. Reaction dynamics with exotic nuclei. *Physics Reports*, 410(5) :335 – 466, 2005.
- [24] Bao-An Li, Lie-Wen Chen, and Che Ming Ko. Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions. *Physics Reports*, 464(4) :113 – 281, 2008.

- [25] Maria Colonna, Virgil Baran, and Massimo Di Toro. Theoretical predictions of experimental observables sensitive to the symmetry energy. *The European Physical Journal A*, 50(2) :30, Feb 2014.
- [26] E. Wigner. On the consequences of the symmetry of the nuclear hamiltonian on the spectroscopy of nuclei. *Phys. Rev.*, 51 :106–119, Jan 1937.
- [27] Paweł Danielewicz. Surface symmetry energy. *Nuclear Physics A*, 727(3) :233 – 268, 2003.
- [28] G. Ademard, B. Borderie, A. Chbihi, O. Lopez, P. Napolitani, M. F. Rivet, M. Boisjoli, E. Bonnet, R. Bougault, J. D. Frankland, E. Galichet, D. Gruyer, D. Guinet, M. Kabtoul, G. Lehaut, P. Laitesse, M. La Commara, N. Le Neindre, P. Marini, M. Pârlog, P. Pawłowski, E. Rosato, R. Roy, G. Spadaccini, E. Vient, M. Vigilante, and J. P. Wieleczko. Isospin effects and symmetry energy studies with indra. *The European Physical Journal A*, 50(2) :33, Feb 2014.
- [29] Akira Ono, P. Danielewicz, W. A. Friedman, W. G. Lynch, and M. B. Tsang. Symmetry energy for fragmentation in dynamical nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 70 :041604, Oct 2004.
- [30] Z. Kohley and S. J. Yennello. Heavy-ion collisions : Direct and indirect probes of the density and temperature dependence of esym. *The European Physical Journal A*, 50(2) :31, Feb 2014.
- [31] M. Colonna and M. B. Tsang. Isotopic compositions and scalings. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 30(1) :165–182, Oct 2006.
- [32] J. Rizzo, M. Colonna, V. Baran, M. Di Toro, H.H. Wolter, and M. Zielinska-Pfabe. Isospin dynamics in peripheral heavy ion collisions at fermi energies. *Nuclear Physics A*, 806(1) :79 – 104, 2008.
- [33] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, M. Zielinska-Pfabé, and H. H. Wolter. Isospin transport at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 72 :064620, Dec 2005.
- [34] S. Hudan and R. T. deSouza. Timescale for isospin equilibration in projectile breakup. *The European Physical Journal A*, 50(2) :36, Feb 2014.
- [35] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, V. Greco, M. Zielinska-Pfabe, and H. H. Wolter. Isospin effects in nuclear fragmentation. *Physics of Atomic Nuclei*, 66(8) :1460–1470, Aug 2003.
- [36] M. B. Tsang, T. X. Liu, L. Shi, P. Danielewicz, C. K. Gelbke, X. D. Liu, W. G. Lynch, W. P. Tan, G. Verde, A. Wagner, H. S. Xu, W. A. Friedman, L. Beaulieu, B. Davin, R. T. de Souza, Y. Larochele, T. Lefort, R. Yanez, V. E. Viola, R. J. Charity, and L. G. Sobotka. Isospin diffusion and the nuclear symmetry energy in heavy ion reactions. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :062701, Feb 2004.
- [37] Bao-An Li, Che Ming Ko, and Wolfgang Bauer. Isospin physics in heavy-ion collisions at intermediate energies. *International Journal of Modern Physics E*, 07(02) :147–229, 1998.

- [38] G Martínez-Pinedo, T Fischer, and L Huther. Supernova neutrinos and nucleosynthesis. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 41(4) :044008, 2014.
- [39] Tobias Fischer, Matthias Hempel, Irina Sagert, Yudai Suwa, and Jürgen Schaffner-Bielich. Symmetry energy impact in simulations of core-collapse supernovae. *The European Physical Journal A*, 50(2) :46, Feb 2014.
- [40] James M. Lattimer and Andrew W. Steiner. Constraints on the symmetry energy using the mass-radius relation of neutron stars. *The European Physical Journal A*, 50(2) :40, Feb 2014.
- [41] S. Gandolfi, J. Carlson, S. Reddy, A. W. Steiner, and R. B. Wiringa. The equation of state of neutron matter, symmetry energy and neutron star structure. *The European Physical Journal A*, 50(2) :10, Feb 2014.
- [42] K. Hebeler and A. Schwenk. Symmetry energy, neutron skin, and neutron star radius from chiral effective field theory interactions. *The European Physical Journal A*, 50(2) :11, Feb 2014.
- [43] H. A. Bethe and R. F. Bacher. Nuclear physics a. stationary states of nuclei. *Rev. Mod. Phys.*, 8 :82–229, Apr 1936.
- [44] M. Lopez-Quelle, S. Marcos, R. Niembro, A. Bouyssy, and Nguyen Van Giai. Asymmetric nuclear matter in the relativistic approach. *Nuclear Physics A*, 483(3) :479 – 492, 1988.
- [45] B. Liu, V. Greco, V. Baran, M. Colonna, and M. Di Toro. Asymmetric nuclear matter : The role of the isovector scalar channel. *Phys. Rev. C*, 65 :045201, Mar 2002.
- [46] F. Sammarruca. Microscopic approach to the nucleon-nucleon effective interaction and nucleon-nucleon scattering in symmetric and isospin-asymmetric nuclear matter. *The European Physical Journal A*, 50(2) :22, Feb 2014.
- [47] G. Colò, U. Garg, and H. Sagawa. Symmetry energy from the nuclear collective motion : constraints from dipole, quadrupole, monopole and spin-dipole resonances. *The European Physical Journal A*, 50(2) :26, Feb 2014.
- [48] D. D. S. Coupland, M. Youngs, Z. Chajecki, W. G. Lynch, M. B. Tsang, Y. X. Zhang, M. A. Famiano, T. K. Ghosh, B. Giacherio, M. A. Kilburn, Jenny Lee, H. Liu, F. Lu, P. Morfouace, P. Russotto, A. Sanetullaev, R. H. Showalter, G. Verde, and J. Winkelbauer. Probing effective nucleon masses with heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C*, 94 :011601, Jul 2016.
- [49] Zhi-Gang Xiao, Gao-Chan Yong, Lie-Wen Chen, Bao-An Li, Ming Zhang, Guo-Qing Xiao, and Nu Xu. Probing nuclear symmetry energy at high densities using pion, kaon, eta and photon productions in heavy-ion collisions. *The European Physical Journal A*, 50(2) :37, Feb 2014.
- [50] M. B. Tsang, W. A. Friedman, C. K. Gelbke, W. G. Lynch, G. Verde, and H. S. Xu. Isotopic scaling in nuclear reactions. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :5023–5026, May 2001.

- [51] Akira Ono, P. Danielewicz, W. A. Friedman, W. G. Lynch, and M. B. Tsang. Isospin fractionation and isoscaling in dynamical simulations of nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 68 :051601, Nov 2003.
- [52] M. Boisjoli. *Étude de l'énergie de symétrie dans les collisions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$* . Thèse de doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie, 2013.
- [53] F. Rami, Y. Leifels, B. de Schauenburg, A. Gobbi, B. Hong, J. P. Alard, A. Andronic, R. Averbeck, V. Barret, Z. Basrak, N. Bastid, I. Belyaev, A. Bendarag, G. Berek, R. Čaplar, N. Cindro, P. Crochet, A. Devismes, P. Dupieux, M. Dželalija, M. Eskef, C. Finck, Z. Fodor, H. Folger, L. Fraysse, A. Genoux-Lubain, Y. Grigorian, Y. Grishkin, N. Herrmann, K. D. Hildenbrand, J. Kecskemeti, Y. J. Kim, P. Koczon, M. Kirejczyk, M. Korolija, R. Kotte, M. Kowalczyk, T. Kress, R. Kutsche, A. Lebedev, K. S. Lee, V. Manko, H. Merlitz, S. Mohren, D. Moisa, J. Mösner, W. Neubert, A. Nianine, D. Pelte, M. Petrovici, C. Pinkenburg, C. Plettner, W. Reisdorf, J. Ritman, D. Schüll, Z. Seres, B. Sikora, K. S. Sim, V. Simion, K. Siwek-Wilczyńska, A. Somov, M. R. Stockmeier, G. Stoicea, M. Vasiliev, P. Wagner, K. Wiśniewski, D. Wohlfarth, J. T. Yang, I. Yushmanov, and A. Zhilin. Isospin tracing : A probe of nonequilibrium in central heavy-ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :1120–1123, Feb 2000.
- [54] V. Weisskopf. Statistics and nuclear reactions. *Phys. Rev*, 52 :295 – 303, 1937.
- [55] J.P. Bondorf, A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin, and K. Sneppen. Statistical multifragmentation of nuclei. *Physics Reports*, 257(3) :133 – 221, 1995.
- [56] D H E Gross. Statistical decay of very hot nuclei-the production of large clusters. *Reports on Progress in Physics*, 53(5) :605, 1990.
- [57] Denis Lacroix, Aymeric Van Lauwe, and Dominique Durand. Event generator for nuclear collisions at intermediate energies. *Phys. Rev. C*, 69 :054604, May 2004.
- [58] S. Piantelli, B. Borderie, E. Bonnet, N. Le Neindre, Ad.R. Raduta, M.F. Rivet, R. Bougault, A. Chbihi, R. Dayras, J.D. Frankland, E. Galichet, F. Gagnon-Moisan, D. Guinet, P. Lantesse, G. Lehaut, O. Lopez, D. Mercier, J. Moisan, M. Pârlog, E. Rosato, R. Roy, B. Tamain, E. Vient, M. Vigilante, and J.P. Wieleczko. Freeze-out properties of multifragmentation events. *Nuclear Physics A*, 809(3) :111 – 128, 2008.
- [59] Jörg Aichelin. “quantum” molecular dynamics—a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions. *Physics Reports*, 202(5) :233 – 360, 1991.
- [60] H. Feldmeier. Fermionic molecular dynamics. *Nuclear Physics A*, 515(1) :147 – 172, 1990.
- [61] Hans Feldmeier and Jürgen Schnack. Molecular dynamics for fermions. *Rev. Mod. Phys.*, 72 :655–688, Jul 2000.
- [62] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi. Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 68 :2898–2900, May 1992.



- [63] Akira Ono and Hisashi Horiuchi. Antisymmetrized molecular dynamics for heavy ion collisions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 53(2) :501 – 581, 2004.
- [64] Yoshiko Kanada-En'yo, Masaaki Kimura, and Akira Ono. Antisymmetrized molecular dynamics and its applications to cluster phenomena. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2012(1) :01A202, 2012.
- [65] A. Vallée. *Construction dynamique de fragments par minimisation de l'énergie libre lors de collisions d'ions lourds*. Thèse de doctorat de l'Université Laval, Québec, 2009.
- [66] J. Dechargé and D. Gogny. Hartree-fock-bogolyubov calculations with the  $d1$  effective interaction on spherical nuclei. *Phys. Rev. C*, 21 :1568–1593, Apr 1980.
- [67] M. Dutra, O. Lourenço, J. S. Sá Martins, A. Delfino, J. R. Stone, and P. D. Stevenson. Skyrme interaction and nuclear matter constraints. *Phys. Rev. C*, 85 :035201, Mar 2012.
- [68] Akira Ono, Hisashi Horiuchi, Toshiki Maruyama, and Akira Ohnishi. Antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions and its application to heavy ion reactions. *Progress of Theoretical Physics*, 87(5) :1185–1206, 1992.
- [69] G. Q. Li and R. Machleidt. Microscopic calculation of in-medium nucleon-nucleon cross sections. *Phys. Rev. C*, 48 :1702–1712, Oct 1993.
- [70] G. Q. Li and R. Machleidt. Microscopic calculation of in-medium proton-proton cross sections. *Phys. Rev. C*, 49 :566–569, Jan 1994.
- [71] Akira Ono, P. Danielewicz, W. A. Friedman, W. G. Lynch, and M. B. Tsang. Isospin fractionation and isoscaling in dynamical simulations of nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 68 :051601, Nov 2003.
- [72] K. Kikuchi and M. Kawai. *Nuclear Matter and Nuclear Reactions*. North-Holland Research Monograph (North-Holland, Amsterdam), 1968.
- [73] A. Bohr and B. R. Mottelson. *nuclear Structure, Vol. 1*. Benjamin, New York, 1969.
- [74] A. Chbihi, L. G. Sobotka, N. G. Nicolis, D. G. Sarantites, D. W. Stracener, Z. Majka, D. C. Hensley, J. R. Beene, and M. L. Halbert. Determination of the nuclear level density at high excitation energy. *Phys. Rev. C*, 43 :666–677, Feb 1991.
- [75] S. Hudan. *Étude expérimentale et théorique de la production de fragments dans les collisions  $Xe + Sn$  de 25 à 150 A.MeV*. Thèse de doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie, 2001.
- [76] D. Durand. An event generator for the study of nuclear collisions in the fermi energy domain (i). formalism and first applications. *Nuclear Physics A*, 541(2) :266 – 294, 1992.
- [77] R. J. Charity.  $n - z$  distributions of secondary fragments and the evaporation attractor line. *Phys. Rev. C*, 58 :1073–1077, Aug 1998.
- [78] Davide Mancusi, Robert J. Charity, and Joseph Cugnon. Unified description of fission in fusion and spallation reactions. *Phys. Rev. C*, 82 :044610, Oct 2010.

- [79] M. Mocko, M. B. Tsang, D. Lacroix, A. Ono, P. Danielewicz, W. G. Lynch, and R. J. Charity. Transport model simulations of projectile fragmentation reactions at 140 mev/-nucleon. *Phys. Rev. C*, 78 :024612, Aug 2008.
- [80] J.-J. Gaimard and K.-H. Schmidt. A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction. *Nuclear Physics A*, 531(3) :709 – 745, 1991.
- [81] J. Pouthas et al. Indra, a  $4\pi$  charged product detection array at GANIL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 357(220133) :418 – 442, 1995.
- [82] J. Pouthas et al. The electronics of the INDRA  $4\pi$  detection array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 369(1) :222 – 247, 1996.
- [83] M. Pârlog et al. Response of csi(tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. part i : recombination and delta-electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3) :674 – 692, 2002.
- [84] M. Pârlog et al. Response of csi(tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. part ii : calibration and identification in the INDRA array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3) :693 – 706, 2002.
- [85] J.D Frankland. *Études des systèmes très lourds observés avec INDRA : première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire*. Thèse de doctorat de l'Université Paris XI Orsay, 1998.
- [86] J. Tilier. *INDRA Trigger 1993*. Rapport technique GANIL, 1993.
- [87] Gottfried Münzenberg. The separation techniques for secondary beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 70(1) :265 – 275, 1992.
- [88] H. Wollnik. Mass separators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 258(3) :289 – 296, 1987.
- [89] David C. Carey. Two dogmas of charged particle optics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 258(3) :417 – 420, 1987.
- [90] A. Cunsolo, F. Cappuzzello, A. Foti, A. Lazzaro, A.L. Melita, C. Nociforo, V. Shchepunov, and J.S. Winfield. Technique for 1st order design of a large-acceptance magnetic spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 481(1–3) :48 – 56, 2002.

- [91] H. Matsuda. Improvement of mass spectrometers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 258(3) :310 – 317, 1987.
- [92] A. Cunsolo, F. Cappuzzello, A. Foti, A. Lazzaro, A.L. Melita, C. Nociforo, V. Shchepunov, and J.S. Winfield. Ion optics for large-acceptance magnetic spectrometers : application to the MAGNEX spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 484(1–3) :56 – 83, 2002.
- [93] S. Pullanhiotan, M. Rejmund, A. Navin, W. Mittig, and S. Bhattacharyya. Performance of VAMOS for reactions near the coulomb barrier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593(3) :343 – 352, 2008.
- [94] S. Pullanhiotan, A. Chatterjee, B. Jacquot, A. Navin, and M. Rejmund. Improvement in the reconstruction method for VAMOS spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19–20) :4148 – 4152, 2008. Proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [95] M. Rejmund, B. Lecornu, A. Navin, C. Schmitt, S. Damoy, O. Delaune, J.M. Enguerand, G. Fremont, P. Gangnant, L. Gaudefroy, B. Jacquot, J. Pancin, S. Pullanhiotan, and C. Spitaels. Performance of the improved larger acceptance spectrometer : Vamos++. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 646(1) :184 – 191, 2011.
- [96] G. Bizard, A. Drouet, F. Lefebvres, J.P. Patry, B. Tamain, F. Guilbault, and C. Lebrun. A plastic multidetector for light nuclei identification at ganil. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 244(3) :483 – 489, 1986.
- [97] R. Pleskac, Z. Abou-Haidar, C. Agodi, M.A.G. Alvarez, T. Aumann, G. Battistoni, A. Bocci, T.T. Böhlen, A. Boudard, A. Brunetti, M. Carpinelli, G.A.P. Cirrone, M.A. Cortes-Giraldo, G. Cuttone, M. De Napoli, M. Durante, J.P. Fernández-García, C. Finck, B. Golosio, M.I. Gallardo, E. Iarocci, F. Iazzi, G. Ickert, R. Introzzi, D. Juliani, J. Krimmer, N. Kurz, M. Labalme, Y. Leifels, A. Le Fevre, S. Leray, F. Marchetto, V. Monaco, M.C. Morone, P. Oliva, A. Paoloni, L. Piersanti, J.M. Quesada, G. Raciti, N. Randazzo, F. Romano, D. Rossi, M. Rousseau, R. Sacchi, P. Sala, A. Sarti, C. Scheidenberger, C. Schuy, A. Sciubba, C. Sfienti, H. Simon, V. Sipala, E. Spiriti, L. Stuttge, S. Tropea, H. Younis, and V. Patera. The first experiment at gsi. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 678(Supplement C) :130 – 138, 2012.
- [98] R. Bougault, G. Poggi, S. Barlini, B. Borderie, G. Casini, A. Chbihi, N. Le Neindre, M. Pârlog, G. Pasquali, S. Piantelli, Z. Sosin, G. Ademard, R. Alba, A. Anastasio, S. Barbey, L. Bardelli, M. Bini, A. Boiano, M. Boisjoli, E. Bonnet, R. Borcea, B. Bougard, G. Brulin, M. Bruno, S. Carboni, C. Cassese, F. Cassese, M. Cinausero, L. Ciolacu, I. Cruceru, M. Cruceru, B. D’Aquino, B. De Fazio, M. Degerlier, P. Desrues, P. Di Meo, J. A.

- Dueñas, P. Edelbruck, S. Energico, M. Falorsi, J. D. Frankland, E. Galichet, K. Gasior, F. Gramegna, R. Giordano, D. Gruyer, A. Grzeszczuk, M. Guerzoni, H. Hamrita, C. Huss, M. Kajetanowicz, K. Korcyl, A. Kordyasz, T. Kozik, P. Kulig, L. Lavergne, E. Legouée, O. Lopez, J. Lukasik, C. Maiolino, T. Marchi, P. Marini, I. Martel, V. Masone, A. Meoli, Y. Merrer, L. Morelli, F. Negoita, A. Olmi, A. Ordine, G. Paduano, C. Pain, M. Pałka, G. Passeggio, G. Pastore, P. Pawłowski, M. Petcu, H. Petrascu, E. Piasecki, G. Pontorriere, E. Raully, M. F. Rivet, R. Rocco, E. Rosato, L. Roscilli, E. Scarlini, F. Salomon, D. Santonocito, V. Seredov, S. Serra, D. Sierpowski, G. Spadaccini, C. Spitaels, A. A. Stefanini, G. Tobia, G. Tortone, T. Twaróg, S. Valdré, A. Vanzanella, E. Vanzanella, E. Vient, M. Vigilante, G. Vitiello, E. Wanlin, A. Wieloch, and W. Zipper. The fazia project in europe : R&d phase. *The European Physical Journal A*, 50(2) :47, Feb 2014.
- [99] S. Carboni, S. Barlini, L. Bardelli, N. Le Neindre, M. Bini, B. Borderie, R. Bougault, G. Casini, P. Edelbruck, A. Olmi, G. Pasquali, G. Poggi, M.F. Rivet, A.A. Stefanini, G. Baiocco, R. Berjillos, E. Bonnet, M. Bruno, A. Chbihi, I. Crucecu, M. Degerlier, J.A. Dueñas, E. Galichet, F. Gramegna, A. Kordyasz, T. Kozik, V.L. Kravchuk, O. Lopez, T. Marchi, I. Martel, L. Morelli, M. Parlog, H. Petrascu, E. Rosato, V. Seredov, E. Vient, M. Vigilante, R. Alba, D. Santonocito, and C. Maiolino. Particle identification using the  $\Delta E - E$  technique and pulse shape discrimination with the silicon detectors of the fazia project. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 664(1) :251 – 263, 2012.
- [100] A.M. Stefanini et al. *LNL Ann. Report 2000*. LNL-INFN Report 178/01, 2001.
- [101] A. Cunsolo et al. *MAGNEX : a large acceptance spectrometer for EXCYT*. INFN-LNS report, 1997.
- [102] TOSCA Static Field Analysis OPERA-3D. *Vector Fields*. 24, Bankside Kidlington, England.
- [103] H. Savajols. High acceptance magnetic spectrometer for rnb studies. *Nuclear Physics A*, 746 :260 – 266, 2004.
- [104] H. Savajols. Vamos : A variable mode high acceptance spectrometer for identifying reaction products induced by SPIRAL beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204 :146 – 153, 2003. 14th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [105] O.B. Tarasov and D. Bazin. Lise++ : Radioactive beam production with in-flight separators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19) :4657 – 4664, 2008. Proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [106] P. Colvin Wigg. *Coupling the INDRA and VAMOS multi-detectors for symmetry energy studies*. Thèse de doctorat de l’Université de Liverpool, 2015.
- [107] Collaboration INDRA. *Le Programme Multifragmentation d’INDRA*. [indra.in2p3.fr/multifrag/expe/expe.html](http://indra.in2p3.fr/multifrag/expe/expe.html), 2015.

- [108] P. Marini. *Isospin dependence of the Ar + Ni fusion-evaporation cross section*. Thèse de doctorat de l'Université de Bologne, 2009.
- [109] KaliVeda Data Analysis Framework. [indra.in2p3.fr/kaliveda/](http://indra.in2p3.fr/kaliveda/).
- [110] ROOT Data Analysis Framework. [root.cern.ch](http://root.cern.ch).
- [111] L. Tassan-Got. A new functional for charge and mass identification in  $\Delta E - E$  telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 194(4) :503 – 512, 2002.
- [112] Kwong Lau and Jörg Pyrlik. Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 366(2) :298 – 309, 1995.
- [113] T. Roger, M. Caamaño, C.E. Demonchy, W. Mittig, H. Savajols, and I. Tanihata. Tracking algorithms for the active target maya. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 638(1) :134 – 142, 2011.
- [114] François Méot. The ray-tracing code zgoubi. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 427(1–2) :353 – 356, 1999.
- [115] F. Méot. The ray-tracing code zgoubi – status. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 767 :112 – 125, 2014.
- [116] G. Pasquali, G. Pastore, N. Le Neindre, G. Ademard, S. Barlini, M. Bini, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, G. Casini, A. Chbihi, M. Cinausero, J. A. Dueñas, P. Edelbruck, J. D. Frankland, F. Gramegna, D. Gruyer, A. Kordyasz, T. Kozik, O. Lopez, T. Marchi, L. Morelli, A. Olmi, A. Ordine, M. Pârlog, S. Piantelli, G. Poggi, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Salomon, G. Spadaccini, A. A. Stefanini, S. Valdrè, E. Vient, T. Twaróg, R. Alba, C. Maiolino, and D. Santonocito. Energy measurement and fragment identification using digital signals from partially depleted si detectors. *The European Physical Journal A*, 50(5) :86, May 2014.
- [117] N. Le Neindre, R. Bougault, S. Barlini, E. Bonnet, B. Borderie, G. Casini, A. Chbihi, P. Edelbruck, J.D. Frankland, D. Gruyer, E. Legouée, O. Lopez, P. Marini, M. Pârlog, G. Pasquali, M. Petcu, M.F. Rivet, F. Salomon, E. Vient, R. Alba, G. Baiocco, L. Bardelli, M. Bini, R. Borcea, M. Bruno, S. Carboni, M. Cinausero, I. Cruceru, M. Degerlier, J.A. Dueñas, K. Ga<sub>3</sub>sior, F. Gramegna, A. Grzeszczuk, M. Kamuda, T. Kozik, V. Kravchuk, I. Lombardo, C. Maiolino, T. Marchi, L. Morelli, F. Negoita, A. Olmi, H. Petrascu, S. Piantelli, G. Poggi, E. Rosato, D. Santonocito, G. Spadaccini, A.A. Stefanini, T. Twaróg, and M. Vigilante. Comparison of charged particle identification using pulse shape discrimination and  $\Delta E - E$  methods between front and rear side injection in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 701 :145 – 152, 2013.

- [118] S. Barlini, S. Piantelli, G. Casini, P. R. Maurenzig, A. Olmi, M. Bini, S. Carboni, G. Pasquali, G. Poggi, A. A. Stefanini, R. Bougault, E. Bonnet, B. Borderie, A. Chbihi, J. D. Frankland, D. Gruyer, O. Lopez, N. Le Neindre, M. Pârlog, M. F. Rivet, E. Vient, E. Rosato, G. Spadaccini, M. Vigilante, M. Bruno, T. Marchi, L. Morelli, M. Cinausero, M. Decker, F. Gramegna, T. Kozik, T. Twaróg, R. Alba, C. Maiolino, and D. Santonocito. Isospin transport in  $^{84}\text{Kr}+^{112,124}\text{Sn}$  collisions at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 87 :054607, May 2013.
- [119] S. Piantelli, P. R. Maurenzig, A. Olmi, L. Bardelli, A. Bartoli, M. Bini, G. Casini, C. Coppi, A. Mangiarotti, G. Pasquali, G. Poggi, A. A. Stefanini, N. Taccetti, and E. Vanzi. Particle and light fragment emission in peripheral heavy ion collisions at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 74 :034609, Sep 2006.
- [120] S. Piantelli, A. Mangiarotti, P. R. Maurenzig, A. Olmi, L. Bardelli, M. Bini, G. Casini, G. Pasquali, G. Poggi, and A. A. Stefanini. Excitation energy sharing in binary peripheral heavy ion reactions at fermi energies. *Phys. Rev. C*, 78 :064605, Dec 2008.
- [121] D. Thériault, J. Gauthier, F. Grenier, F. Moisan, C. St-Pierre, R. Roy, B. Davin, S. Hudan, T. Paduszynski, R. T. de Souza, E. Bell, J. Garey, J. Iglío, A. L. Keksis, S. Parketon, C. Richers, D. V. Shetty, S. N. Soisson, G. A. Souliotis, B. C. Stein, and S. J. Yennello. Neutron-to-proton ratios of quasiprojectile and midrapidity emission in the  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$  reaction at 45 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 74 :051602, Nov 2006.
- [122] M. A. Famiano, T. Liu, W. G. Lynch, M. Mocko, A. M. Rogers, M. B. Tsang, M. S. Wallace, R. J. Charity, S. Komarov, D. G. Sarantites, L. G. Sobotka, and G. Verde. Neutron and proton transverse emission ratio measurements and the density dependence of the asymmetry term of the nuclear equation of state. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :052701, Aug 2006.
- [123] G.R Satchler. *Introduction to nuclear reactions*. MacMillan, 1990.
- [124] C. Cavata, M. Demoulin, J. Gosset, M.-C. Lemaire, D. L'Hôte, J. Poitou, and O. Valette. Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. C*, 42 :1760–1763, Oct 1990.
- [125] J. Lukasik, J. Benlliure, V. Métivier, E. Plagnol, B. Tamain, M. Assenard, G. Auger, Ch. O. Bacri, E. Bisquer, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, Ph. Buchet, J. L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, E. Gerlic, S. Germain, D. Gourio, D. Guinet, P. Loutesse, J. L. Laville, J. F. Lecolley, A. Le Fèvre, T. Lefort, R. Legrain, O. Lopez, M. Louvel, N. Marie, L. Nalpas, M. Parlog, J. Péter, O. Politi, A. Rahmani, T. Reposeur, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Saint-Laurent, M. Squalli, J. C. Steckmeyer, M. Stern, L. Tassan-Got, E. Vient, C. Volant, J. P. Wieleczko, M. Colonna, F. Haddad, Ph. Eudes, T. Sami, and F. Sebille. Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral and semicentral collisions of  $\text{Xe}+\text{Sn}$  at 50 mev/nucleon. *Phys. Rev. C*, 55 :1906–1916, Apr 1997.
- [126] E. Plagnol, J. Lukasik, G. Auger, Ch. O. Bacri, N. Bellaize, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, P. Buchet, J. L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel,

E. Gerlic, D. Guinet, P. Lantesse, J. L. Laville, J. F. Lecomte, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, M. Louvel, A. M. Maskay, L. Nalpas, A. D. Nguyen, M. Pârlog, J. Péter, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Saint-Laurent, S. Salou, J. C. Steckmeyer, M. Stern, G. Tăbăcaru, B. Tamain, L. Tassan-Got, O. Tinel, E. Vient, C. Volant, and J. P. Wieleczko. Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions. *Phys. Rev. C*, 61 :014606, Dec 1999.





# Résumé

Dans ce travail nous étudions les collisions  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  à  $E = 35 \text{ AMeV}$ , mesurées au GANIL avec le couplage unique du spectromètre VAMOS et du multi-détecteur INDRA. Lors de telles collisions les modèles dynamiques prédisent la formation d'un col à basse densité entre deux fragments chauds cinématiquement proches du projectile et de la cible. L'identification isotopique du projectile désexcité (PLF) apportée par VAMOS, et la topologie des espèces détectées en coïncidence dans INDRA, montrent que l'évolution du rapport  $N/Z$  des produits est influencée par le  $N/Z$  du système (projectile et cible). Les multiplicités moyennes des particules légères chargées (LCP,  $Z \leq 2$ ) suivent en particulier une hiérarchie selon le  $N/Z$  du système, et celles des deutons et particules  $\alpha$  semblent refléter une production dynamique. Une étude des rapports isotopiques a ensuite mis en exergue les mécanismes de transport de l'isospin : la migration et la diffusion de l'isospin, tous deux liés au terme d'énergie de symétrie de l'équation d'état nucléaire. Un objectif de ce travail a été notamment de contraindre les modèles théoriques grâce à l'expérience. Nous avons ainsi appliqué une étude comparative entre les données, le modèle géométrique ELIE et le modèle de transport AMD, désexcités par le code GEMINI++ et filtrés. Cette étude a mis en exergue que le modèle AMD avec un potentiel effectif Gogny *asyssoft* reproduit mieux l'évolution expérimentale du  $N/Z$  du PLF et la hiérarchie des multiplicités des LCP. Enfin nous avons observé que les rapports isotopiques issus des modèles ne reproduisent pas d'enrichissement en neutrons à la mi-rapacité contrairement à l'expérience.

# Abstract

In this work we study the  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$  collisions at  $E = 35 \text{ AMeV}$ , measured at GANIL with the coupling of the large acceptance spectrometer VAMOS and the multi-detector array INDRA. During such collisions transport models predict the formation of a low-density neck between two hot fragments kinematically close to the projectile and the target. The isotopic identification of the projectile-like fragment (PLF) provided by VAMOS, coupled to the topology of the light-charged particles (LCP) detected in coincidence with INDRA, show that the  $N/Z$  ratio of the products is influenced by the  $N/Z$  of the system (projectile and target). The mean multiplicities associated to the LCP follow a hierarchy according to the system, and the one associated to deuterons and  $\alpha$  particles may well reflect a dynamical production. A study of the isotopic ratios have highlighted isospin transport mechanisms : the isospin drift and the isospin diffusion, both linked to the symmetry energy term of the nuclear equation of state. A goal of this work was also to constrain theoretical models using experiment. We have then applied a systematic study to compare data with the geometrical model ELIE and the transport model AMD, both filtered, and using GEMINI++ as after-burner. This study have highlighted that the AMD model with an *asyssoft* equation of state better fits the experimental evolution of the  $N/Z$  of the PLF and also the LCP mean multiplicities shapes. Finally we have observed that the isotopic ratios don't reproduce the neutron-enrichment of the mid-rapidity observed in the data.

**Mots clés :** Réactions Nucléaires ; Énergies intermédiaires ; Transport de l'Isospin ; Énergie d'asymétrie ; Modèles Dynamiques et Statistiques ; Spectromètre.