



**HAL**  
open science

# Etude des effets de la masse et de l'isospin dans le processus de la multifragmentation

Khalid Kezzar

► **To cite this version:**

Khalid Kezzar. Etude des effets de la masse et de l'isospin dans le processus de la multifragmentation. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2005. Français. NNT: . tel-00011211

**HAL Id: tel-00011211**

**<https://theses.hal.science/tel-00011211>**

Submitted on 15 Dec 2005

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

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

## **Thèse**

présentée devant

L'UNIVERSITE STRASBOURG I - LOUIS PASTEUR

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 30 mars 1992)

présentée et soutenue publiquement le

27 avril 2005

par

**Khalid KEZZAR**

### **Etude des effets de la masse et de l'isospin dans le processus de la multifragmentation**

Directeur et co-directeur de thèse :

M. Christian BECK    Directeur de recherches, IReS-Strasbourg

M. Uli LYNEN        Professeur, Universität Frankfurt

#### **Jury :**

M. Abdel-Mjid NOURREDDINE    Professeur, ULP-Strasbourg

M. Helmut OESCHLER            Professeur, Universität Darmstadt

M. Wolfgang TRAUTMANN        Professeur, GSI-Darmstadt

M. Claude VOLANT                Ingénieur-Chercheur, CEA-Saclay



## **Merci ! Danke ! Thanks ! Choukran !**

Herrn Prof. Dr. Uli Lynen danke ich vielmals für meine Aufnahme als Doktorand in der Gruppe KP3 bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt, für meine Einarbeitung in den Arbeitstechniken der Kernphysik, für die wissenschaftliche Betreuung, für seine Diskussionsbereitschaft und seine freundliche Unterstützung während der Anfertigung dieser Arbeit.

Je remercie mon directeur de thèse à Strasbourg Dr. Christian Beck pour son soutien et sa disponibilité lors de toute la durée de ce travail de thèse. Je le remercie pour tous les efforts fournis pour son bon déroulement.

Ein ganz besonderer Dank gilt dem Doktorarbeitverantwortlichen Herrn Prof. Dr. Wolfgang Trautmann, dass er immer an meiner Seite stand, gerade während der schwierigen Phasen meiner Doktorarbeit. Von ihm habe ich sowohl fachlich als auch persönlich sehr viel gelernt. Ich hatte großes Glück mit ihm zusammen arbeiten zu dürfen.

Je remercie Prof. Dr. Abdel-mjid Nourredine d'avoir accepté de présider le jury de thèse, lui qui m'a initié à la physique nucléaire il y a quelques années déjà à l'université d'El Jadida.

Je remercie Dr. Claude Volant d'avoir accepté d'être rapporteur de thèse, je le remercie pour ses critiques constructives, sa disponibilité et le temps consacré à la lecture et aux corrections du manuscrit.

Mein Dank gilt auch Herrn Prof.Dr. Helmut Oeschler für die Mitbewertung dieser Arbeit.

To Arnaud Le Fèvre, Concettina Sfienti, Jerzy Lukasik, Walter Müller, Jost Lühning, Carsten Schwarz, Herbert Orth, Andreyi Mykulyak Nepomuk Otte, Wolfgang Quick and Alexander Botvina for their intense collaboration in the realization of the experiment and the analysis of the data, it was an enormous pleasure of working with them.

To my colleagues of KP3 group : Isia Busch, Andreyi Sokolov, Alicia Sanchez, Sebastien Bianchin, Ketel Turzo.

To all coworkers in the S254 experiment of the ALADiN collaboration : H.Sann, A.Sokolov, J. Wiechula, M.Hellstrohm, D.Henzlova, K.Sümmerer, H.Weick, H.Emling, Y.Leifels, M.De Napoli, G.Imme', G.Raciti, E.Rapisarda, R.Bassini, C.Boiano, I.Iori, A.Pullia, B.Lynch, M.Mocko, M.B.Tsang, G.Verde, M.Wallace, C.O.Bacri, A.Boudard, J-E.Ducret, A. Lafriakh, E.Le Gentil, T. Barczyk, J.Brzychczyk, J.Cibor, Z.Mayka, B.Czech, A.Wiekoch and B. Zwiaglinski.

To the GSI Laboratory people with which I had to work during my thesis. It was a very enriching experience to learn the German way of working.

Je remercie Erice North et Marie-Thérèse Lutz pour leur gentillesse et sympathie.

A mes amis, ma famille en Algérie, au Maroc et ailleurs. Ils sont si nombreux à compter pour moi qu'il me faudrait plusieurs pages pour les citer tous, je pense qu'ils se reconnaîtront.





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Propriétés de la matière nucléaire et la multifragmentation</b>	<b>13</b>
1.1 Propriétés de la matière nucléaire . . . . .	13
1.1.1 Diagramme des phases . . . . .	13
1.1.2 Equation d'état de la matière nucléaire . . . . .	14
1.1.3 Incompressibilité . . . . .	16
1.1.4 Approches théoriques de l'équation d'état . . . . .	16
1.2 Multifragmentation . . . . .	17
1.2.1 Caractéristiques de la multifragmentation . . . . .	17
1.2.2 Descriptions théoriques de la multifragmentation . . . . .	18
<b>2 Dispositif ALADiN et procédures expérimentales</b>	<b>25</b>
2.1 Dispositif expérimental ALADiN . . . . .	25
2.1.1 Accélérateur du laboratoire GSI . . . . .	25
2.1.2 Séparateur de fragments FRS . . . . .	28
2.1.3 Partie détecteurs auxiliaires et diagnostic du faisceau . . . . .	29
2.1.4 Aimant ALADiN . . . . .	33
2.1.5 Chambre d'ionisation MUSIC4 . . . . .	34
2.1.6 Mur de temps de vol . . . . .	37
2.1.7 Détecteur de neutrons LAND . . . . .	39
2.2 Procédure expérimentale . . . . .	40
2.2.1 Systèmes étudiés . . . . .	41
2.2.2 Système d'acquisition . . . . .	41
<b>3 Etalonnage et procédure de reconstruction de trajectoire</b>	<b>43</b>
3.1 Etalonnage du mur de temps de vol . . . . .	43
3.1.1 Etalonnage en amplitude . . . . .	43
3.1.2 Etalonnage en temps . . . . .	47
3.1.3 Etalonnage des TDC . . . . .	48
3.1.4 Etalonnage du décalage en temps (offset) . . . . .	48
3.1.5 Correction du «walk» . . . . .	49
3.2 Etalonnage de la MUSIC4 . . . . .	52

3.2.1	Etalonnage en amplitude . . . . .	53
3.3	Procédure de reconstruction de trajectoire . . . . .	56
3.4	Production et identification des faisceaux radioactifs . . . . .	61
3.4.1	Production des faisceaux radioactifs . . . . .	61
3.4.2	Méthode d'identification . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Propriétés de la multifragmentation du projectile spectateur</b>	<b>67</b>
4.1	Multiplicité de fragments de masses intermédiaires . . . . .	67
4.2	Composition isotopique des fragments . . . . .	71
4.3	Multiplicité des neutrons . . . . .	74
4.4	Distributions isotopiques . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Effet pair-impair</b>	<b>77</b>
5.1	Comparaison entre deux isotopes . . . . .	78
5.2	Comparaison entre deux isobares . . . . .	79
5.3	Comparaison entre deux systèmes ayant le même rapport $N/Z$ . . . . .	79
5.4	Comparaison avec le modèle statistique de la multifragmentation SMM . . . . .	80
5.5	Interprétation . . . . .	81
<b>6</b>	<b>Températures</b>	<b>87</b>
6.1	Technique des rapports isotopiques . . . . .	87
6.2	Technique des spectres en énergie cinétique . . . . .	90
	<b>Conclusion</b>	<b>95</b>
	<b>Références</b>	<b>97</b>

# Table des figures

1.1	Diagramme de phase de la matière nucléaire . . . . .	14
1.2	Comportement de l'équation d'état de la matière nucléaire . . . . .	15
1.3	Sources de multifragmentation . . . . .	18
1.4	Ensembles thermodynamiques . . . . .	19
1.5	Diagramme de phase (pression en fonction de la densité). . . . .	21
2.1	Dispositif expérimental ALADiN . . . . .	26
2.2	Accélérateur du laboratoire GSI . . . . .	27
2.3	Séparateur de fragments FRS . . . . .	28
2.4	Partie diagnostique du faisceau et la chambre à cibles . . . . .	29
2.5	Détecteur ROLU . . . . .	30
2.6	Schéma d'une chambre proportionnelle multifils à deux étages d'amplification	31
2.7	Détecteur position . . . . .	32
2.8	Hodoscope de Catane . . . . .	33
2.9	Schéma de la chambre d'ionisation MUSIC4 . . . . .	35
2.10	Electronique de lecture de la MUSIC4 . . . . .	36
2.11	Schéma du mur de temps de vol du dispositif expérimental ALADiN . . . . .	37
2.12	Schéma d'un module du mur de temps de vol du dispositif expérimental ALADiN . . . . .	38
2.13	Schéma de la partie électronique du mur de temps de vol du dispositif expérimental ALADiN . . . . .	39
2.14	Schéma du détecteur de neutrons LAND (Large Area Neutrons Detector) .	40
3.1	Spectres ADC grand gain et petit gain . . . . .	44
3.2	Spectre ADC grand gain et petit gain . . . . .	45
3.3	Facteur de mise à l'échelle des spectres en énergies . . . . .	47
3.4	Spectre en charge du mur de temps de vol . . . . .	48
3.5	Décalage en temps (offset) . . . . .	49
3.6	Effet du walk . . . . .	50
3.7	Correction du walk . . . . .	51
3.8	Résolution en temps . . . . .	52
3.9	Spectre en charge donné par les compteurs proportionnels . . . . .	53
3.10	Spectre en charge donné par les plans anode de la chambre d'ionisation . .	54

3.11	Charge déterminée par les compteurs porportionels en fonction de la charge déterminée par la chambre d'ionisation . . . . .	55
3.12	Charge déterminée par la MUSIC4 . . . . .	56
3.13	Position déterminée dans la chambre d'ionisation MUSIC4 . . . . .	57
3.14	Reconstruction des trajectoires des produits de réactions . . . . .	58
3.15	Résolution en masse du système de détecteurs ALADiN . . . . .	60
3.16	Sections efficaces calculées par le code EPAX pour la production des isotopes de l'étain . . . . .	62
3.17	Sections efficaces calculées par le code EPAX pour la production des isobars A = 124 . . . . .	63
3.18	Dispositif expérimental pour l'identification des faisceaux radioactifs . . . . .	64
3.19	Carte d'identification de $^{107}\text{Sn}$ . . . . .	66
4.1	Multiplicité de fragments de masse intermédiaire . . . . .	68
4.2	Calculs SMM de la multiplicité de fragments de masse intermédiaire . . . . .	69
4.3	Multiplicité de fragments de masse intermédiaire S117 . . . . .	70
4.4	Distribution de la charge maximale $Z_{max}$ d'un fragment . . . . .	71
4.5	Distribution du rapport isotopique des fragments en fonction de la charge . . . . .	72
4.6	Calculs SMM pour la distribution en $N/Z$ des fragments . . . . .	73
4.7	Multiplicité des neutrons . . . . .	75
4.8	Distribution en masse . . . . .	76
5.1	Spectres en charges obtenus par la MUSIC4 . . . . .	78
5.2	Rapport de production des fragments pour l' $^{107}\text{Sn}$ et l' $^{124}\text{Sn}$ en fonction de la charge . . . . .	79
5.3	Rapport de production des fragments pour l' $^{112}\text{Sn}$ et l' $^{124}\text{Sn}$ en fonction de la charge . . . . .	80
5.4	Rapport de production des fragments pour le $^{124}\text{La}$ et le $^{124}\text{Sn}$ en fonction de la charge . . . . .	81
5.5	Rapport de production des fragments pour le $^{58}\text{Fe}$ et le $^{58}\text{Ni}$ en fonction de la charge . . . . .	82
5.6	Rapport de production des fragments pour l' $^{107}\text{Sn}$ et le $^{124}\text{La}$ en fonction de la charge . . . . .	83
5.7	Distributions en charge données par les calculs SMM . . . . .	84
5.8	Effet pair-impair données par les calculs SMM pour les fragments chauds . . . . .	85
5.9	Effet pair-impair données par les calculs SMM pour les fragments froids . . . . .	86
6.1	Calculs QSM pour la correction des mesures de températures . . . . .	88
6.2	Tempéatures obtenues avec la technique des rapports isotopiques . . . . .	89
6.3	Tempéatures limites . . . . .	90
6.4	Spectres en énergie cinétique . . . . .	91
6.5	Spectres en vitesse . . . . .	92
6.6	Tempéatures déterminer avec la technique des spectres en énergie cinétique . . . . .	93

# Introduction

Les collisions d'ions lourds aux énergies relativistes sont un moyen très efficace pour étudier la matière nucléaire dans ses états extrêmes de densité et température.

La compréhension des mécanismes mis en jeu va permettre de mieux déterminer l'équation d'état de la matière nucléaire, mais aussi de mieux comprendre la structure des étoiles à neutrons et les mécanismes d'explosion des supernovae.

L'étude des collisions d'ions lourds aux énergies relativistes a été le centre d'intérêt de plusieurs collaborations depuis plus de deux décennies. Les travaux effectués par ces différentes collaborations ont permis de faire des avancées très importantes dans la compréhension du processus de multifragmentation, parmi lesquelles on peut citer l'universalité de la multifragmentation du projectile spectateur [Sch96], ou la courbe calorique qui est un signal que la multifragmentation peut être interprétée comme la manifestation de la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire.

Mais il reste encore des questions qui se posent concernant la compréhension du processus de la multifragmentation, parmi elles le rôle de l'isospin dans ce processus. Le terme effets d'isospin est une notation utilisée pour les phénomènes réactionnels qui sont reliés au degré de liberté isotopique d'un noyau ou d'un système nucléaire étudié, donc reliés au rapport nombre de neutrons sur nombre de protons  $N/Z$  ou au terme d'asymétrie en isospin  $I = (N - Z)/A$ .

L'investigation du rôle de l'isospin est très importante surtout en ce qui concerne l'interprétation de la multifragmentation comme manifestation de la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire.

Il a été démontré [Mue96] que la nature en deux fluides de la matière nucléaire (protons et neutrons) joue un rôle important dans son comportement dans la zone de coexistence des phases liquide et gaz ; des compositions isotopiques différentes sont prédites pour les deux phases.

Les calculs prévoient que la phase gaz devient plus riche en neutrons que la phase liquide pour la matière asymétrique ( $N \neq Z$ ), cette différence est due à la décroissance de l'énergie de symétrie quand la densité décroît. Cependant le degré de dépendance de la densité dépend du modèle théorique et il n'est pas très bien reproduit par les données [Bom91]. En outre, dans le diagramme de phase de la matière nucléaire asymétrique la spinodale diffuse s'étend au delà de la spinodale adiabatique, suggérant ainsi que le système adiabatique en expansion passe à travers une région d'instabilité en fonction de sa composition isotopique avant d'entrer dans la région d'instabilité mécanique. Ce

phénomène a comme conséquence qu'une large fluctuation de l'isovecteur densité relative  $(\rho_n - \rho_p)/\rho$  en fonction de la position peut avoir lieu avant le breakup, permettant ainsi au système d'avoir un temps suffisant pour explorer la région d'instabilité [Bar98].

Les calculs de Müller et Serot [Mue96] sont restreints à la matière infinie sans tenir compte des forces coulombiennes. De plus, les compositions isotopiques des systèmes pris en considération varient en fonction de la fraction de protons  $\rho_p/\rho$  de 0.3 à  $N = Z$ , ce qui n'est pas facilement accessible expérimentalement dans les collisions d'ions lourds.

Les calculs pour les systèmes finis démontrent que la décroissance séquentielle des produits de réaction excités a tendance à réduire les effets prévus par les calculs théoriques [Lar98].

Il y a des observables qui sont supposées être robustes par rapport à la décroissance séquentielle, car si la notion d'équilibre chimique peut être admise, on peut déterminer les rapports isotopiques dont la dépendance exponentielle du rapport  $\mu/T$  ( $\mu$  est le potentiel chimique et  $T$  la température) doit amplifier les différences dues à la variation de  $\mu$  en fonction de la composition isotopique.

Il a été constaté que la variation des rapports isotopiques en fonction de  $N/Z$  de la source émettrice est très importante [Wad87], ce qui est en accord avec les prédictions [Bar88]. D'autres expériences récentes [Xu00] ont démontré qu'une différence très significative existe entre les systèmes riches et les systèmes pauvres en neutrons, les résultats sont qualitativement en accord avec les prédictions de [Mue96].

Le rôle de l'énergie d'excitation a été étudié [Mil00], et il a été mis en évidence que la production des isotopes riches en neutrons augmente avec l'énergie d'excitation comme le modèle statistique de multifragmentation (SMM [Bon95]) le prédit.

Des expériences ont été conduites par la collaboration ALADiN pour étudier la multifragmentation du projectile conduisant à une meilleure compréhension de ce processus [Hub91, Kre92, Kun94, Rub95, Woe95, Zud95, Kun96, Moe96, Sch96b, Ser97, Fri97, Gro97, Ode99]. Il a été mis en évidence que l'équilibre est atteint au breakup dans ce type de réactions [Sch96b]. La signature de la transition de phase liquide-gaz a été obtenue sous la forme de la courbe calorique [Poc95].

Le travail de cette thèse a consisté en la proposition [Kez00], la préparation et l'analyse des données d'une nouvelle expérience ALADiN pour l'étude des effets isotopiques dans le processus de multifragmentation du projectile spectateur.

Pour explorer une large gamme en  $N/Z$ , des faisceaux secondaires radioactifs ont été utilisés pour cette expérience. Pour étudier les effets isotopiques, on a utilisé les projectiles  $^{124}\text{Sn}$  ( $N/Z=1.48$ ) et  $^{124}\text{La}$  ( $N/Z=1.18$ ), qui ont la même masse mais des rapports  $N/Z$  différents. La comparaison de ces deux systèmes va permettre de comprendre le rôle de l'espace des phases dans la décroissance du projectile spectateur. Elle va aussi permettre de vérifier si l'universalité de la multifragmentation du projectile spectateur est invariante en fonction de l'isospin.

En plus de ces deux systèmes, on a utilisé comme projectile  $^{107}\text{Sn}$  dont la comparaison avec  $^{124}\text{Sn}$  va permettre de mieux comprendre le rôle des neutrons dans le processus de la multifragmentation.

Outre l'isospin, la masse est un paramètre dont l'étude est très importante pour la

---

compréhension du processus de multifragmentation. Il a été suggéré ([Nat95] et [Cib00]) que la dépendance de la température en fonction de l'énergie d'excitation (la courbe calorique) est gouvernée par la température limite (température maximale à laquelle le noyau peut exister comme un système auto-lié dans les calculs Hartree-Fock [Bes89]). Plus le noyau est léger, plus elle est grande étant donné que l'énergie coulombienne est plus réduite pour ces derniers que pour les noyaux lourds. En revanche, SMM prévoit que la température est masse-invariante dans la région de coexistence liquide-gaz. Pour étudier cette dépendance expérimentalement on a utilisé un faisceau  $^{197}\text{Au}$  ( $N/Z=1.49$ ) dont la comparaison avec  $^{124}\text{Sn}$  ( $N/Z=1.48$ ) va nous permettre de savoir si la température du breakup est déterminée par l'énergie de liaison du système chaud excité ou par l'espace des phases accessible par multifragmentation. La même comparaison peut être faite en variant l'isospin.

La cinématique inverse offre la possibilité de ne pas avoir de seuil de détection des fragments lourds et du résidu, ce qui permet un accès unique à la dynamique de la réaction. Avec le nouveau dispositif ALADiN une détection de tous les produits de la réaction ayant un numéro atomique  $Z>1$  rentrant dans l'acceptance de l'aimant est possible (la détection des protons est aussi possible avec une acceptance réduite). Ce qui permet une détermination de l'impulsion de toutes les particules chargées y compris le résidu ou le fragment le plus lourd. On peut ainsi espérer un progrès significatif dans l'interprétation de l'énergie cinétique des fragments et dans la compréhension du mécanisme de multifragmentation.

Différentes cibles ont été utilisées afin de pouvoir atteindre de grandes énergies d'excitations (plus la cible est lourde, plus l'énergie d'excitation est grande), ce qui est valable aussi pour le moment transverse.

Le premier chapitre est consacré à une présentation des collisions d'ions lourds aux énergies relativistes et du processus de multifragmentation.

Le deuxième chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental ALADiN. Dans le troisième chapitre on présente l'étalonnage des différents détecteurs et la procédure d'identification et de reconstruction de trajectoire.

Dans la partie résultats, on propose dans un premier temps l'étude des propriétés globales de la multifragmentation du projectile spectateur pour pouvoir tester son universalité en fonction de l'isospin. Dans un deuxième temps, on présente une étude de l'effet pair-impair, déjà observé dans la fission nucléaire. La dernière partie résultats est consacrée à la détermination de la température d'un système et les difficultés à résoudre pour pouvoir le faire avec une grande précision.

La dernière partie de la thèse est consacrée à la discussion des résultats et des perspectives.





# Chapitre 1

## Propriétés de la matière nucléaire et la multifragmentation

### 1.1 Propriétés de la matière nucléaire

La matière nucléaire est caractérisée par sa haute densité et par la nature fermionique des nucléons dont l'interaction est gouvernée par l'interaction forte, l'interaction faible et la force électromagnétique. Malgré ses différences avec la matière macroscopique (moléculaire), elle peut être décrite par les mêmes grandeurs thermodynamiques comme la température, la densité et la pression.

L'étude de la matière nucléaire quand elle est soumise à différentes conditions de densité et de température va permettre de comprendre son comportement loin de son état d'équilibre et d'établir l'équation d'état qui va permettre de décrire l'évolution des systèmes nucléaires et de prédire les transitions de phases.

Outre l'équation d'état de la matière nucléaire, de telles études vont permettre de mieux cerner les mécanismes de formation de la matière au début de l'Univers, la structure des étoiles à neutrons et les mécanismes d'explosions de supernovae dont les conditions dynamiques sont prédites être similaires à celles obtenues dans la multifragmentation d'un noyau fini [Bay71, Bet90, Vio98].

#### 1.1.1 Diagramme des phases

Par analogie avec les quatre phases de la matière macroscopique, on peut décrire les mêmes phases pour la matière nucléaire, comme représenté dans le diagramme de phase de la Figure. 1.1.

- La phase liquide : correspond à la phase à basses température et densité, proche de celles du noyau dans son état fondamental.
- La phase solide (condensat) : correspond à la matière froide (basse température) et très dense sous forme de condensat. Elle est proche de la structure des étoiles à neutrons.
- La phase gazeuse : correspond à un gaz de hadrons à haute température.
- La phase plasma : son existence est prédite à une densité 5 à 10 fois supérieure à celle

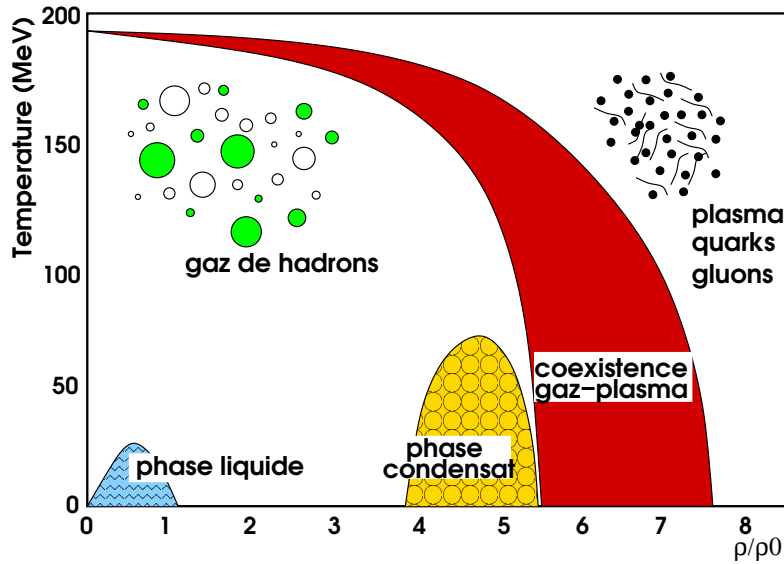


FIG. 1.1 – Diagramme de phase de la matière nucléaire. La figure montre la température en fonction de la densité normalisée par rapport à la densité normale (celle du noyau dans son état fondamental).

du noyau dans son état fondamental et à une température supérieure à 150 MeV. Elle correspond au déconfinement des quarks à l'intérieur des hadrons et des mésons et à la formation d'un plasma de quarks et de gluons.

L'exploration du diagramme de phase de la matière nucléaire fait l'objet de travaux de recherches très actifs qui se divisent en deux axes :

- L'étude de la transition de phase liquide-gaz aux énergies relativistes (entre 100 AMeV et 2 AGeV), et aux énergies intermédiaires (au-dessus de 50 AMeV).
- L'étude du déconfinement quarks-gluons plasma aux énergies ultra-relativistes (énergie RHIC ou LHC).

### 1.1.2 Equation d'état de la matière nucléaire

L'équation d'état est une relation entre trois variables thermodynamiques, elle permet d'établir le lien entre le caractère macroscopique d'un système et ses propriétés microscopiques.

L'équation d'état de la matière nucléaire la plus courante relie l'énergie  $E$  à la densité  $\rho$  et à la température  $T$ .

$$E(\rho, T) = E_C(\rho, T = 0) + E_{TH}(\rho, T) + E_0 \quad (1.1)$$

- $E_C(\rho, T = 0)$  est l'énergie de compression à température nulle ( $E_C(\rho_0) = 0$ ).
  - $E_{TH}(\rho, T)$  est l'énergie thermique ( $E_{TH}(\rho, T = 0) = 0$ ).
  - $E_0$  est l'énergie de liaison de la matière nucléaire infinie dans son état fondamental.
- La figure 1.2 montre le comportement de l'équation d'état pour la matière nucléaire

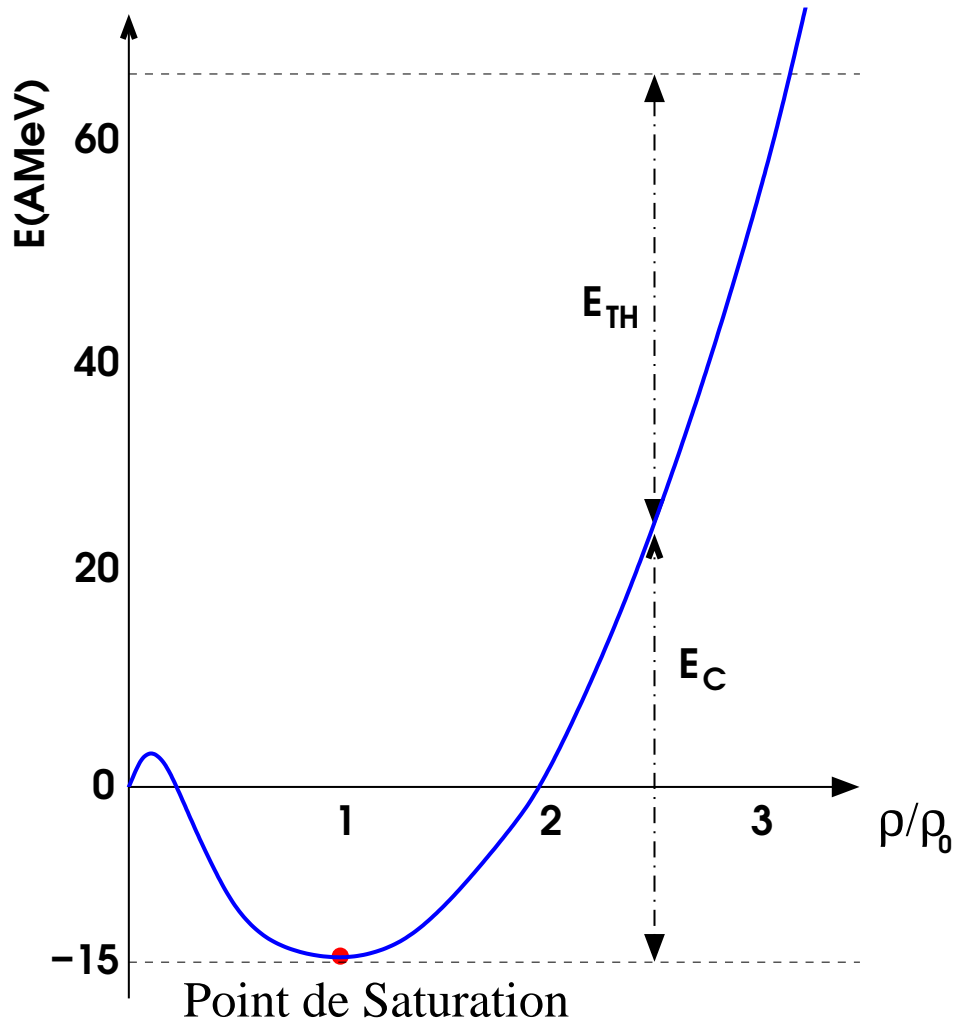


FIG. 1.2 – Comportement de l'équation d'état de la matière nucléaire. La figure montre l'énergie en fonction de la densité normalisée par rapport à la densité normale (celle du noyau dans son état fondamental).

symétrique. La ligne supérieure représente l'énergie du système excité qui se divise en deux composantes, une composante thermique et une autre dite de compression. L'équation d'état est définie pour un système infini alors que dans la réalité le système le plus lourd qu'on peut avoir dans les collisions d'ions lourds contient  $\sim 400$  nucléons dans les réactions Au+Au.

Le point de saturation représente la valeur limite vers laquelle tend la densité du fluide nucléaire qui compose le centre du noyau lourd dans son état fondamental. Le fait d'augmenter le nombre de nucléons ne modifie pas la densité de saturation. Pour des noyaux symétriques ( $N \simeq Z$ ),  $\rho_0 = (0.17 \pm 0.02)$  nucléons/fm<sup>3</sup>. La notion de point de saturation est liée à des modèles de type goutte liquide [Mye66] ce qui permet l'extrapolation de la matière nucléaire à un système nucléaire fini. Dans la formule de Bethe-Weizsäcker, différents paramètres contribuent à l'énergie de liaison du noyau (les termes de volume, surface, coulombien et d'asymétrie) alors que dans le cas de la matière nucléaire infinie seul le terme de volume contribue à l'énergie de liaison qui est estimée à -15 AMeV.

### 1.1.3 Incompressibilité

La connaissance des mécanismes de compression de la matière nucléaire revêt une grande importance dans l'établissement de l'équation d'état. Au voisinage du point de la saturation l'énergie de compression s'écrit sous la forme d'une fonction parabolique :

$$E_c(\rho) = \frac{K_\infty}{18} \frac{(\rho - \rho_0)^2}{\rho_0^2} \quad (1.2)$$

La courbure de la fonction est appelée module de compressibilité  $K_\infty$  :

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left[ \frac{d^2 E_c}{d\rho^2} \right]_{\rho=\rho_0} \quad (1.3)$$

Plus la matière nucléaire est compressible, plus  $K_\infty$  est petit. La détermination du module de compressibilité expérimental peut se faire par l'analyse des résonances monopolaires géantes [You76, Bla95] ou des résonances dipolaires géantes [Uch03] (la variation de densité est de faible amplitude) en utilisant la diffusion inélastique de particules  $\alpha$  sur des noyaux de différentes tailles ou d'ions lourds légers [Kho97], l'analyse des effets collectifs dans les collisions d'ions lourds et l'étude de l'explosion des supernovae [Swe94].

Ces différentes méthodes donnent des valeurs de  $K_\infty$  qui varient entre 200 et 400 MeV, cette différence est due au fait que la détermination de la valeur de  $K_\infty$  se fait loin du point de saturation alors qu'elle est définie à son voisinage. Pour les valeurs de  $K_\infty \sim 200$  MeV l'équation d'état est dite «soft», alors que pour les valeurs  $K_\infty \sim 400$  MeV elle est dite «hard».

### 1.1.4 Approches théoriques de l'équation d'état

La détermination de l'équation d'état passe par une bonne prise en compte des interactions élémentaires entre les différents constituants du système. On sait que l'interaction nucléon-nucléon est répulsive à courte portée (pour des distances nucléon-nucléon  $r \leq 0.5$ fm), et attractive à longue portée ( $r \geq 0.8$ fm).

Le potentiel d'interaction nucléon-nucléon peut être assimilé à un potentiel moléculaire

de type Lennard-Jones, ce qui signifie que l'équation d'état d'un système nucléaire infini est analogue à celle d'un gaz de Van der Waals.

A la différence d'un simple système fluide, la nature fermionique des nucléons qui obéit au principe d'occupation de Pauli rend difficile l'établissement d'un lien entre l'équation d'état et l'interaction nucléon-nucléon. De plus la non prise en compte des interactions à N corps et les effets du milieu fait que les propriétés du point de saturation, défini comme conséquence de l'équilibre entre la partie attractive et la partie répulsive du potentiel d'interaction nucléon-nucléon, ne sont pas très bien reproduites par les différentes approches théoriques (le point de saturation n'est pas obtenu sans l'utilisation de forces à trois corps [Zuo02]).

En ce qui concerne les interactions à N corps, la théorie de Brückner [Pre75] qui consiste à calculer l'interaction effective à partir de l'interaction libre nucléon-nucléon a été utilisée pour en tenir compte, mais elle n'arrive pas à reproduire les propriétés du point de saturation.

Une autre méthode basée sur la construction des forces phénoménologiques comme la force de Skyrme [Vau72] a été utilisée, cette méthode parvient à reproduire les propriétés du point de saturation en procédant à l'ajustement de certains paramètres.

## 1.2 Multifragmentation

Dans les collisions d'ions lourds relativistes il existe plusieurs processus de désexcitation du système en fonction de l'énergie d'excitation disponible.

La multifragmentation est l'un de ces processus et peut avoir lieu à partir d'une énergie d'excitation supérieure à 4 MeV par nucléon [Tro89, Dur98, Biz93]. L'étude de ce processus revêt une très grande importance dans la compréhension des mécanismes de réactions dans les collisions d'ions lourds. L'étude du comportement de la matière nucléaire loin de son état fondamental et à de faibles densités, peut confirmer l'existence de la transition de phase liquide-gaz, et donner des informations sur l'équation d'état de la matière nucléaire.

### 1.2.1 Caractéristiques de la multifragmentation

#### Différentes sources de multifragmentation

Dans les collisions d'ions lourds relativistes on observe la formation de trois différents types de sources de multifragmentation comme représenté dans la Figure. 1.3.

- Le projectile spectateur et la cible spectatrice qui représentent respectivement les parties du projectile et de la cible qui ne s'interpénètrent pas.
- La boule de feu (fire ball) qui représente les deux parties du projectile et de la cible qui s'interpénètrent pour former un seul système.

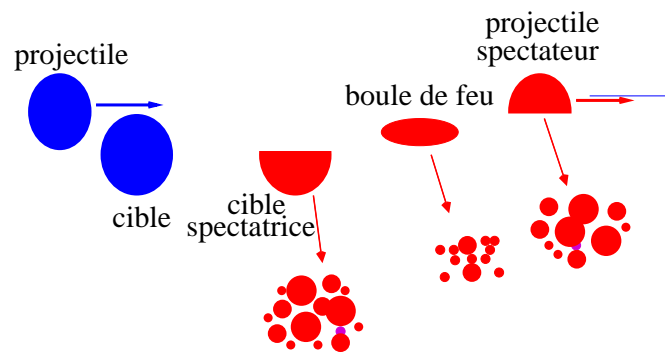


FIG. 1.3 – La collision du projectile et de la cible aux énergies relativistes provoque la formation de 3 sources excitées qui sont le projectile spectateur, la cible spectatrice et la boule de feu qui vont décroître en émettant des particules légères et des fragments.

## Mécanisme de la multifragmentation

Le mécanisme de la multifragmentation peut être décrit en trois étapes :

- 1) - La collision de la cible et du projectile provoque un échauffement et une compression (caractérisés par une augmentation de la température et de la densité) de chacune des trois sources décrites ci-dessus.
- 2) - Lorsque la compression de la source est maximale (15 fm/c après le début de la collision), celle-ci entame une phase d'expansion accompagnée d'émission de particules légères (neutrons, isotopes de l'hydrogène, isotopes de l'hélium et particules élémentaires (pions, kaons). Cette émission est appelée émission de pré-équilibre.
- 3) - Lorsque la densité atteint la densité de «freeze-out» qui est un concept utilisé par les modèles statistiques décrivant la densité à laquelle les fragments formés dans la source se séparent, le système se dissocie en particules légères, fragments de masses intermédiaires ( $3 \leq Z \leq 30$ ) et fragments lourds ( $Z > 30$ ).

Dans les réactions relativistes la compression est faible et la désexcitation primaire se fait par l'évaporation de quelques nucléons à une échelle de temps très courte rarifiant la matière spectatrice [Kob72, Che93].

### 1.2.2 Descriptions théoriques de la multifragmentation

Il existe plusieurs approches théoriques du processus de multifragmentation [Mor93, Poe96]. On va décrire dans cette partie les deux approches statistique et dynamique en s'appuyant sur le modèle statistique de la multifragmentation SMM qu'on utilise pour la comparaison avec les résultats expérimentaux dans ce travail de thèse.

## Approche statistique

Les modèles statistiques décrivant le processus de multifragmentation supposent que l'équilibre chimique et thermique sont atteints par la source avant l'émission des fragments dans les ensembles microcanonique, canonique ou grand canonique (illustrés sur la figure 1.4). Les différences entre les différentes approches statistiques concernent deux aspects :

1) Le processus du «break-up» : en ce qui concerne l'émission de fragments et sur la nature du processus (est-il est spontané ou lent durant lequel les fragments sont émis séquentiellement ?).

2) La manière dont chaque noyau individuel est inclus dans le modèle.

Le modèle statistique de la multifragmentation SMM [Bon85, Bon95] est utilisé dans

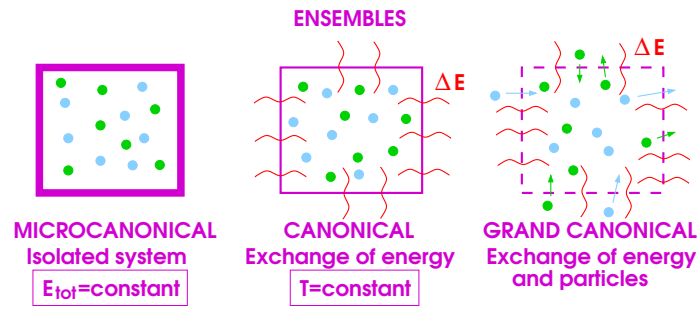


FIG. 1.4 – Les trois ensembles thermodynamiques, microcanonique, canonique et grand canonique (tirée de la réf [Tur02]).

différentes versions pour prédire la partition des fragments à la densité de «freeze-out», c'est une approche microcanonique qui utilise la prescription canonique des particules. Il suppose que les fragments sont distribués dans un certain volume (le volume de «freeze-out») selon la statistique de Boltzmann. La densité de «freeze-out» correspond à la phase de coexistence gaz-liquide dans le diagramme de phases. Le volume libre  $V_f$  qui détermine l'entropie de translation est donné par :

$$V_f = \chi \cdot V_0 \quad (1.4)$$

alors que le volume total de «freeze-out»  $V_{tot}$  est donné par :

$$V_{tot} = (1 + \chi) \cdot V_0 \quad (1.5)$$

$\chi$  est un facteur qui dépend de la multiplicité donné par :

$$\chi = \left( 1 + \frac{d_0 \cdot (M^{1/3} - 1)}{r_0 \cdot A_0^{1/3}} \right)^3 - 1 \quad (1.6)$$

$d_0$  et  $r_0$  sont des paramètres du modèle qui ont pour valeur respectivement 1.4 fm et 1.17 fm.



La structure interne des fragments est décrite par le modèle de la goutte liquide [Eva55], et la contribution de chaque fragment à l'énergie totale est donnée par :

$$F_{tot} = \sum_{(A,Z)} F(A, Z) = \sum_{(A,Z)} F_{therm}(A, Z) + F_{vol}(A, Z) + F_{surf}(A, Z) + F_{Coulomb}(A, Z) + F_{sym}(A, Z) \quad (1.7)$$

avec :

$F_{therm}$ ,  $F_{vol}$ ,  $F_{surf}$ ,  $F_{Coulomb}$ ,  $F_{sym}$  sont respectivement l'énergie thermique, de volume, de surface, coulombienne et de symétrie.

Pour un fragment de masse  $A$  et de charge  $Z$  ces contributions sont données par :

$$F_{therm}(A, Z) = -T \ln \left( \frac{g(A, Z) \cdot V_f}{\lambda^3} \right) + T \frac{\ln N(A, Z)}{N(A, Z)} \quad (1.8)$$

$$F_{vol}(A, Z) = (-W_0 - T^2/\epsilon_0) \cdot A \quad (1.9)$$

$$F_{surf}(A, Z) = \beta_0 \left( \frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4} \cdot A^{2/3} \quad (1.10)$$

$$F_{Coulomb}(A, Z) = \frac{3}{5} \cdot \frac{Z^2 e^2}{r_0 A^{1/3}} \left( 1 - \frac{1}{(1 + \chi)^{-1/3}} \right) \quad (1.11)$$

$$F_{sym}(A, Z) = \nu \frac{(A - 2Z)^2}{A} \quad (1.12)$$

où :

$g(A, Z)$  est le facteur de dégénérescence.

$T_c$  est la température critique.

$\lambda$  est la longueur d'onde thermique.

$N(A, Z)$  est le nombre de fragments de masse  $A$  et de charge  $Z$  dans la partition.

$W_0$  est l'énergie de liaison par nucléon de la matière nucléaire à la densité de saturation.

$\epsilon_0$  est le paramètre de densité de niveaux inverse donné par le modèle du gaz de Fermi ( $\epsilon_0 = 16$  MeV).

$\beta_0$  est l'énergie de surface d'un nucléon dans son état fondamental ( $\beta_0 = 18$  MeV).

$\nu$  est l'énergie de symétrie correspondant à la formule de masse de Bethe-Weizsäcker ( $\nu = 25$  MeV).

Dans cette approche la température  $T$  est calculée en utilisant le principe de la conservation de l'énergie totale donnée par :

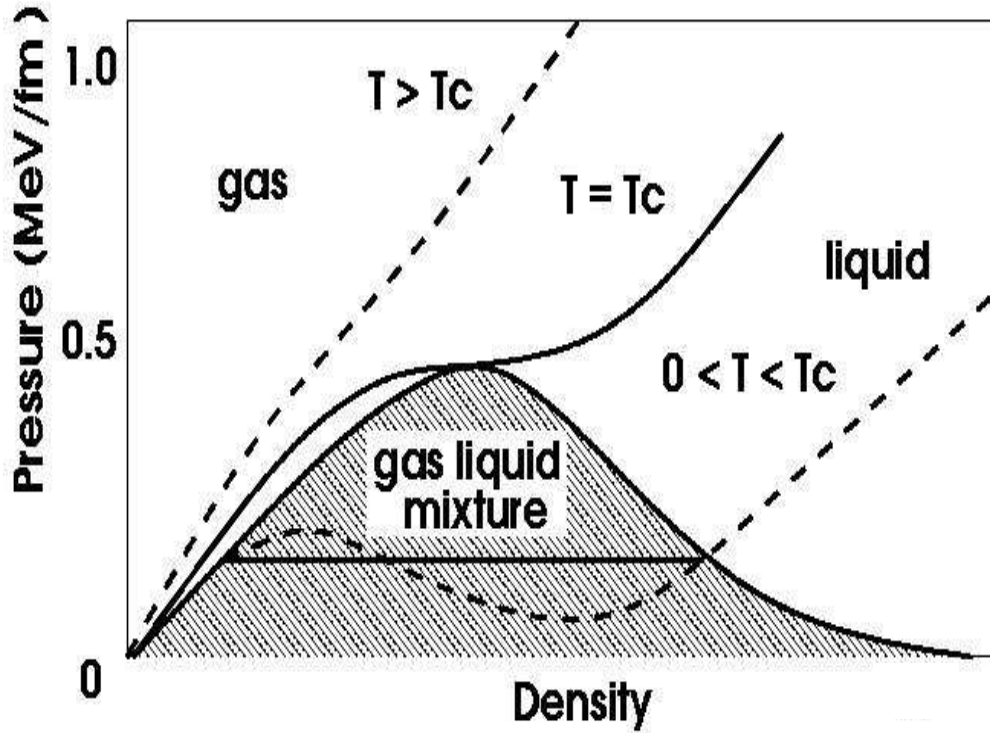


FIG. 1.5 – Comportement de l'équation d'état de la matière nucléaire  $P(\rho, T)$  dans la région de la transition de phase liquide-gaz. La zone hachurée et celle de la coexistence des deux phases [Cur83].

$$E_{tot} = E_0 + E_{g.s} = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{r_0 A^{1/3}} + \sum_{\text{all fragments}} N(A, Z) \left( F(A, Z) - T \frac{\partial F(A, Z)}{\partial T} \right) \quad (1.13)$$

où :

$E_{g.s}$  est l'énergie du noyau initial (la source) de masse  $A_s$  et charge  $Z_s$  dans son état fondamental.

La distribution de probabilité pour une partition de fragments (p.f) est donnée par :

$$P(p.f) = \frac{\exp(-F_{p.f}/T)}{\sum_{\text{all p.f}} \exp(-F_{p.f}/T)} \quad (1.14)$$

avec :

$F_{f.p.}$  est l'énergie totale pour une partition de fragments donnée.

Dans le modèle statistique de la multifragmentation SMM, la masse et la charge sont conservées pour chaque partition, et les fragments produits (fragments chauds) sont excités et décroissent par ce qu'on appelle la décroissance secondaire ou séquentielle. La voie de désexcitation dépend de la masse du fragment chaud, les fragments jusqu'à l'oxygène vont décroître en plusieurs nucléons et des fragments légers, alors que les fragments lourds vont décroître par l'évaporation de particules légères [Bot87]. La suggestion de Weisskopf et Ewing [Wei40] dans sa forme généralisée permet l'émission de fragments lourds en utilisant le niveau de densité dans le modèle de gaz de Fermi :

$$\rho(E^*) \propto \exp(2\sqrt{aA.E^*}) \quad (1.15)$$

Pour les états nucléaires très liés le paramètre de densité de niveaux  $a \simeq 0.12 \text{MeV}^{-1}$ .

Dans l'approche statistique SMM, la transition entre la phase où l'évaporation de particules légères de la source est dominante et la phase où la multifragmentation devient prépondérante est estimée à une température de  $6 \text{MeV}$  [Bot87].

### Modèles dynamiques

L'approche dynamique de la multifragmentation a été conçue dans l'objectif de décrire la dynamique de la collision, elle décrit son évolution dans le temps. Dans le modèle dynamique moléculaire (molecular dynamics) l'évolution de la densité de l'espace des phases à  $N$  corps,  $f^N$  est donnée par l'équation de Liouville :

$$\frac{df^N}{dt} = \{f^N, H^N\} + \frac{\partial f^N}{\partial t} = 0 \quad (1.16)$$

où :

$f^N(x_1, p_1, x_2, p_2, \dots, x_N, p_N)$  contient les conditions initiales de l'hamiltonien à  $N$  corps  $H^N$ .

Pour des conditions initiales données décrivant le système à un temps  $t_0$  on a :

$$r_i = r_i(t = t_0) \text{ and } p_i = p_i(t = t_0) \quad i = 1, \dots, N. \quad (1.17)$$

où :

$r_i$  et  $p_i$  sont respectivement la position et le moment de la particule  $i$ .

La propagation des nucléons dans le système est décrite par l'équation de mouvement de Hamilton :

$$\dot{r}_i = \frac{\partial H^N}{\partial p_i} \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H^N}{\partial r_i} \quad i = 1, \dots, N. \quad (1.18)$$

Pour pouvoir appliquer ce formalisme aux collision d'ions lourds, le modèle de la dynamique moléculaire a été étendu au modèle de dynamique moléculaire quantique QMD

(Quantum Molecular Dynamics) [Aic88, Aic91, Pei89, Pei92] qui inclut les traits quantiques les plus importants comme le mouvement de Fermi, le «hard scattering» et le «Pauli blocking» de l'état final de la collision. L'idée de base de QMD est de propager les nucléons dans l'espace des impulsions.

$$f_i(x, p, t) = \frac{1}{(\pi\hbar^3)} \exp\left\{ -\frac{(x - r_i(t))^2}{2L^2} - \frac{2L^2}{\hbar^2}(p - p_i(t))^2 \right\} \quad (1.19)$$

où :

$x, r_i(t)$  est la position dans l'espace normal.

$p, p_i(t)$  est la position dans l'espace des impulsions.

$L$  est la largeur théorique du paquet d'ondes qui est un paramètre qui n'est relié à aucune observable et qui est déterminée de manière à ne pas influencer les résultats du modèle [Gro90].

Le modèle QMD traite les interactions à deux et trois corps entre les nucléons. Les nucléons évoluent dans un potentiel d'interaction composé du terme de Coulomb, du terme de Yukawa, du terme local (paramétrisé de Skyrme à deux et trois forces [Sky59] avec une dépendance en densité qui permet un lien direct avec l'équation d'état) et un terme additionnel qui tient compte de la dépendance en impulsion de l'interaction.

La réaction dans le modèle QMD est un ensemble de collisions binaires entre les nucléons obéissant au principe de Pauli dans leur état final. Les fragments sont formés à la fin de la réaction en respectant le critère de coalescence dans l'espace des positions. Ce critère consiste à lier des nucléons si les centres de leurs paquets d'ondes respectifs sont distants de moins de  $3 fm$ . Les calculs sont effectués événement par événement ce qui permet de tenir compte des conditions expérimentales pour pouvoir faire des comparaisons avec les données.

D'autres approches dynamiques de la multifragmentation ont été développées à partir du modèle QMD :

-IQMD [Har89] : distingue les protons des neutrons et traite la production, et l'absorption des pions à travers les résonances  $\Delta$ .

-BQMD [Boh91] : est dédié à la description de la multifragmentation.

-QMD+SMM [Pei92] : traite la désexcitation des fragments en association avec SMM.

-PQMD [Kon95] : utilise un potentiel de Pauli auto-consistant.

-GQMD [Jae92] : utilise la théorie de Brückner pour le calcul du potentiel d'interaction nucléon-nucléon.

-RQMD [Sor89] : décrit la dynamique de la réaction dans un formalisme relativiste.

Dans ce travail de thèse on compare les résultats expérimentaux avec le modèle statistique de la multifragmentation, mais d'autres comparaisons avec les modèles dynamiques seront à faire dans le futur pour tester la validité de ses différentes approches théoriques.

# Chapitre 2

## Dispositif ALADiN et procédures expérimentales

La campagne d'expériences S254 de la collaboration ALADiN a eu lieu auprès de l'accélérateur du GSI à Darmstadt durant l'année 2003 suivant deux périodes distinctes. La première période a consisté en l'utilisation du faisceau  $^{197}\text{Au}$ , alors que la deuxième concernait d'une part l'utilisation des faisceaux  $^{124}\text{Sn}$  et, d'autre part, des faisceaux radioactifs de  $^{124}\text{La}$  et  $^{107}\text{Sn}$ .

Dans la première partie de ce chapitre, après une brève description de l'accélérateur du GSI et du séparateur de fragments FRS [Gei92, Gei97] (FRagment Separator) utilisé pour les faisceaux radioactifs, nous décrivons les différentes composantes du dispositif expérimental ALADiN.

Dans la deuxième partie nous décrivons la procédure expérimentale.

### 2.1 Dispositif expérimental ALADiN

Le dispositif expérimental ALADiN, qui est illustré sur la Figure 2.1, est constitué de :

la partie en amont de la cible dédiée à diagnostiquer la position et la focalisation du faisceau, la chambre à cibles, l'aimant ALADiN et la partie détecteurs des produits de réaction qui est constituée de l'hodoscope de Catane [Imm96], de la chambre d'ionisation MUSIC4 [Sfi03], du mur de temps de vol et du détecteur de neutrons LAND [Bla92]. Le dispositif est similaire à celui utilisé dans la précédente campagne d'expériences ALADiN avec l'addition d'une partie pour l'identification des faisceaux radioactifs dans la partie avant, et l'amélioration de la chambre d'ionisation MUSIC4.

#### 2.1.1 Accélérateur du laboratoire GSI

L'accélérateur du laboratoire GSI qui est montré sur la Figure 2.2 est composé de 3 parties :

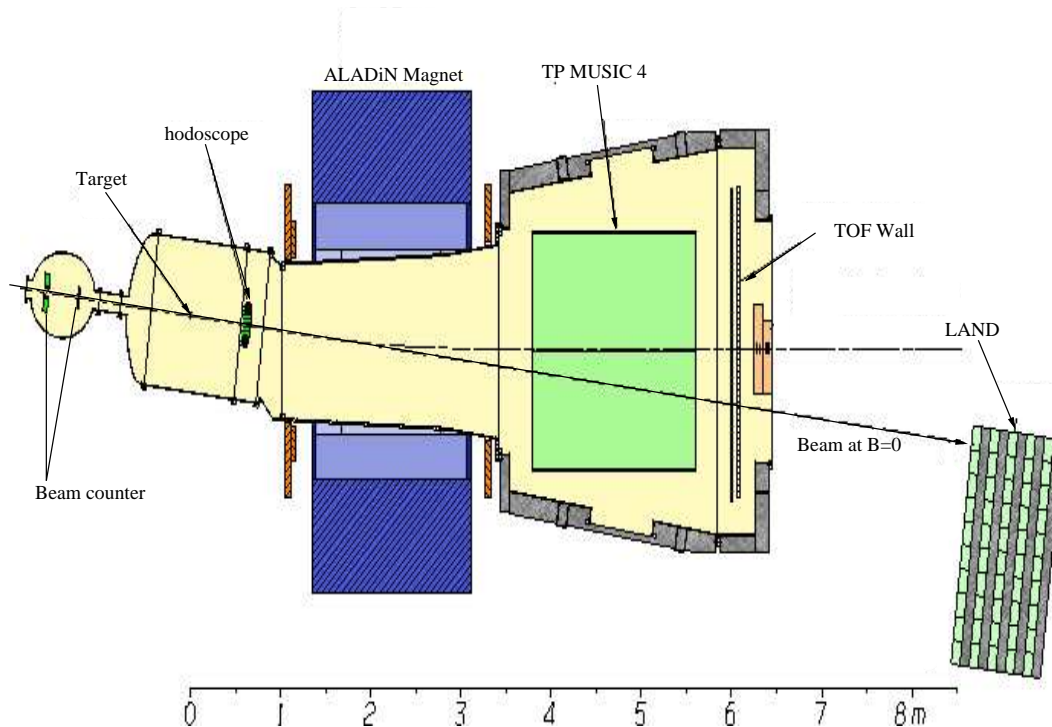


FIG. 2.1 – Le faisceau entre de la gauche où il passe dans les détecteurs de diagnostic du faisceau qui sont placés devant la cible. Les fragments résultant de la multifragmentation du projectile spectateur sont identifiés après leur déflexion dans l'aimant ALADiN grâce à la chambre d'ionisation MUSIC4, et le mur de temps de vol, alors que les neutrons émis à 0 degré sont détectés par le détecteur de neutrons LAND [Bla92]. Les fragments sortant de l'acceptance de l'aimant sont identifiés par l'hodoscope de Catane.

- 1) L'accélérateur linéaire UNILAC (UNIversal Linear ACcelerator).
- 2) Le synchrotron d'ions lourds SIS (SchwerIonenSynchrotron).
- 3) L'anneau de stockage ESR (Experimental Storage Ring), qui n'est pas utilisé lors de cette campagne d'expériences.

Les ions sont extraits d'une des 2 sources disponibles au GSI avec une différence de potentiel pouvant aller jusqu'à 320 kV, pour être injectés dans l'UNILAC qui est constitué de trois structures :

- La première structure consiste en un injecteur de courant à haute intensité ayant une acceptance en rapport *masse/charge* pouvant aller jusqu'à 65 pour des intensités de faisceau de  $0.25\text{mA}$ . Cette structure est composée d'un RFQ (Radio-Frequency-Quadrupole) de  $36\text{MHz}$  et de deux tubes de dérive. Chacune des trois cavités est alimentée par un étage amplificateur de  $2\text{MW}$ . Les ions sont accélérés dans cette structure jusqu'à  $1.4\text{AMeV}$ .
- La structure Alvarez qui est constituée de 4 séries de 150 électrodes (tubes cylindriques

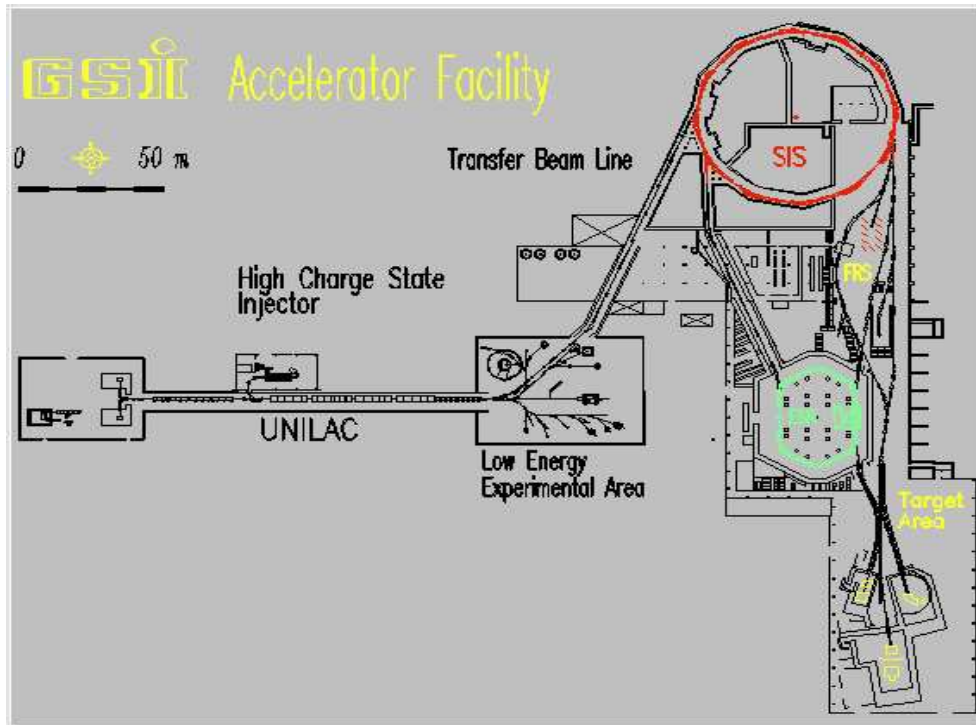


FIG. 2.2 – Le faisceau est injecté de la source dans l'accélérateur linéaire UNILAC où il est accéléré une première fois avant d'être livré dans la zone expérimentale de la branche basses énergies ou injecté dans le synchrotron SIS pour être accéléré une deuxième fois à des énergies relativistes avant d'être conduit vers les zones expérimentales de la branche hautes énergies.

placés dans la direction longitudinale) connectés à un générateur de radio-fréquences opérant à 108 MHz permettant d'accélérer le faisceau jusqu'à 11.6 A MeV.

- La troisième structure est constituée de 15 résonateurs pouvant accélérer le faisceau à des énergies allant de 2 à 18 A MeV, cette structure sert à délivrer des faisceaux de basses énergies.

- Pour les faisceaux secondaires nous avons utilisé un faisceau primaire de  $^{142}\text{Nd}$  ( $Z = 60$ ) délivré par la source MEVVA. Avant d'être accéléré à des énergies relativistes, le faisceau est injecté après la structure Alvarez dans le synchrotron des ions lourds (SIS), qui est constitué d'un anneau d'une circonférence de 216 m. L'accélération se fait en deux points diamétralement opposés de l'anneau grâce à une structure d'accélération par radio-fréquences. Le faisceau est centré et focalisé respectivement grâce à 24 aimants et 36 lentilles magnétiques. La rigidité du synchrotron SIS est de 18 Tm correspondant à une énergie cinétique de 2 A GeV pour des ions  $N \simeq Z$ .

L'accélérateur du laboratoire GSI est doté de deux systèmes de «stripping» pour dépouiller les ions de leurs électrons. Dans le cas d'un faisceau de  $^{197}\text{Au}$  on utilise l'



ion  $\text{Au}^{25+}$  pour la structure Alvarez et  $\text{Au}^{65+}$  pour SIS.

Pour le faisceau de  $^{142}\text{Nd}$ , l'énergie du faisceau a été limitée par l'état de charge et les  $18Tm$  du SIS.

### 2.1.2 Séparateur de fragments FRS

La production des faisceaux radioactifs se fait grâce au séparateur de fragments FRS (figure 2.3 [Gei97]) installé auprès de l'accélérateur du laboratoire GSI.

La production de faisceaux radioactifs se fait soit par fragmentation soit par fission du

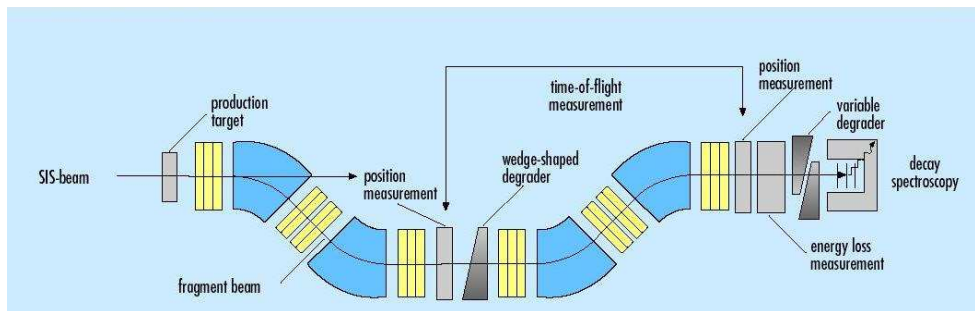


FIG. 2.3 – Le faisceau livré par le synchrotron SIS entre de la gauche où la cible de production est placée. Les faisceaux radioactifs produits par fragmentation ou par fission du projectile sont séparés dans des étages constitués de dipôles et quadripôles magnétiques pour être utilisés soit à la sortie du FRS, soit conduits vers les autres zones expérimentales.

projectile. Le choix de l'un ou de l'autre de ces modes de production se fait en fonction du faisceau radioactif que l'on veut utiliser. La fragmentation permet d'explorer la région des noyaux riches en protons, alors que par fission on a accès à la région des noyaux riches en neutrons [Ber97].

La séparation et la focalisation des différents produits de fragmentation ou de fission du projectile qui sont émis à la même vitesse que ce dernier se fait dans les quatre différents éléments du FRS. Chaque élément est constitué d'un dipôle magnétique qui sert à séparer les différentes espèces d'ions en fonction de leur rapport  $A/Z$  et d'un groupe de quadripôles magnétiques qui servent à la focalisation. L'ajustement du champ dans les différents étages du FRS se fait de manière à ce que les ions ayant le rapport  $A/Z$  sélectionné se retrouvent focalisés sur un petit espace à la sortie des quatre éléments du FRS.

Une telle sélection ne permet pas de disposer de faisceaux radioactifs purs, étant donné le mélange de noyaux ayant le même rapport  $A/Z$ . Pour pouvoir sélectionner des noyaux avec un  $Z$  donné, on utilise un dégradeur qui se compose d'une série de feuilles d'aluminium taillées suivant différentes formes. Ceci permet d'obtenir un faisceau isotopiquement pur à la sortie du FRS. La pureté et l'intensité du faisceau sont deux propriétés adversaires vu que pour avoir un faisceau pur on doit augmenter l'épaisseur des dégradeurs ce qui implique une diminution de l'intensité. Dans notre cas, nous n'avons

pas utilisé de dégradeur additionnel pour privilégier l'intensité.

Une mesure de la position, du temps de vol et de la perte d'énergie peut se faire dans la deuxième partie du FRS permettant ainsi de vérifier la masse et la charge du noyau sélectionné.

Dans notre cas pour privilégier l'intensité du faisceau on a choisi l'utilisation de faisceaux radioactifs riches en protons et donc la fragmentation comme mode de production qui a l'avantage de nous donner des fragments avec une distribution gaussienne en impulsion (hautes intensités) alors que dans le cas de la fission (utilisée pour la production des noyaux riches en neutrons) la distribution en impulsion est très large (basses intensités).

### 2.1.3 Partie détecteurs auxiliaires et diagnostic du faisceau

La géométrie de la partie avant (cible et chambre à cibles) est montrée sur la Figure 2.4. Cette partie est constituée de plusieurs détecteurs permettant de vérifier l'alignement et la focalisation du faisceau surtout concernant les ions radioactifs, certains de ces détecteurs servent comme déclencheur. La description détaillée des différents détecteurs ainsi que leurs rôles respectifs sont donnés dans ce qui suit.

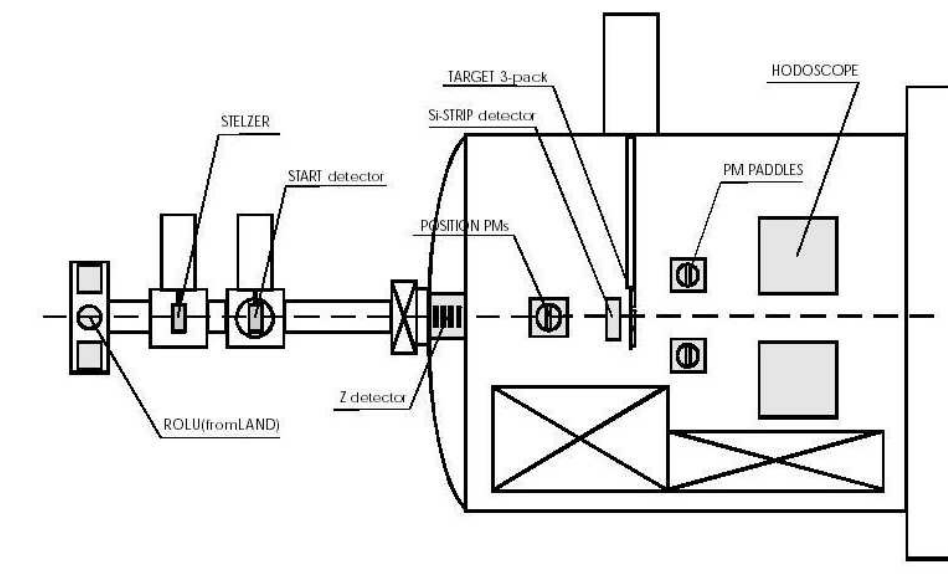


FIG. 2.4 – La partie avant la chambre à cibles est constituée de détecteurs servant à diagnostiquer le faisceau. A l'entrée, 4 détecteurs silicium sont placés avant le détecteur de position pour identifier la composition isotopique des faisceaux radioactifs, alors que le support de cible peut contenir 3 cibles différentes qu'on peut changer grâce à un système de contrôle externe. Après la cible, on a placé des palettes de scintillateurs plastiques et l'hodoscope de Catane.

### Détecteur ROLU (Rechts-Oben-Links-Unten)

Le détecteur ROLU consiste en 4 scintillateurs plastiques mobiles (cf. Figure 2.5) dont deux sont placés horizontalement (gauche et droite) et les deux autres verticalement (haut et bas) de telle manière qu'ils délimitent une fenêtre permettant le passage du faisceau. Un tel détecteur permet de vérifier l'alignement et la focalisation du faisceau en ajustant les paramètres du faisceau jusqu'à ce que, pour une petite fenêtre de passage, on ne compte aucun ou très peu de coups dans les scintillateurs plastiques dont les signaux sont amplifiés par des photomultiplicateurs opérant à une tension de  $-800\text{V}$ .

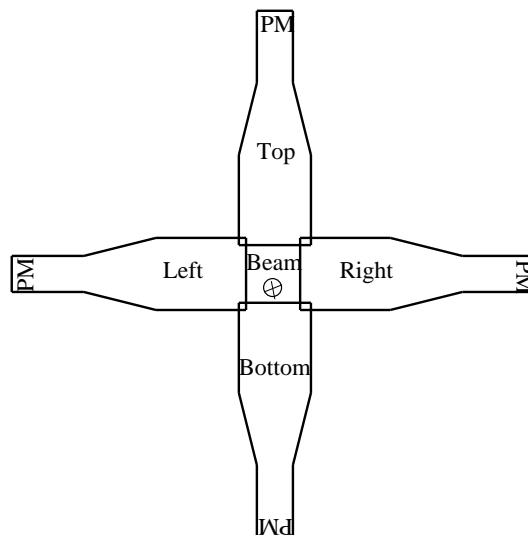


FIG. 2.5 – Les 4 scintillateurs plastiques du détecteur ROLU sont placés de manière à ce que l'on puisse varier la taille de la fenêtre dont l'ouverture maximale est de  $36 \times 36\text{mm}^2$  pour pouvoir vérifier l'alignement et la focalisation du faisceau.

### Détecteur de position du faisceau STELZER

Le détecteur de position du faisceau STELZER consiste en une chambre proportionnelle multifils MWPC (MultiWire Proportional Chamber) à deux éléments d'amplification [Ste91] comme l'illustre la Figure 2.6.

Une particule ionisante pénétrant dans la partie active de la chambre produit dans le gaz des électrons primaires qui sont multipliés dans le champ électrique grâce à la différence de potentiel entre les deux électrodes de la première zone d'amplification (appelée preamplification gap). Le gain dans cet élément est de  $10^2$ . Après ce premier élément d'amplification, l'avalanche d'électrons pénètre dans la deuxième zone d'amplification entre T et le premier plan cathode pour atteindre le plan anode où une deuxième amplification a lieu avec un facteur  $10^3$ . A cause de la diffusion des électrons, l'avalanche devient large et le signal est collecté sur 2 fils voisins comme le montre la Figure 2.6. La position

mesurée est celle du point d'impact de la particule ionisante dans le premier plan G, et elle est indépendante de l'angle d'incidence de la particule.

Durant la campagne d'expériences S254, l'amplification à l'anode était suffisante. les hautes tensions appliquées sont :

- $U_a = +3.5$  kV,
- $U_T = U_G = 0$  kV,

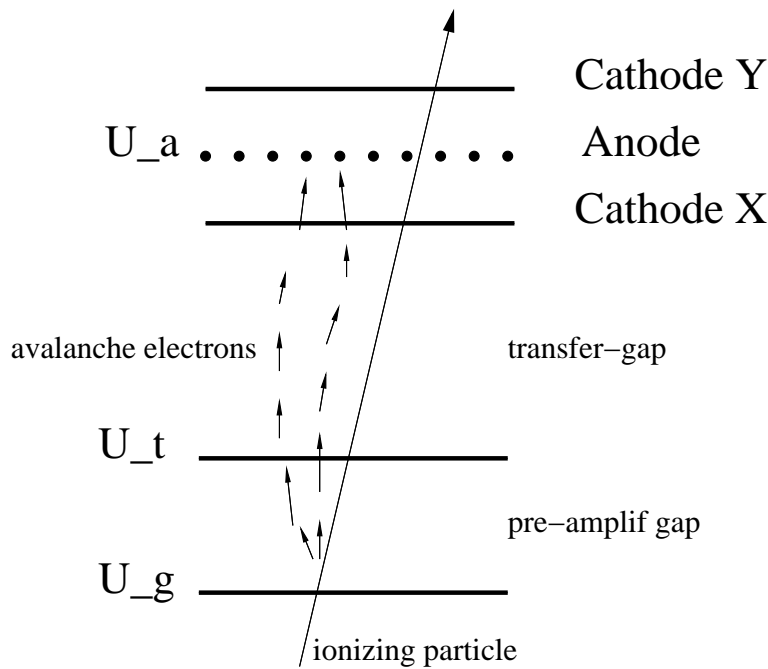


FIG. 2.6 – Le premier élément d'amplification est compris entre 2 électrodes distantes l'une de l'autre de 6 mm, les 2 plans cathodes X et Y (orthogonaux l'un à l'autre) sont composés de fils de tungstène dorés de  $50 \mu\text{m}$  distants de 2 mm. Le plan anode (placé dans la direction diagonale) est composé de fils de tungstène dorés de  $20 \mu\text{m}$  distants d'un millimètre, alors que la distance anode-cathode est de 5 mm.

### Détecteur start et l'identificateur de charge

Le détecteur start consiste en un scintillateur plastique avec deux photomultiplicateurs (un de chaque côté), il permet de déclencher l'acquisition et d'avoir le temps de vol absolu des fragments.

L'identificateur de charge consiste en 4 détecteurs silicium placés l'un derrière l'autre servant à déterminer la charge du faisceau pour les faisceaux radioactifs pour lesquels on a généralement une pollution de noyaux de charges voisines de celles du faisceau sélectionné. Les détecteurs silicium ont été utilisés hors ligne (pour vérifier la composition isotopique du faisceau radioactif) parce que leurs épaisseurs causent une grande perte en énergie du

faisceau.

### Détecteur position

La reconstruction des trajectoires nécessite une connaissance avec une grande certitude du point d'interaction dans la cible. Pour la détermination de ce point on a utilisé un détecteur position qui est illustré sur la figure 2.7 composé d'un scintillateur de  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  et de  $50 \mu\text{m}$  d'épaisseur, la lumière déposée par le passage d'une particule chargée est amplifiée dans quatre photomultiplicateurs gauche et droite permettant d'avoir la position horizontale, et bas et haut permettant d'avoir la position verticale. La position est obtenue avec une résolution de  $\pm 1 \text{ mm}$  [Ott03].

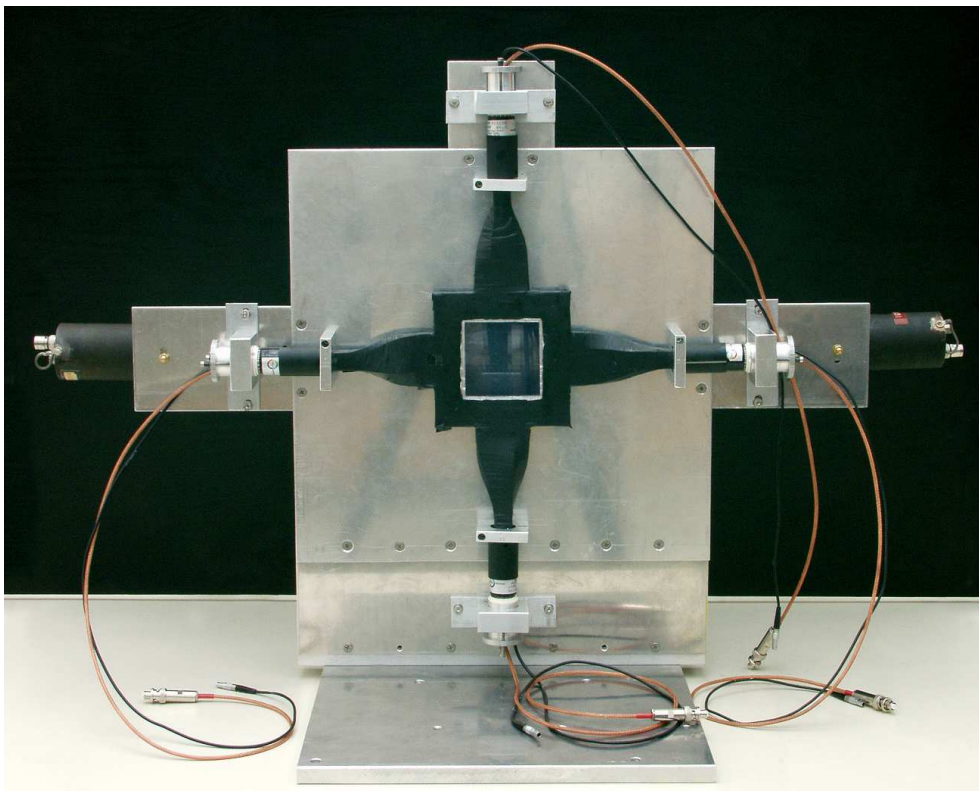


FIG. 2.7 – Le détecteur position est composé d'un scintillateur de  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  et de  $50 \mu\text{m}$  d'épaisseur, et de quatre photomultiplicateurs gauche et droite permettant d'avoir la position horizontale, et haut et bas permettant d'avoir la position verticale.

### Hodoscope de Catane

L'hodoscope de Catane [Kun90, Pin90] qui est illustré sur la Figure 2.8 consiste en 96 éléments SiCsI de  $3 \times 3 \times 6 \text{ cm}^3$ , placés de telle façon à avoir une fenêtre dont le centre est la direction incidente du faisceau avec une ouverture horizontale de 20 cm et verticale

de 10 cm.

L'hodoscope de Catane a été utilisé comme déclencheur de multiplicité pour le faisceau  $^{197}\text{Au}$ .

Dans la campagne avec le faisceau  $^{197}\text{Au}$ , on a utilisé comme déclencheur l'hodoscope de Catane en coïncidence avec trois palettes de scintillateurs plastiques, alors que dans la campagne  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  nous n'avons utilisé que les palettes de scintillateurs plastiques pour avoir un déclencheur plus efficace.

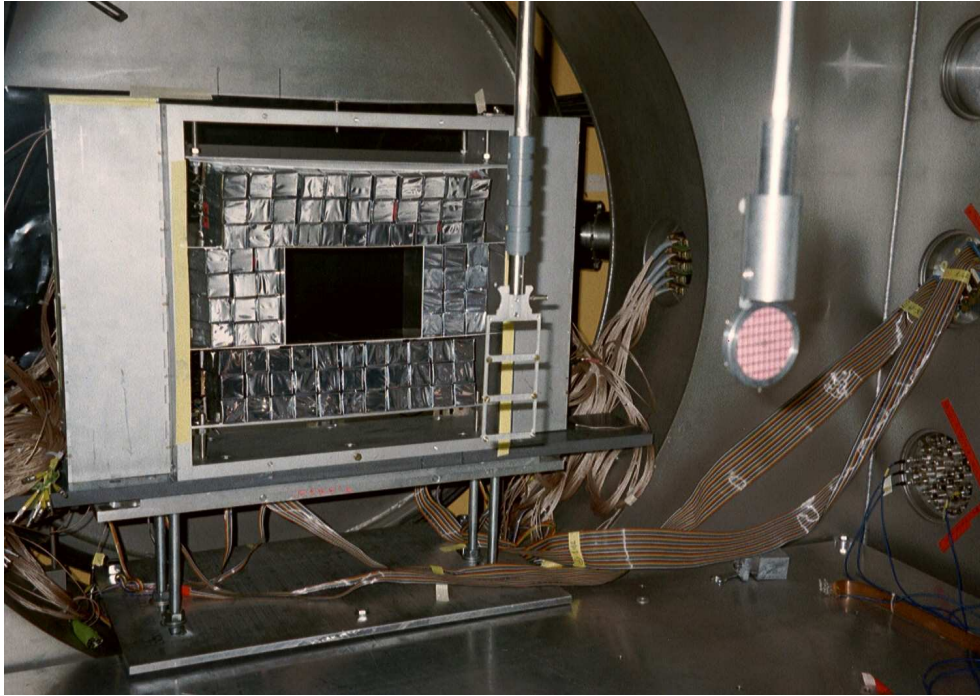


FIG. 2.8 – L'hodoscope de Catane dans la configuration utilisée pendant la campagne d'expériences S254. Il consiste en 96 éléments SiCsI de 3 cm de largeur, 3 cm de hauteur et 6 cm de longueur.

#### 2.1.4 Aimant ALADiN

Le spectromètre ALADiN (A Large Acceptance Dipole magNet) est, comme son nom l'indique un dipôle magnétique ayant une grande acceptance. L'angle solide vu de la position de la cible est de  $\pm 10^\circ$  horizontalement et  $\pm 5^\circ$  verticalement. L'aimant ALADiN peut fonctionner avec un pouvoir de déflexion maximum de 2.3 Tm correspondant à un courant maximum de 2500 A.

L'aimant ALADiN permet de séparer les différents fragments en fonction de leurs impulsions.

### 2.1.5 Chambre d'ionisation MUSIC4

La chambre d'ionisation MUSIC4 (MUltiple Sampling Ionisation Chamber) [Sfi03] montrée sur la Figure 2.9 permet d'identifier les fragments ayant une charge entre 2 et  $Z_{proj}$ . L'identification des isotopes de l'hydrogène est également possible lors de l'utilisation d'un faisceau d'ions lourds comme l'or. Elle permet aussi de déterminer la position en  $x$  et en  $y$  des différents fragments.

La chambre d'ionisation est remplie de gaz (90 % d'Argon, 10 % Méthane), le plan cathode sépare la chambre en 2 régions similaires, avec 4 compteurs proportionnels et 3 plans anode de chaque côté. Chaque plan anode se compose de 8 anodes.

L'association des plans anode aux compteurs proportionnels permet d'obtenir une information complète sur les différents fragments puisque la charge des fragments légers ainsi que leur position dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau sont déterminées par les compteurs proportionnels, alors que la charge des fragments lourds et leur position sont déterminées par les plans anode.

#### Compteurs proportionnels

Le principe des compteurs proportionnels est basé sur l'utilisation de la division de charge et de la technique des pads. Ils permettent de déterminer la charge et la position des fragments.

La zone active d'un compteur proportionnel est de  $96 \times 8 \text{ cm}^2$ , et elle est divisée en 3 sections (haut, milieu et bas). Les sections haute et basse ont une longueur de 36 cm alors que la section milieu mesure seulement 24 cm car qu'elle doit supporter un taux de comptage plus élevé que les deux autres sections.

Chaque section a 2 plans de cathode ; le premier consiste en des fils de  $74 \mu\text{m}$  de diamètre distants de 2 mm, alors que le deuxième plan consiste en des pads (30 dans les sections haute et basse et 20 dans la section du milieu) de 12 mm de largeur utilisés pour la reconstruction de traces.

Le plan anode consiste en des fils de  $20 \mu\text{m}$  de diamètre distants de 4 mm, connectés par des résistances de  $30 \Omega$ . On utilise sept préamplificateurs par section d'un compteur proportionnel pour l'extraction des signaux, 2 pour les anodes (un à chaque bout) et 5 pour les pads qui sont groupés par 5. Le choix de grouper les pads par 5 et non d'utiliser un préamplificateur par pad est lié au fait de vouloir réduire le nombre des canaux électroniques. Pour ne pas affecter la mesure de la position, on associe l'information donnée par les fils anode en utilisant la technique de la division de la charge (mesure grossière) à celle donnée par les pads (mesure fine).



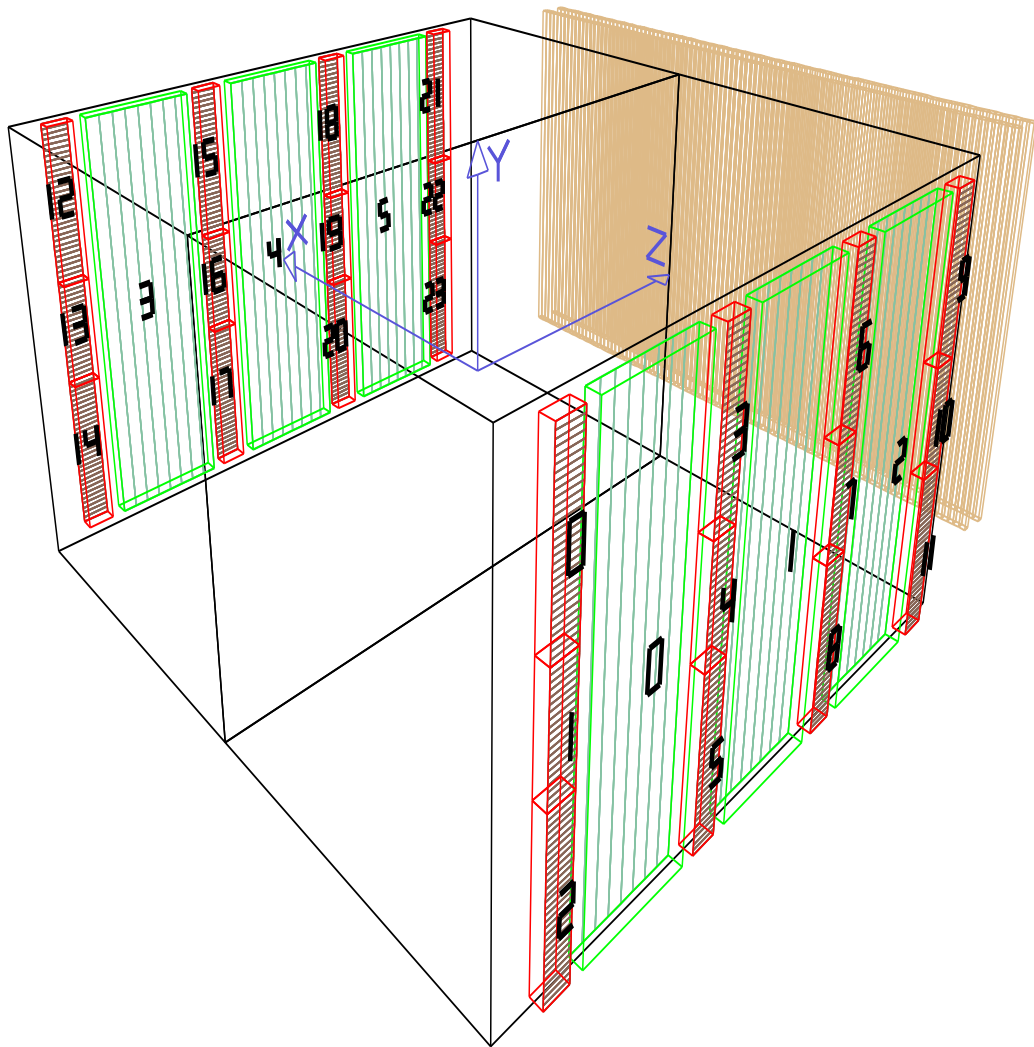


FIG. 2.9 – La cathode est placée au milieu de la chambre parallèlement à la direction du faisceau. 4 compteurs proportionnels de trois sections (numérotés de 0 à 23) sont placés de chaque côté de la chambre, alors que les plans anode de la chambre d'ionisation (numérotés de 0 à 5) sont placés entre 2 compteurs proportionnels, avec 8 sections anode par plan.



## L'électronique de lecture

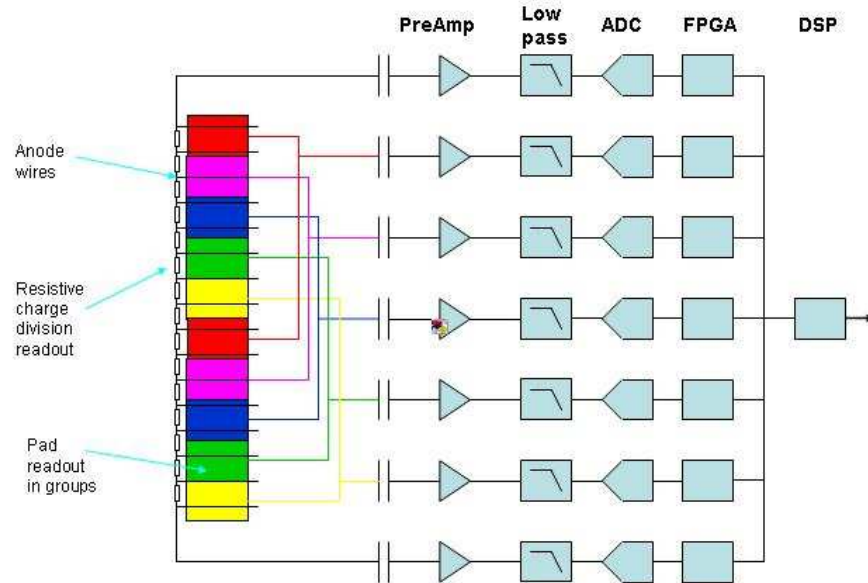


FIG. 2.10 – Les signaux provenant des fils anode et des pads des compteurs proportionnels de la MUSIC4 sont amplifiés par des préamplificateurs sensibles à la charge avant d'être numérisés par des Flash ADC 14-bits et stockés et traités dans un système contenant des FPGA (Field Programmable Gate Array) et des DSP (Digital Signal Processor).

Afin de pouvoir exploiter au maximum les performances de la nouvelle chambre d'ionisation MUSIC4, on a utilisé une électronique différente de celle utilisée pour les précédentes expériences de la collaboration ALADiN.

La lecture des signaux provenant des fils anode, des pads des compteurs proportionnels et des plans anode de la chambre d'ionisation est fait comme l'illustre la figure 2.10 par des préamplificateurs sensibles à la charge (charge sensitive) ayant comme gain respectivement 33, 10 et 1  $pF$ , pour couvrir les gammes en charges des fragments que l'on veut identifier par chacune des 3 composantes.

Les signaux sont numérisés par des Flash ADC 14-bits, avant d'être stockés et traités dans un système contenant des FPGA (Field Programmable Gate Array) et des DSP (Digital Signal Processor) qui produisent la forme du signal permettant de déterminer la charge et le temps d'arrivée. Des circuits numériques et analogiques d'une très grande résolution sont aussi utilisés sans affecter la qualité des signaux.

Une telle électronique permet d'avoir une très grande résolution, une grande dynamique en amplitude et une grande capacité de comptage. Elle permet notamment d'avoir une

grande flexibilité de filtrage en utilisant les signaux numérisés et la correction des échanges de courant durant la lecture des signaux des anodes.

### 2.1.6 Mur de temps de vol

Le mur de temps de vol permet l'identification des particules chargées ayant une charge de 1 à 15, de mesurer le temps de vol et la position afin de faire une détermination de la masse.

Il consiste en deux murs de plastiques comme le montre la Figure 2.11, chaque mur consiste en 96 scintillateurs plastiques groupés en 12 modules (Figure 2.12) de 8 scintillateurs plastiques chacun.

L'amplification de la lumière émise lors du passage d'une particule chargée dans le scin-

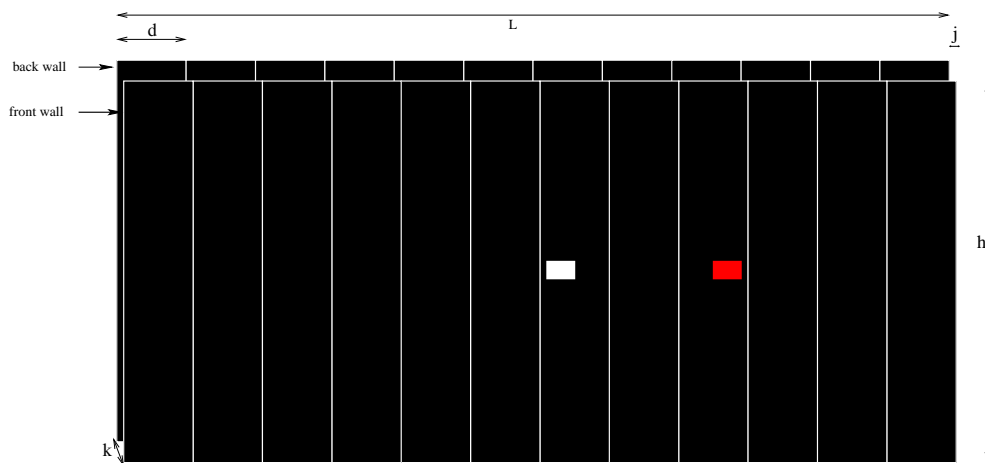


FIG. 2.11 – Le mur de temps de vol est constitué de 2 murs d'une longueur  $L$  de 240 cm, d'une hauteur  $h = 110$  cm et d'une épaisseur d'un cm, décalé horizontalement l'un par rapport à l'autre de  $j = 1.25$  cm et distant de  $k = 7.2$  cm, chaque mur est constitué de 96 scintillateurs plastiques de 2.5 cm de largeur, groupés dans des modules d'une largeur  $d = 20$  cm. Le rectangle blanc représente le trou permettant le passage du faisceau (le courant de l'aimant est ajusté de telle manière que le faisceau soit dans le trou). Le rectangle rouge représente la position d'incidence du faisceau quand l'intensité du champ dans l'aimant est  $B = 0$ .

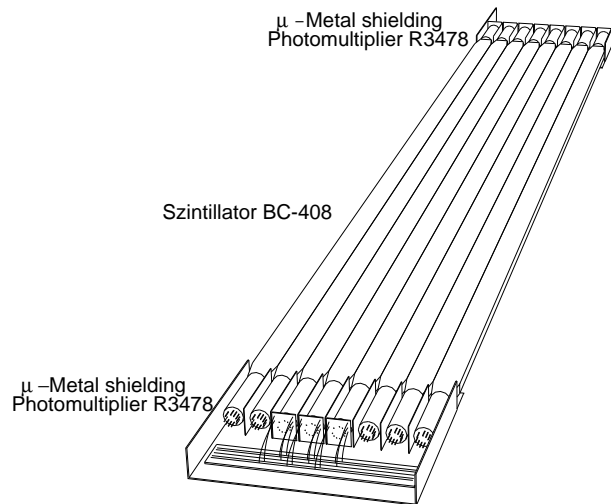
tillateur plastique se fait grâce à deux photomultiplicateurs placés de part et d'autre de chaque scintillateur plastique.

Les hautes tensions de la cathode et de l'anode (la dernière dynode) des photomultiplicateurs s'ajustent par module, alors que les tensions pour les 5ème, 6ème, 7ème et 8ème dynodes s'ajustent pour tous les photomultiplicateurs du mur de temps de vol.

les différentes valeurs utilisées sont :

$$- U_{cathode} = - 1600V, -1700V.$$

- $U_{anode} = -1000, -1100$  V.
- $U_{5\grave{e}me\ dynode} = 90$  V.
- $U_{6\grave{e}me\ dynode} = 125$  V.
- $U_{7\grave{e}me\ dynode} = 180$  V.
- $U_{8\grave{e}me\ dynode} = 370$  V.



1

FIG. 2.12 – Un module du mur de temps de vol est constitué de 8 scintillateurs plastiques avec des photomultiplicateurs placés aux extrémités de chacun d’eux.

Le signal provenant du photomultiplicateur passe dans un diviseur de signaux (Figure 2.13) pour obtenir un signal temps et un signal amplitude.

Le signal amplitude est retardé de 450 ns par rapport au signal temps grâce à un retard de câble, avant d’être numérisé dans les ADC.

Le signal temps passe dans des discriminateurs à fraction constante, avant d’être retardé de 500 ns grâce à des modules de retard, pour être numérisé dans les TDC. Pour que le gaz reste pur dans la chambre d’ionisation on a utilisé une fenêtre pour la séparer du mur de temps de vol. Pour éviter sa rupture, la partie mur de temps de vol a été remplie avec de l’azote permettant de la tenir à la même pression que la section chambre d’ionisation ( $\sim 1$  bar).

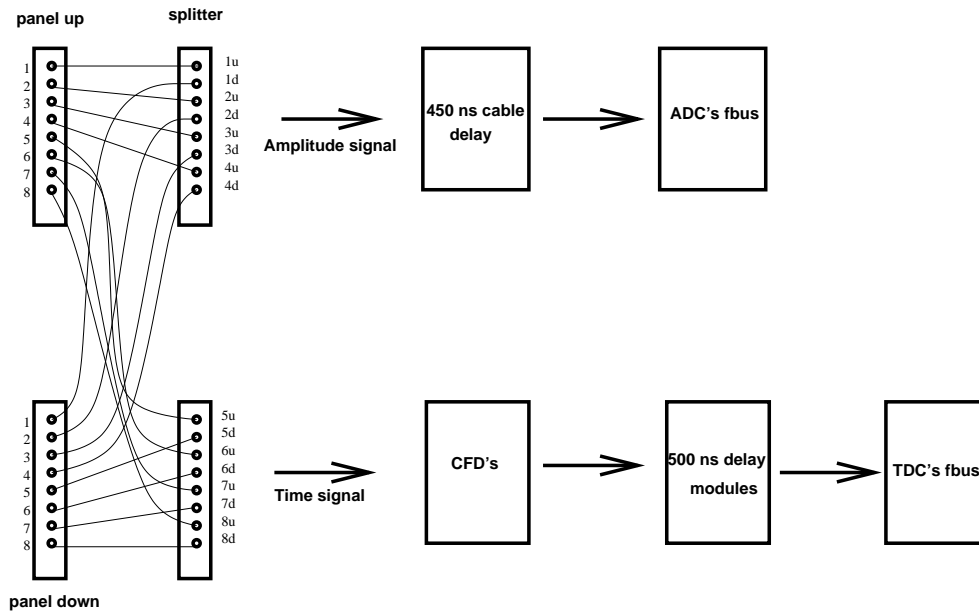


FIG. 2.13 – Le signal provenant du photomultiplicateur est divisé en 2 signaux (amplitude et temps) dans le splitter, le signal amplitude est retardé avant d’être numérisé dans les ADC, alors que le signal temps passe dans des discriminateurs à fraction constante et des modules de retard de 500 ns avant d’être numérisé dans les TDC .

### 2.1.7 Détecteur de neutrons LAND

Le détecteur de neutrons LAND [Bla92] a été utilisé durant cette expérience pour la détection des neutrons émis à  $0^0$  par rapport à la direction incidente du faisceau. Les neutrons ne peuvent pas être détectés directement, mais ils peuvent être détectés par le biais des réactions nucléaires qu’ils provoquent dans une cible en créant des particules chargées qui sont détectables d’une manière directe.

Le principe du détecteur de neutrons LAND, montré dans la Figure 2.14 repose sur l’alternance de couches de convertisseurs de fer et de scintillateurs plastiques (les tranches sont placées en les alternant verticalement et horizontalement), le passage de neutrons dans le convertisseur de fer va créer par le biais de réactions nucléaires, des particules chargées qui vont être détectées par les scintillateurs plastiques.

L’utilisation du fer comme convertisseur repose sur le fait que la longueur d’interaction est 4.7 fois supérieure à la longueur d’interaction dans le scintillateur plastique.

L’utilisation de plusieurs couches de palettes permet d’avoir une amélioration dans l’efficacité de détection qui est supérieure à 80 % pour des énergies de neutrons supérieures à 400 MeV.

Un tel détecteur permet de mesurer le temps de vol et la position. La position verticale se déduit de la différence des temps d’arrivée des deux signaux haut et bas des palettes, alors que la position horizontale est déterminée par la palette touchée.

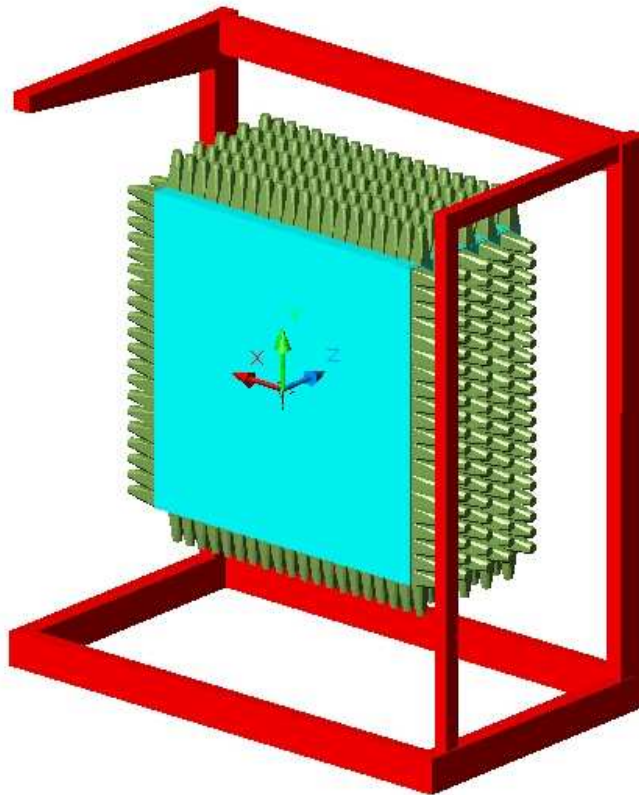


FIG. 2.14 – Le détecteur de neutrons LAND est un mur de 2 m de largeur, 2 m de hauteur et de 1 m de profondeur; il est constitué de 200 palettes de 10 cm de largeur et de 10 cm d'épaisseur. Chaque palette est une succession de couches de convertisseur-scintillateur plastique (5 mm de fer-5mm de plastique). 2 photomultiplicateurs sont placés de chaque côté (haut et bas pour les tranches verticales et gauche et droite pour les tranches horizontales de la palette).

## 2.2 Procédure expérimentale

La campagne d'expériences S254 a eu lieu sur deux périodes durant l'année 2003, la première partie a concerné l'utilisation des faisceaux stables  $^{197}\text{Au}$  et  $^{12}\text{C}$ . La deuxième partie a concerné l'utilisation du faisceau stable  $^{124}\text{Sn}$  et des deux faisceaux radioactifs  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$ .

L'utilisation du faisceau  $^{107}\text{Sn}$  à la place de  $^{106}\text{Sn}$  initialement prévu dans la proposition d'expérience est due à la faible intensité de ce dernier durant les tests qui ont précédés l'expérience.

Le faisceau  $^{12}\text{C}$  a été utilisé pour l'étalonnage, mais aussi pour pouvoir comparer avec l'expérience utilisant  $^{16}\text{O}$  qui était à l'origine du modèle de Goldhaber [Gol74].

### 2.2.1 Systèmes étudiés

Le tableau ci-dessous montre les différents systèmes étudiés avec le type, l'énergie, la nature de la cible et son épaisseur :

Energie(AMeV)	Projectile	Cible	Epaisseur(mg/cm <sup>3</sup> )
600	<sup>197</sup> Au	Au	516
600	<sup>197</sup> Au	Au	80
600	<sup>197</sup> Au	Ni	440
600	<sup>197</sup> Au	Ni	80
600	<sup>197</sup> Au	C	202
600	<sup>12</sup> C	C	202
600	<sup>12</sup> C	Au	516
600	<sup>12</sup> C	Sn	505
1000	<sup>12</sup> C	C	202
1000	<sup>12</sup> C	Au	516
600	<sup>124</sup> Sn	Au	516
600	<sup>124</sup> Sn	Sn	505
600	<sup>124</sup> Sn	Ni	440
600	<sup>142</sup> Nd	Sn	505
600	<sup>124</sup> La	Sn	505
600	<sup>124</sup> La	Sn	1000
600	<sup>107</sup> Sn	Sn	505
600	<sup>107</sup> Sn	Sn	1000

### 2.2.2 Système d'acquisition

Les signaux des différents détecteurs du dispositif ALADiN sont codés dans trois types de modules :

- Les modules CAMAC pour les détecteurs auxiliaires et diagnostic du faisceau ainsi que l'hodoscope de Catane.
- Les modules FASTBUS pour le mur de temps de vol et le détecteur de neutrons LAND.
- Les modules FADC, FPGA, DSP au standard VME pour la chambre d'ionisation et les compteurs proportionnels.

Durant la campagne d'expériences S254, on a utilisé différents déclencheurs en fonction du système étudié :

- Les palettes de scintillateurs plastiques plus un déclencheur faisceau.
- L'hodoscope de Catane.



# Chapitre 3

## Etalonnage et procédure de reconstruction de trajectoire

L'identification des différents produits de réaction nécessite une bonne résolution de toutes les parties du système de détection. Dans ce chapitre on présente les différentes méthodes d'étalonnage et la méthode de reconstruction de trajectoire ainsi que les performances des différents détecteurs du dispositif expérimental ALADiN.

### 3.1 Etalonnage du mur de temps de vol

Le mur de temps de vol permet de mesurer le temps de vol pour la détermination de la vitesse des différents fragments et d'identifier les produits de réactions en fonction de leur numéro atomique (la perte d'énergie dans les scintillateurs plastiques est proportionnelle à  $Z^2$ ).

#### 3.1.1 Etalonnage en amplitude

Pour le codage des signaux amplitude du mur temps de vol, on utilise deux gains au niveau des «fastbus» pour avoir une large gamme en identification :

- Le grand gain : les signaux ayant une amplitude inférieure à un seuil déterminé sont amplifiés par un facteur 8 avant d'être codés sur 4096 canaux comme l'illustre la Figure 3.1 (haut).
- Le petit gain : les signaux ayant une amplitude supérieure au seuil déterminé sont codés sans être amplifiés par le facteur 8. Le spectre correspondant au petit gain ne commence pas au canal zéro mais à une valeur qui correspond au seuil en dessous duquel on code en grand gain comme le montre la Figure 3.1 (bas).

Les deux spectres sont obtenus pour un faisceau d' $^{124}\text{Sn}$  de 600 AMeV avec l'utilisation d'une cale (une pièce d'aluminium taillée en biseau pour avoir différentes épaisseurs à différentes hauteurs) comme cible placée devant le mur plastique. L'utilisation d'une cale nous permet d'avoir une large gamme de fragments en charge et en énergie.



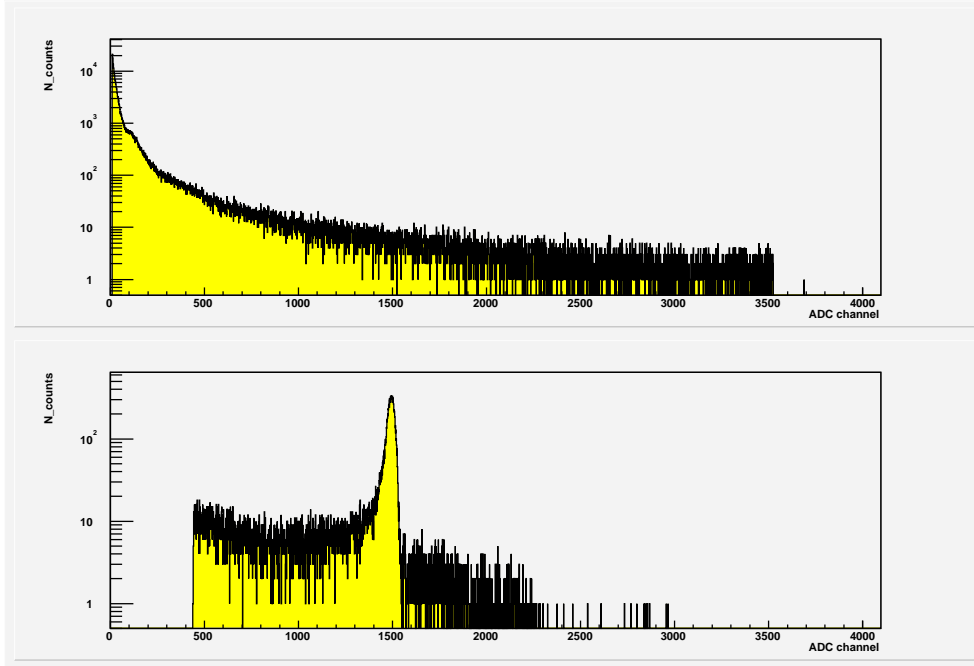


FIG. 3.1 – La figure représente les deux spectres en ADC grand gain utilisé pour les faibles signaux (figure du haut) et petit gain utilisé pour les grands signaux (figure du bas) obtenus pour un photomultiplicateur du mur temps de vol pour la réaction  $^{124}\text{Sn} + \text{cafe}$  à 600 AMeV.

### Etalonnage du facteur d'amplification grand gain

Pour obtenir un seul spectre en énergie avec les deux gains, on additionne le spectre en grand gain et le spectre en petit gain multiplié par le facteur d'amplification grand gain. Pour calibrer ce facteur, on utilise un générateur d'impulsions («pulsar») à l'entrée des ADC en procédant à 2 acquisitions ; la première en codant les impulsions en petit gain et la deuxième en grand gain. Le facteur d'amplification grand gain est donné par :

$$\text{facteur d'amplification grand gain} = \frac{\text{valeur ADC de l'impulsion en grand gain}}{\text{valeur ADC de l'impulsion en petit gain}} \quad (3.1)$$

Pour les différents modules du mur de temps de vol, on obtient pour le facteur d'amplification grand gain des valeurs avec une variance de 0.2 par rapport à la valeur théorique 8 avec une incertitude moyenne de 1%.

La Figure 3.2 montre un spectre ADC avec un seul spectre en énergie avec le grand gain et le petit gain multiplié par le facteur d'amplification grand gain calibré.

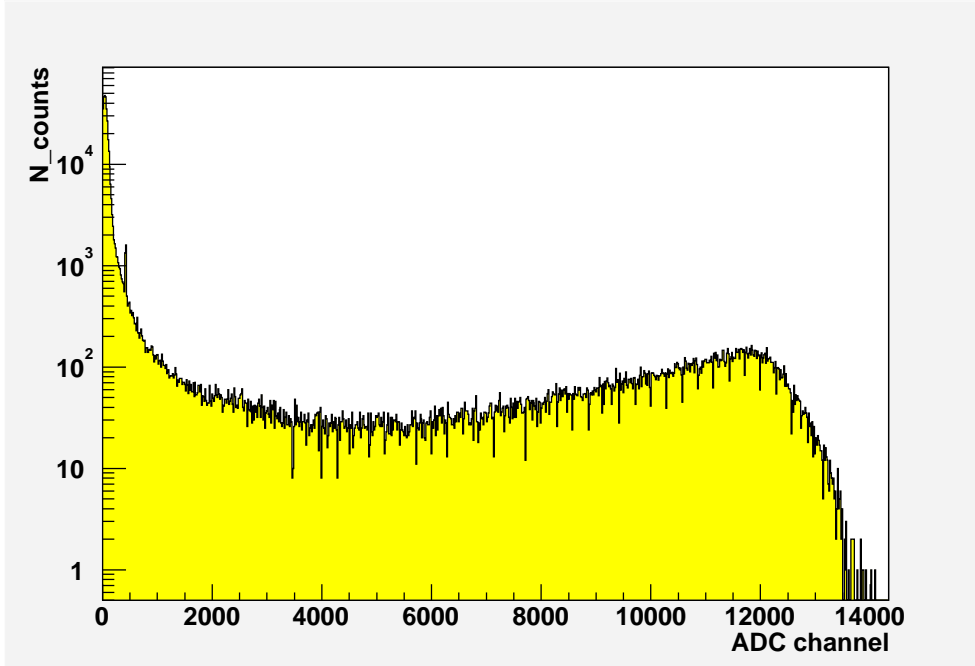


FIG. 3.2 – Spectre ADC grand gain plus petit gain multiplié par le facteur d'amplification grand gain calibré obtenu pour un photomultiplicateur du mur temps de vol pour la réaction  $^{124}\text{Sn} + \text{cale}$  à 600 AMeV.

### Etalonnage des spectres en énergie

La perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière est donnée par la formule de Bethe-Bloch :

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.2)$$

avec :

$r_e$  : le rayon de l'électron.

$m_e$  : la masse de l'électron.

$N_a$  : le nombre d'Avogadro.

$I$  : le potentiel d'ionisation moyen.

$A$ ,  $Z$  et  $\rho$  : la masse, le numéro atomique et la densité du matériau absorbant.

$z$  et  $\beta$  : la charge et la vitesse de la particule incidente.

$\delta$  : la correction de la densité.

$C$  : la correction liée aux couches.

$W_{max}$  : l'énergie maximale transférée dans une collision.

Dans le cas du passage d'une particule chargée dans un scintillateur plastique, la quantité de lumière  $L$  générée est donnée par la formule de Birks [Bir64] :

$$L = L_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (3.3)$$

avec :

$L_0$  : La lumière au minimum d'ionisation.

$k_B$  : La constante de Birks (spécifique au scintillateur plastique).

Dans le cas du mur de temps de vol ALADiN, chaque scintillateur plastique possède deux photomultiplicateurs (haut et bas) et la quantité de lumière mesurée  $L_m$  par chaque photomultiplicateur est donnée par :

- Pour le photomultiplicateur haut (top) :

$$L_m(top) = L(top)e^{-\lambda_\varepsilon x_t} \quad (3.4)$$

- Pour le photomultiplicateur bas (bot) :

$$L_m(bot) = L(bot)e^{-\lambda_\varepsilon x_b} \quad (3.5)$$

avec :

$L(top)$  et  $L(bot)$  : la quantité de lumière générée par le passage de la particule qui se propage respectivement vers le haut et le bas du scintillateur plastique :

$$L = L(top) + L(bot) \quad (3.6)$$

$x_t$  et  $x_b$  : respectivement la distance entre le point de passage de la particule chargée et le photomultiplicateur haut et bas.

$\lambda_\varepsilon$  : le coefficient d'atténuation de la lumière dans le scintillateur plastique.

Pour éliminer la dépendance du point de passage de la particule chargée on utilise le produit des signaux mesurés par les 2 photomultiplicateurs haut et bas :

$$L(top)L(bot) = L_m(top)L_m(bot)e^{\lambda_\varepsilon(x_t+x_b)} = L_m(top)L_m(bot)e^{\lambda_\varepsilon l} = cteL_m(top)L_m(bot) \quad (3.7)$$

avec :

$l$  : la longueur du scintillateur plastique.

Ainsi, pour avoir les spectres en charge, on utilise le produit des valeurs ADC des photomultiplicateurs haut et bas de chaque scintillateur plastique.

Les photomultiplicateurs du mur de temps de vol ont des gains différents, d'où la nécessité de déterminer un facteur de mise à l'échelle («scaling») pour les différents scintillateurs plastiques afin de superposer tous les spectres en énergies.

Comme la réponse d'un scintillateur plastique n'est pas linéaire en fonction de la perte d'énergie, pour les faibles valeurs de cette dernière (dans notre cas pour les  $Z \leq 6$ ), le facteur de mise à l'échelle est déterminé pour chaque valeur de  $Z$ . Pour les  $Z > 6$ , on utilise le même facteur de mise à l'échelle que celui qu'on obtient pour  $Z = 6$ .

Pour la détermination du facteur de mise à l'échelle, on sélectionne un  $Z$  donné avec la MUSIC4 et on détermine la valeur du pic correspondant pour tous les modules du mur de temps de vol avec :

$$\text{facteur de mise à l'échelle pour le module } I = \frac{\text{valeur ADC du pic pour le module } I}{\text{valeur ADC du pic pour le module } J} \quad (3.8)$$

où :

le module  $J$  est celui pour lequel on a la plus petite valeur ADC du pic correspondant au  $Z$  sélectionné et qui est considéré comme le module de référence.

La Figure 3.3 montre le facteur de mise à l'échelle pour les modules du mur plastique arrière obtenu pour les particules ayant pour numéro atomique  $Z = 2$  (le module 110 est le module de référence). On observe de larges différences en gain entre les différents scintillateurs plastiques.

La résolution en charge du mur de temps de vol, comme le montre la Figure 3.4 nous

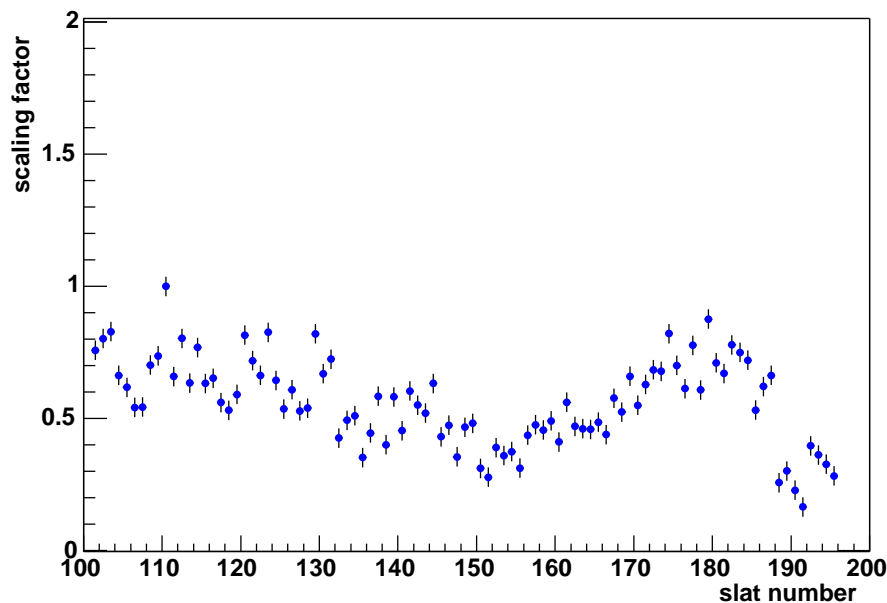


FIG. 3.3 – La figure montre la distribution du facteur de mise à l'échelle de la partie arrière du mur temps de vol. On observe de larges différences en gain entre les différents scintillateurs plastiques.

permet d'identifier les produits de réactions ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 1$  et  $Z = 15$ .

### 3.1.2 Etalonnage en temps

L'étalonnage en temps du mur de temps de vol est d'une très grande importance dans ce genre d'expérience, étant donné que pour une identification en masse des produits de réactions, une très bonne résolution en temps est nécessaire.

Suivant cet objectif, nous essayons d'affiner le mieux possible la résolution en temps du mur de temps de vol en procédant à différentes corrections.

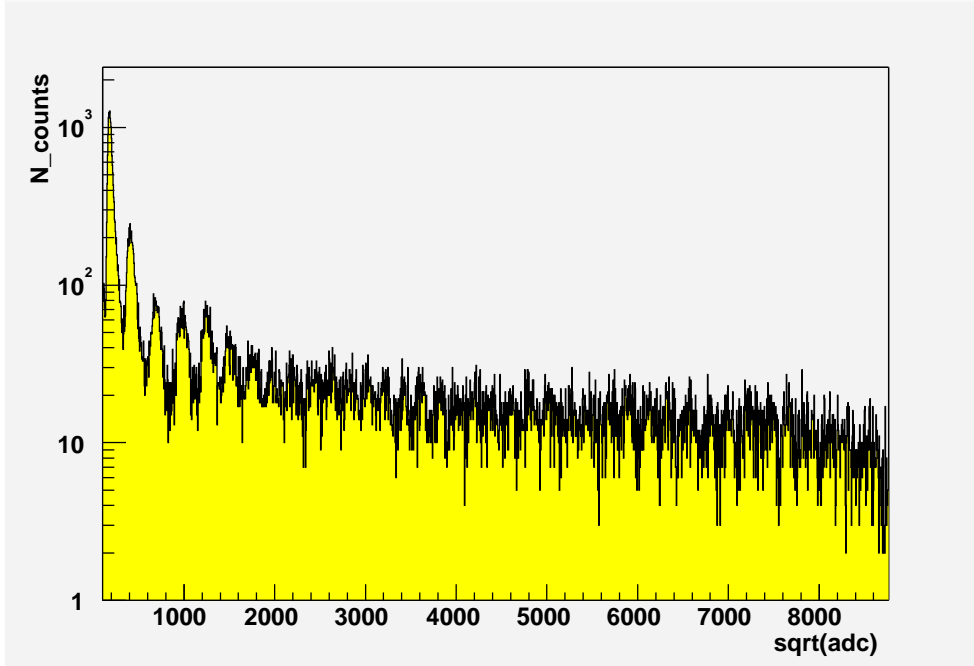


FIG. 3.4 – Spectre en charge donné par un scintillateur plastique du mur de temps de vol pour la réaction  $^{124}\text{Sn} + \text{Sn}$  à 600 AMeV. Une séparation individuelle en charge est obtenue pour les fragments ayant un numéro atomique  $1 \leq Z \leq 15$ .

### 3.1.3 Etalonnage des TDC

L'unité de codage des modules TDC utilisés durant l'expérience S254 est  $25 \text{ ps}/\text{canal}$ , mais pour avoir le maximum de précision en ce qui concerne la détermination des temps de vol on procède à un étalonnage de cette unité de codage en utilisant un générateur d'impulsions émettant des impulsions toutes les  $10 \text{ ns}$  à l'entrée des TDC. L'unité de codage calibré des TDC est égale à la pente de la droite lorsqu'on trace le temps en fonction du canal TDC :

$$\text{unité de codage}(ps) = \frac{t(ps)}{\text{le canal TDC}} \quad (3.9)$$

En effectuant cet étalonnage, on obtient pour les différentes voies des TDC utilisés pour le mur de temps de vol des valeurs de l'unité de codage variant de  $0.2 \text{ ps}$  autour de la valeur théorique de  $25 \text{ ps}$  avec une incertitude de  $1\%$  :

### 3.1.4 Etalonnage du décalage en temps (offset)

Pour des particules traversant en même temps 2 modules différents du mur de temps de vol, on constate qu'il y a un décalage en temps dans la réponse des photomultiplicateurs. Afin de pouvoir superposer toutes les données, on procède à une correction de ce

décalage en temps (offset) dans la réponse des photomultiplicateurs les uns par rapport aux autres.

Pour effectuer cette correction on fait un balayage du mur de temps de vol avec un faisceau en variant l'intensité de l'aimant. La reconstruction de la trajectoire du faisceau se fait grâce à la chambre MUSIC4 (voir la partie procédure de reconstruction de trajectoire). Le temps de décalage pour un scintillateur plastique individuel  $i$  est donné par :

$$t_{offset} = \left(t_{mesuré} - \frac{v}{l_i}\right) - \left(t_{référence} - \frac{v}{l_{référence}}\right) \quad (3.10)$$

$v$  et  $l$  sont respectivement la vitesse et la longueur de la trajectoire du faisceau.

$t_{référence}$  est le temps minimum mesuré pour un module du mur de temps de vol.

La figure 3.5 montre la distribution de la correction du temps de décalage en fonction du module pour la partie avant du mur de temps de vol.

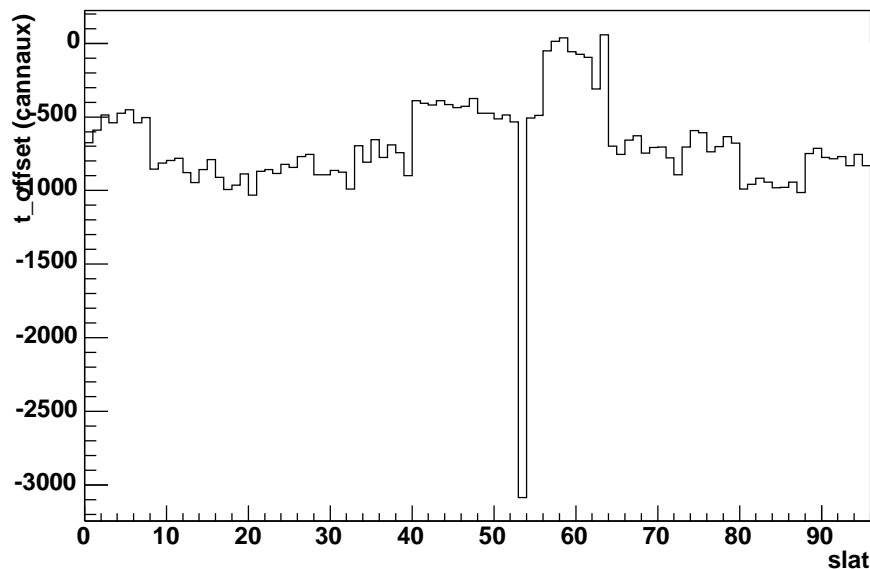


FIG. 3.5 – Distribution de la correction du décalage en temps en fonction du module pour la partie avant du mur de temps de vol. La correction du décalage en temps varie entre 0 ns et 20 ns. La descente brusque à -3000 canaux pour le module 54 est due au fait que le photomultiplicateur correspondant est endommagé.

«

### 3.1.5 Correction du «walk»

La réponse en temps d'un photomultiplicateur lors du passage d'une particule chargée dans un scintillateur plastique dépend de l'amplitude du signal (la perte d'énergie de la

particule) comme l'illustre la figure 3.6.

L'utilisation de CFD (constant fraction discriminator) est supposée corriger cet effet,

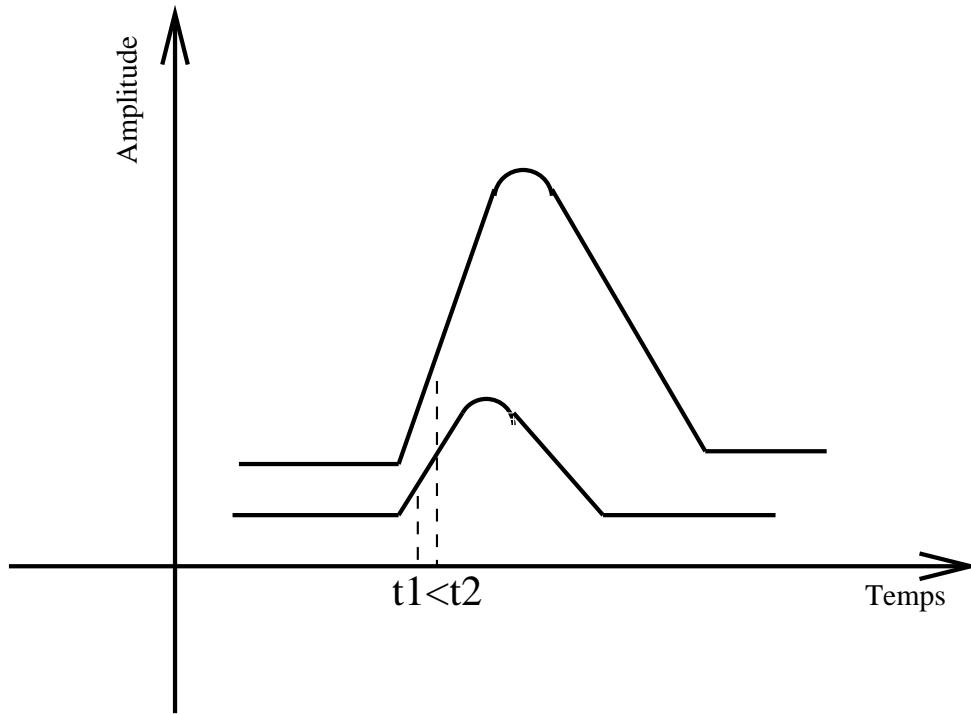


FIG. 3.6 – L'amplitude de deux signaux simultanés en fonction du temps. Le temps déterminé à 1/10 de l'amplitude maximum est plus grand pour le signal correspondant à la plus grande amplitude car la forme de l'impulsion («pulse shape») change en fonction de l'amplitude de la lumière.

mais dans le cas de photomultiplicateurs ayant une large gamme dynamique comme ceux utilisés pour le mur de temps de vol la forme de l'impulsion («pulse shape») change en fonction de l'amplitude de la lumière et l'utilisation de CFD ne suffit pas d'où la nécessité d'une correction supplémentaire.

La figure 3.7 a) montre la dépendance du temps donnée par les TDC en fonction de l'amplitude du signal. Pour des particules de différentes charges produites devant le mur de temps de vol, le temps mesuré est inversement proportionnel à la charge.

On constate deux types de régimes de dépendances respectivement pour les  $Z$  inférieurs et les  $Z$  supérieurs à  $Z_s$  ( $Z_s$  est la charge qui correspond à l'amplitude seuil qui sépare les deux régimes, elle correspond typiquement à  $Z = 4$  pour la majorité des photomultiplicateurs :

- Pour les particules ayant un  $Z \leq Z_s$  comme l'illustre la figure 3.7 b).
- Pour les particules ayant un  $Z > Z_s$ .

Pour extraire la fonction du walk, on effectue un ajustement de la partie correspondante au deuxième régime (figure 3.7 c)) avec une fonction de Fermi  $f_2$  :

$$f_2 = \frac{a_0 + a_1(1 - e^{a_2(x-a_3)})}{1 + e^{a_2(x-a_3)}} \quad (3.11)$$

avec :

$a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  les paramètres de l'ajustement.

alors qu'on effectue un ajustement de la partie correspondante au premier régime avec une deuxième fonction  $f_1$  (figure 3.7 d)) qui est la somme de la fonction  $f_2$  et un polynôme d'ordre 5 :

$$f_1 = f_2 + x(x - m)(b_0 + b_1x + b_2x^2 + b_3x^3) \quad (3.12)$$

avec :

$b_0$ ,  $b_1$ ,  $b_2$  et  $b_3$  les paramètres de l'ajustement.

$m$  : la valeur ADC correspondant à  $Z_s$ .

La figure 3.8 montre la résolution en temps d'un groupe de 8 scintillateurs plastiques

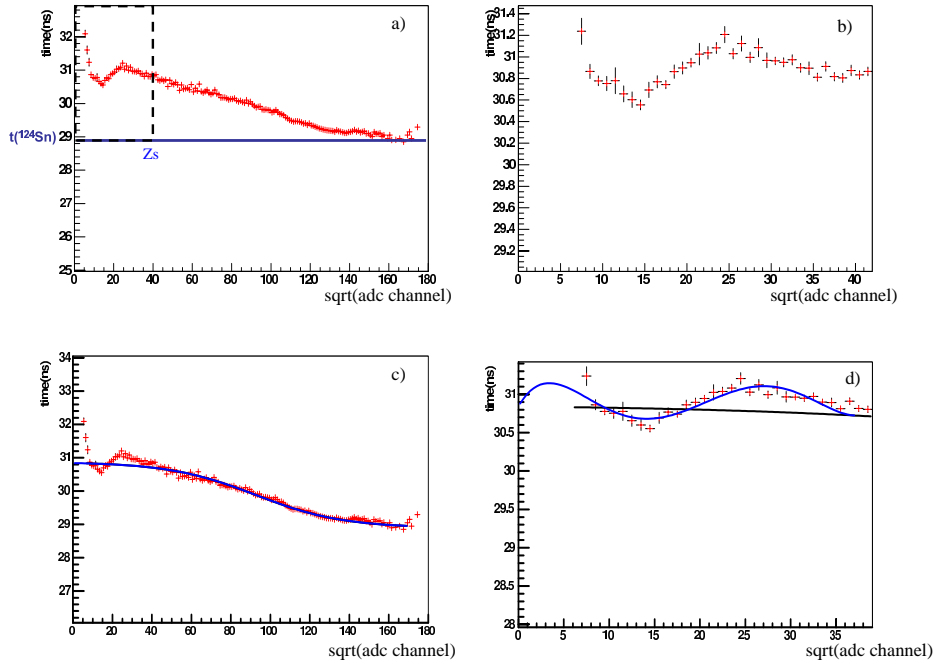


FIG. 3.7 – La figure illustre la procédure de correction du walk pour un photomultiplicateur du mur de temps de vol pour une réaction  $^{124}\text{Sn} + \text{calle}$  à 600 AMeV. La figure a) montre le temps en fonction de la racine carrée du canal ADC. On observe deux régimes de dépendance, le premier pour les fragments ayant un  $Z \leq Z_s$  (la zone agrandie dans la figure b)), et un deuxième pour les fragments ayant un  $Z > Z_s$ . La figure c) montre l'ajustement duquel on déduit la fonction de correction pour le deuxième régime et la figure d) pour le premier régime de dépendance.



du mur de temps de vol arrière pour les fragments de charge  $Z = 6$ . On obtient des performances semblables aux précédentes campagnes d'expériences ALADiN (la ligne rouge représente la valeur moyenne de la résolution en temps pour les fragments de charge  $Z = 6$  obtenue lors de la campagne S117 [Sch96]).

On obtient typiquement une résolution  $\Delta t < 400$  ps pour les isotopes de l'hélium et  $\Delta t < 120$  ps pour le projectile, la résolution pour les particules légères est due principalement à la correction du walk dans cette zone en charge.

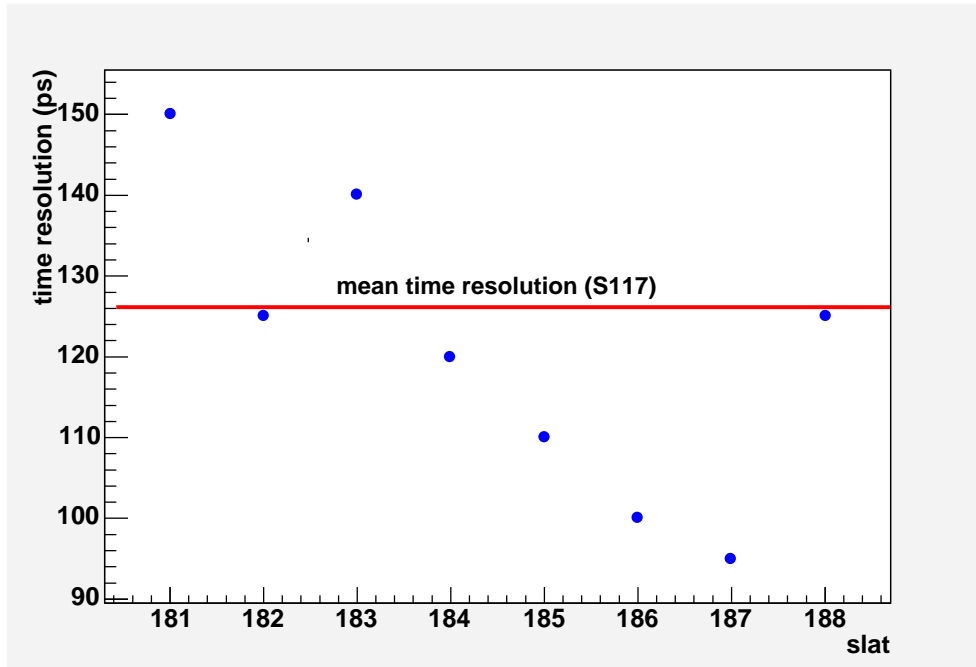


FIG. 3.8 – Résolution en temps d'un groupe de 8 scintillateurs plastiques du mur temps de vol arrière pour les fragments de charge  $Z = 6$ . La ligne rouge représente la valeur moyenne de la résolution en temps pour les fragments de charge  $Z = 6$  obtenue lors de la campagne S117 pour tout le mur de temps de vol [Sch96]). On observe des performances semblables en résolution en temps entre les deux campagnes d'expériences.

## 3.2 Etalonnage de la MUSIC4

Le passage d'une particule chargée dans la chambre MUSIC4 ionise le gaz. Dans le champ électrique, les électrons dérivent vers le plan anode alors que les ions chargés positivement dérivent vers la cathode.

La MUSIC4 (chambre d'ionisation + compteurs proportionnels) permet d'obtenir la charge des produits de réaction ayant un  $Z$  entre 2 et  $Z_{proj}$  qui est déterminée par la perte d'énergie dans le gaz. Elle permet aussi de déterminer la position dans le plan perpendiculaire à la direction incidente du faisceau qu'on détermine grâce au temps de dérive des

électrons et à la technique des pads et de division de charges.

### 3.2.1 Etalonnage en amplitude

Pour les compteurs proportionnels, les spectres en amplitude sont obtenus grâce à la projection de la moyenne de la somme des signaux des 2 anodes des compteurs proportionnels pour éviter les effets d'échange de courant et la dépendance en position.

En ce qui concerne la chambre d'ionisation, ces spectres sont obtenus en projetant la moyenne de la somme des signaux des différents plans anode.

On détermine la fonction d'étalonnage (la charge en fonction du canal ADC) d'une manière empirique en utilisant un spectre de référence.

La figure 3.9 montre la résolution en charge des compteurs proportionnels pour un faisceau  $^{124}\text{Sn}$  de 600 AMeV où on constate que l'on a une bonne identification en charge des produits de réactions ayant un numéro atomique  $Z$  compris entre  $Z = 2$  et  $Z = 44$ . On observe que la résolution se dégrade pour les fragments ayant une charge proche de  $Z_{proj}$  (effet de saturation).

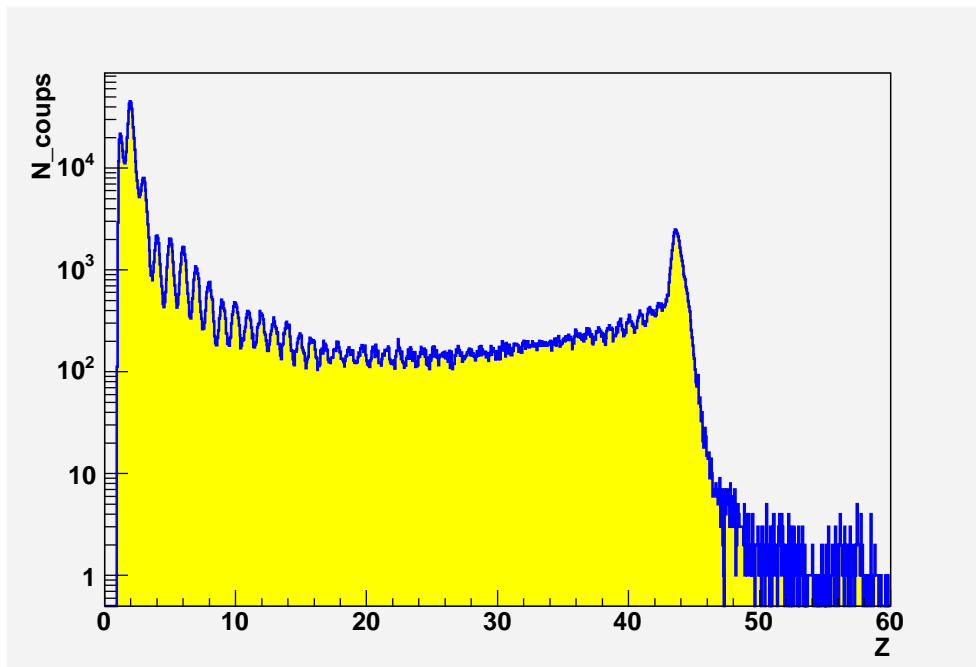


FIG. 3.9 – Spectre en charge obtenu par les compteurs proportionnels pour la réaction  $^{124}\text{Sn}+\text{Sn}$  à 600 AMeV. Une résolution en charge individuelle est obtenue pour les produits de réaction ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 2$  et  $Z = 44$ .

La figure 3.10 montre la résolution en charge des plans anode de la chambre d'ionisation pour le même faisceau  $^{124}\text{Sn}$  à 600 AMeV. Là encore, on a une bonne identification en

charge des produits de réactions ayant un numéro atomique  $Z$  compris entre  $Z = 8$  et  $Z_{proj}$ .

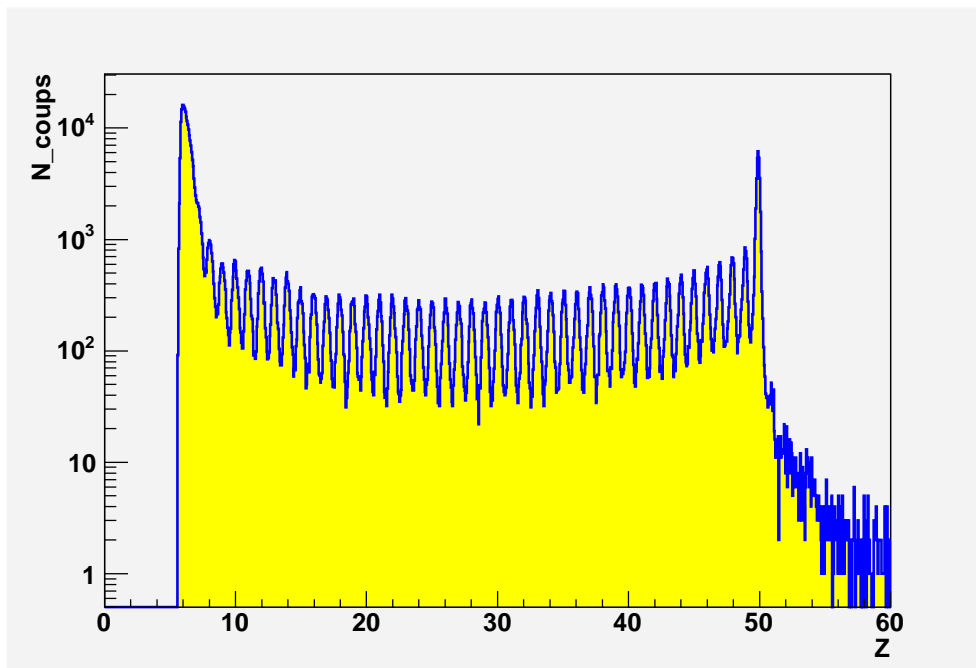


FIG. 3.10 – Spectre en charge obtenu par les plans anode de la chambre d'ionisation pour la réaction  $^{124}\text{Sn} + \text{Sn}$  à 600 AMeV. Une résolution en charge individuelle est obtenue pour les produits de réaction ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 8$  et  $Z_{proj}$ .

La figure 3.11 montre la charge des fragments déterminée par les compteurs proportionnels en fonction de celle déterminée par les plans anode de la chambre d'ionisation. On observe une bonne séparation entre les différentes lignes de charges pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 7$  et  $Z_{proj}$  ( $^{124}\text{Sn}$  à 600 AMeV dans cet exemple), ainsi qu'un parfait accord en ce qui concerne l'identification pour ces fragments entre les deux parties du système de détection.

L'association des informations données par les plans anode de la chambre d'ionisation et les compteurs proportionnels nous permet d'avoir une identification en charge des produits de réaction ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 2$  et  $Z_{proj}$  comme l'illustre la figure 3.12.

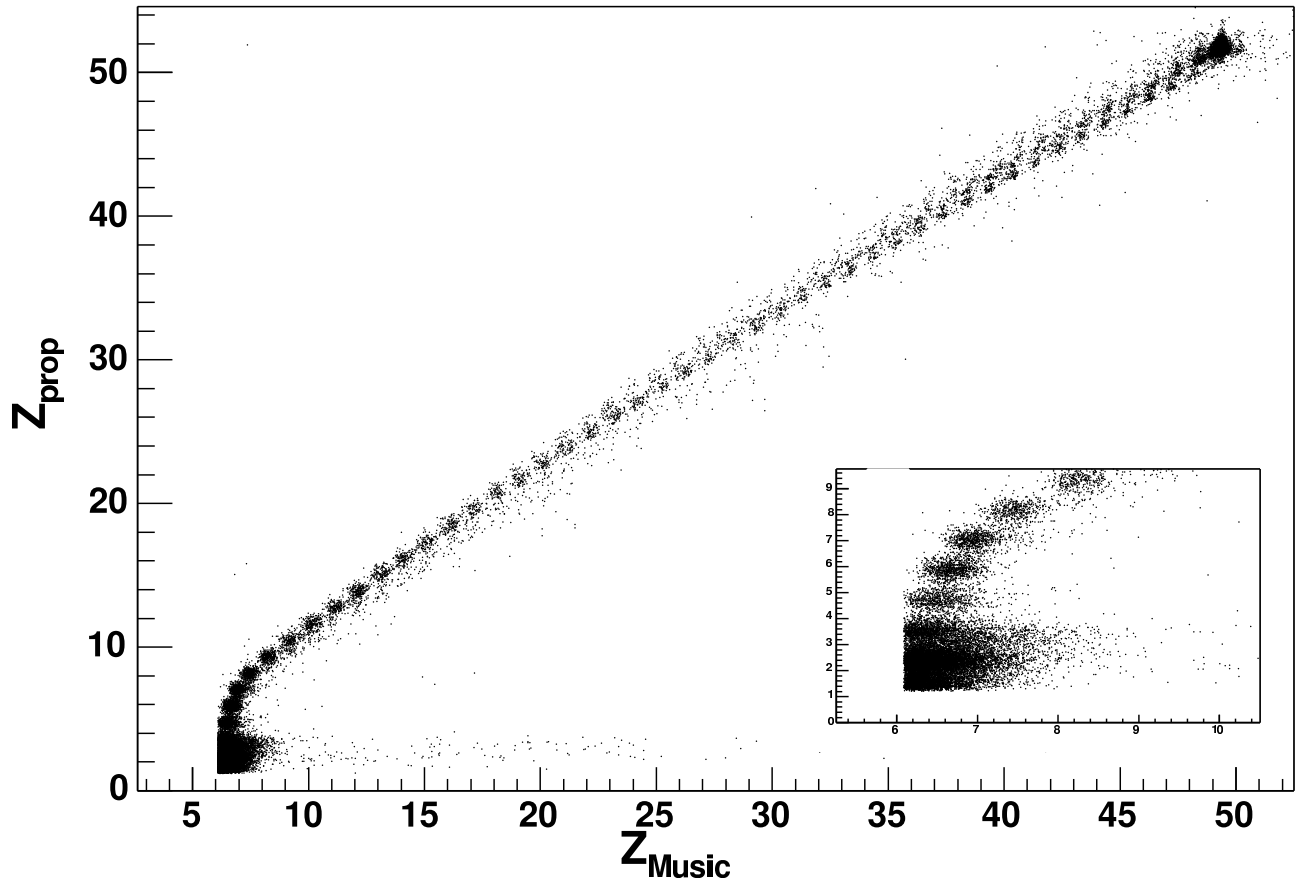


FIG. 3.11 – Charge identifiée dans les compteurs proportionnels en fonction de celle identifiée par les plans anode de la chambre d'ionisation pour la réaction  $^{142}\text{Sn} + \text{Sn}$  à 600 A MeV. On observe un accord entre les deux méthodes d'identification.

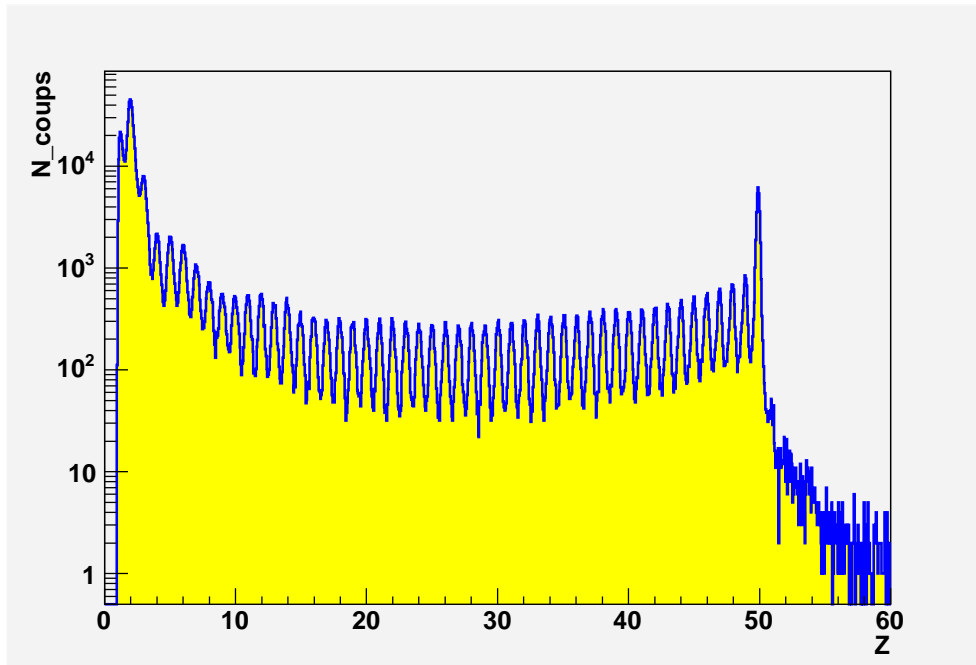


FIG. 3.12 – Charge identifiée dans la TP MUSIC4 obtenue en associant la charge donnée par les plans anode de la chambre d'ionisation et celle donnée par les compteurs proportionnels pour la réaction  $^{124}\text{Sn} + \text{Sn}$  à 600 AMeV. On observe une résolution en charge individuelle pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 2$  et  $Z_{proj}$ .

### 3.3 Procédure de reconstruction de trajectoire

La procédure de reconstruction de trajectoire est basée sur la détermination de la position dans les différentes parties du système de détection. Elle est déterminée dans le mur de temps de vol par le scintillateur plastique touché avec une incertitude de  $\pm 1.25$  cm horizontalement (la largeur d'un scintillateur plastique est de 2.5 cm). La position déterminée dans le mur temps de vol sert seulement à tester la consistance pour une trace donnée de la charge identifiée à la fois dans la chambre d'ionisation et le mur temps de vol. La position dans la chambre d'ionisation est déterminée par le temps de dérive avec une incertitude de  $\pm 1$  mm (la résolution intrinsèque est de 0.1 mm). La figure 3.13 montre la position des différents fragments déterminée dans la chambre d'ionisation pour un faisceau d' $^{124}\text{Sn}$  où on observe la distribution en position et l'absence d'une zone morte autour de la cathode. La procédure de reconstruction de trajectoire est d'une très grande importance dans ce type d'expérience étant donné qu'elle permet de mesurer la rigidité magnétique pour faire l'identification en masse des produits de réaction.

La reconstruction de la trajectoire d'une particule se fait en utilisant la méthode de «back-tracking» (figure 3.14). On commence par les positions déterminées par les compteurs proportionnels pour remonter la trajectoire jusqu'à la sortie de l'aimant. La trajectoire

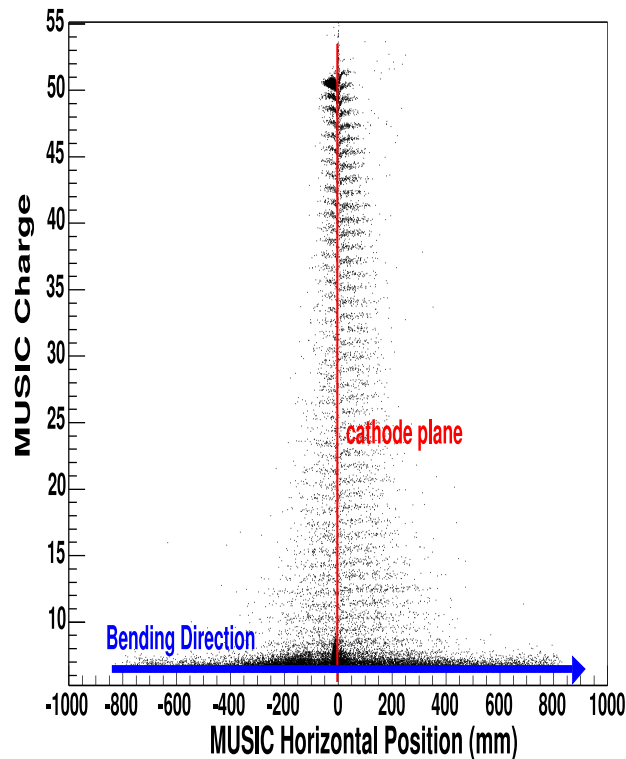


FIG. 3.13 – Charge identifiée dans la chambre d’ionisation en fonction de la position horizontale pour la réaction  $^{124}\text{Sn} + \text{Ni}$  à 600 AMeV. La distribution est continue en fonction de la position prouvant l’absence d’une zone morte d’identification.

dans l’aimant est déterminée grâce aux cartes de champs (le champ a été mesuré dans des sections cubiques de l’aimant pour différentes valeurs du courant). Connaissant la charge de la particule et le champ dans chaque section de l’aimant, on reconstruit la trajectoire dans l’aimant pour remonter jusqu’au point d’interaction dans la cible.

On considère un événement comme une trace si on a une réponse d’au moins trois compteurs proportionnels et du mur temps de vol.

La rigidité  $B\rho$  d’une particule chargée dans un champ magnétique est donnée par :

$$B\rho = \frac{p}{Q} \quad (3.13)$$

avec :

$p$  et  $Q$  : respectivement l’impulsion et la charge de la particule.

Pour un projectile ayant un numéro atomique  $Z=50$  à 600 AMeV,  $Q = Z$  alors que pour le faisceau d’ $^{197}\text{Au}$  on a [Beg98] :  $50\%Q = 79$  et  $45\%Q = 78$ .

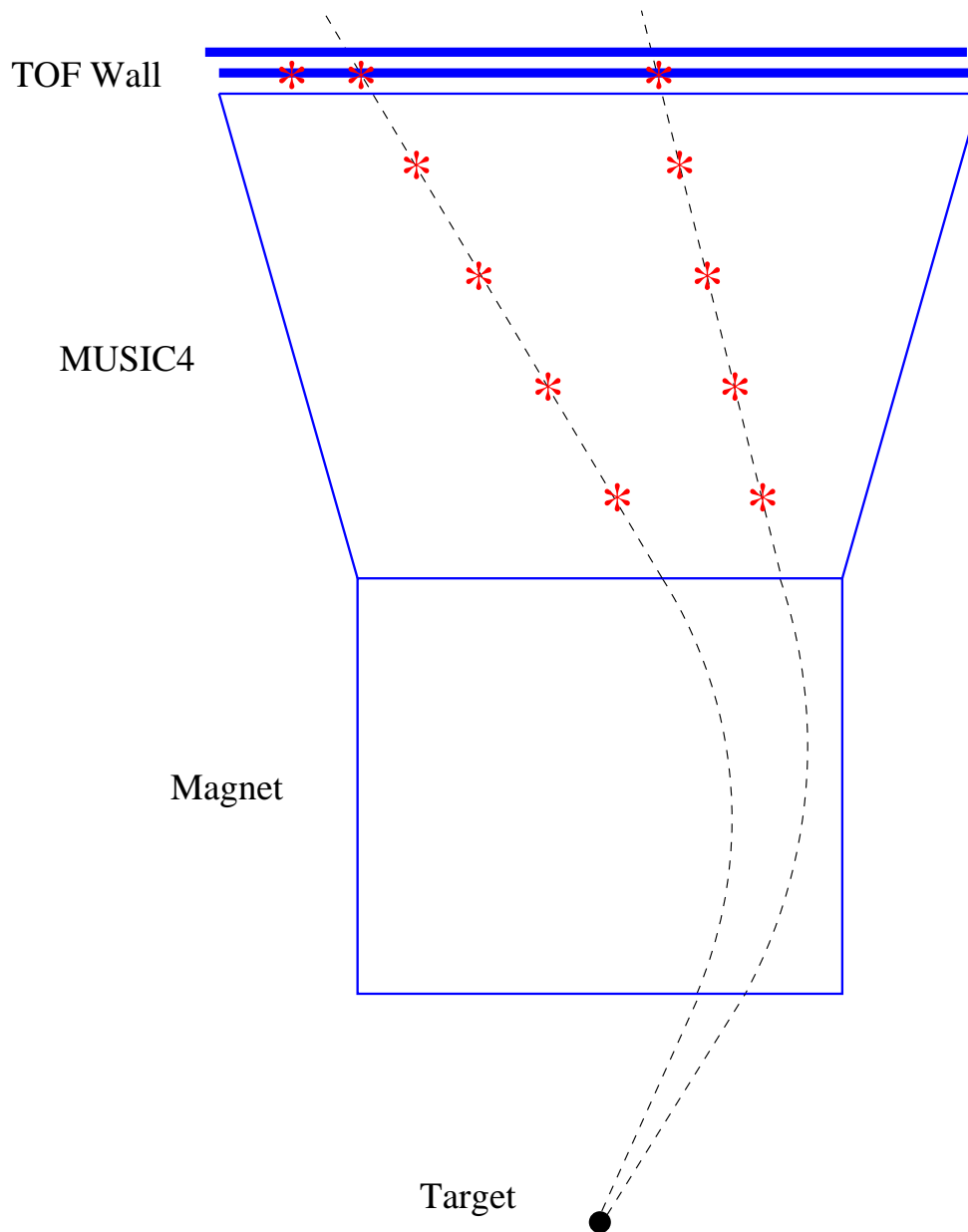


FIG. 3.14 – La figure illustre la procédure de reconstruction de trajectoire utilisant la méthode de «back-tracking», la trajectoire dans la partie après l'aimant est déterminée par les compteurs proportionnels. Alors que dans l'aimant elle est déterminée grâce aux cartes de champs.

La vitesse de la particule est donnée par :

$$v = \frac{l}{\Delta t} \quad (3.14)$$

avec :

$l$  : la longueur de la trajectoire.

$\Delta t$  : le temps de vol mesuré par le mur de temps de vol.

La détermination de la trajectoire nous permet d'identifier la masse qui est donnée par la formule suivante :

$$A = \frac{ZB\rho}{3.1071\beta\gamma} \quad (3.15)$$

où :

$B\rho$  : est la rigidité magnétique de la particule chargée en T.m.

$\beta = \frac{v}{c}$  et  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ .

La figure 3.15 montre la résolution en masse du système de détecteurs ALADiN pour les isotopes ayant un numéro atomique  $2 \leq Z \leq 10$ . On observe une bonne séparation des isotopes suivants :

- $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$ .
- $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^8\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$ .
- $^7\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$  et  $^{10}\text{Be}$ .
- $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{B}$  et  $^{13}\text{B}$ .
- $^{11}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  et  $^{14}\text{C}$ .
- $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{N}$  et  $^{17}\text{N}$ .
- $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$ .
- $^{18}\text{F}$  et  $^{19}\text{F}$ .
- $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Ne}$  et  $^{23}\text{Ne}$ .

Une telle identification nous permet de faire une bonne détermination de la température par la méthode du double rapport isotopique ou celle des spectres en énergie cinétique des fragments qui nécessitent une identification individuelle en masse des différents isotopes utilisés dans la mesure de la température.



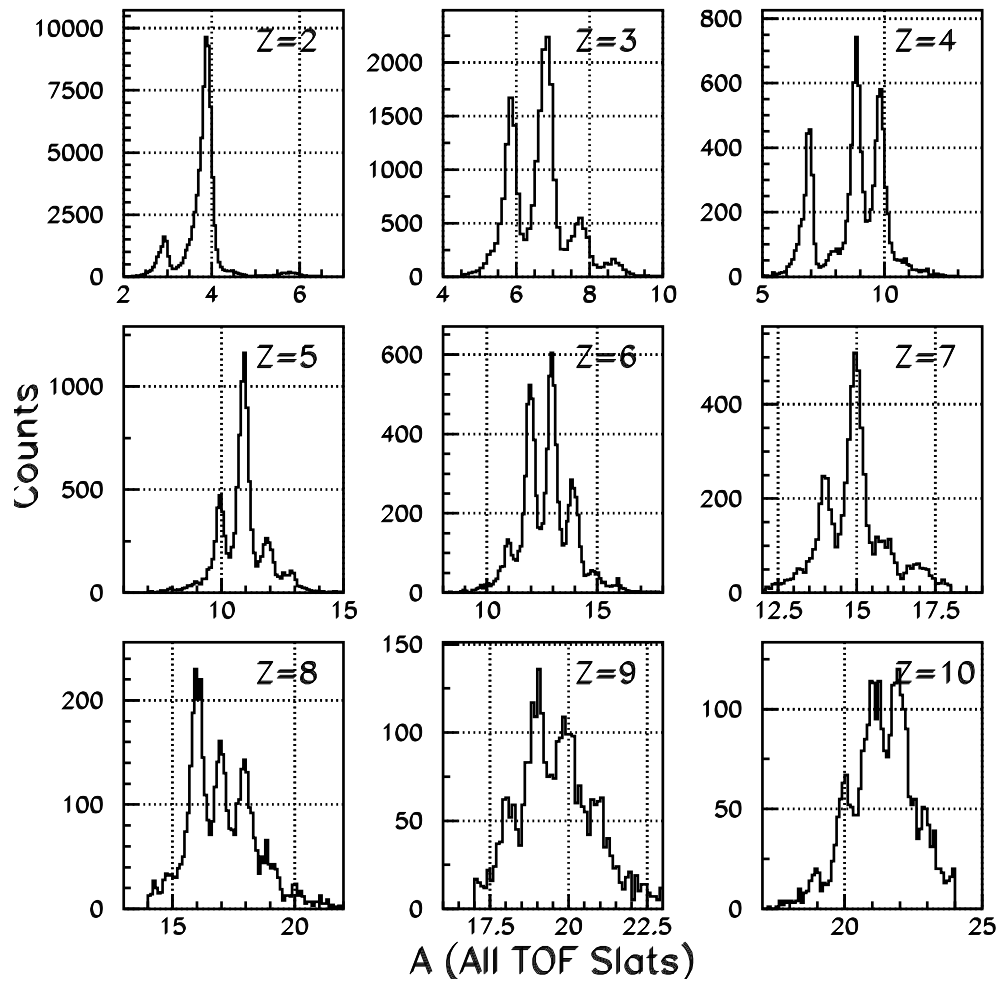


FIG. 3.15 – Spectres en masse obtenus grâce à la méthode de reconstruction de trajectoire et au temps de vol dans la réaction  $^{124}\text{Sn} + \text{Sn}$  à 600 AMeV pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 2$  et  $Z = 10$ . Une résolution individuelle en masse est obtenue pour ces différents isotopes.

## 3.4 Production et identification des faisceaux radioactifs

Le séparateur de fragments FRS (décrit dans le chapitre 2), auprès de l'accélérateur GSI-Darmstadt constitue un outil unique pour l'étude des réactions nucléaires avec des faisceaux radioactifs.

Durant la campagne d'expériences S254, on a utilisé des faisceaux radioactifs de  $^{124}\text{La}$  et d' $^{107}\text{Sn}$ . On va décrire dans ce chapitre le mode de production et la méthode d'identification de ces deux faisceaux radioactifs.

### 3.4.1 Production des faisceaux radioactifs

La production des faisceaux radioactifs se fait par fragmentation d'un faisceau de  $^{142}\text{Nd}$  sur une cible de  $^9\text{Be}$ .

La figure 3.16 montre les calculs EPAX pour la production des isotopes de l'étain. La limite en section efficace de production d'un isotope pour avoir une intensité de faisceau supérieure à  $10^4$  (limite imposée par la statistique) est égale à  $50 \mu\text{b}$ .

La limite imposée par la statistique veut dire le seuil en production (intensité) nous permettant de collecter un nombre d'événements suffisant durant le temps de faisceau alloué à l'expérience. La ligne de faisceau entre le point de production (la cible au FRS) et la zone expérimentale ALADiN impose la prise en compte d'un coefficient de transmission supplémentaire à celui utilisé entre la cible et la sortie du FRS.

Pour ces raisons, on a choisi d'utiliser un faisceau d' $^{107}\text{Sn}$  et non pas l' $^{106}\text{Sn}$ .

La Figure 3.17 montre les calculs EPAX pour la production des isobares  $A = 124$ , la limite en section efficace de production d'un isotope pour avoir une intensité de faisceau supérieur à  $10^4$  (limite imposée par la statistique) est égale à  $50 \mu\text{b}$  comme pour les isotopes de  $^{106}\text{Sn}$ .

Les calculs EPAX justifient le choix du  $^{124}\text{La}$  qui a la même masse que l' $^{124}\text{Sn}$  mais un numéro atomique très différent  $\Delta Z = 7$ .

Pour pouvoir bien étudier l'effet de l'isospin on a utilisé des faisceaux très différents en  $N/Z$ , les lignes verticales montrées sur les figures 3.16 et 3.17 correspondent aux limites des noyaux stables.

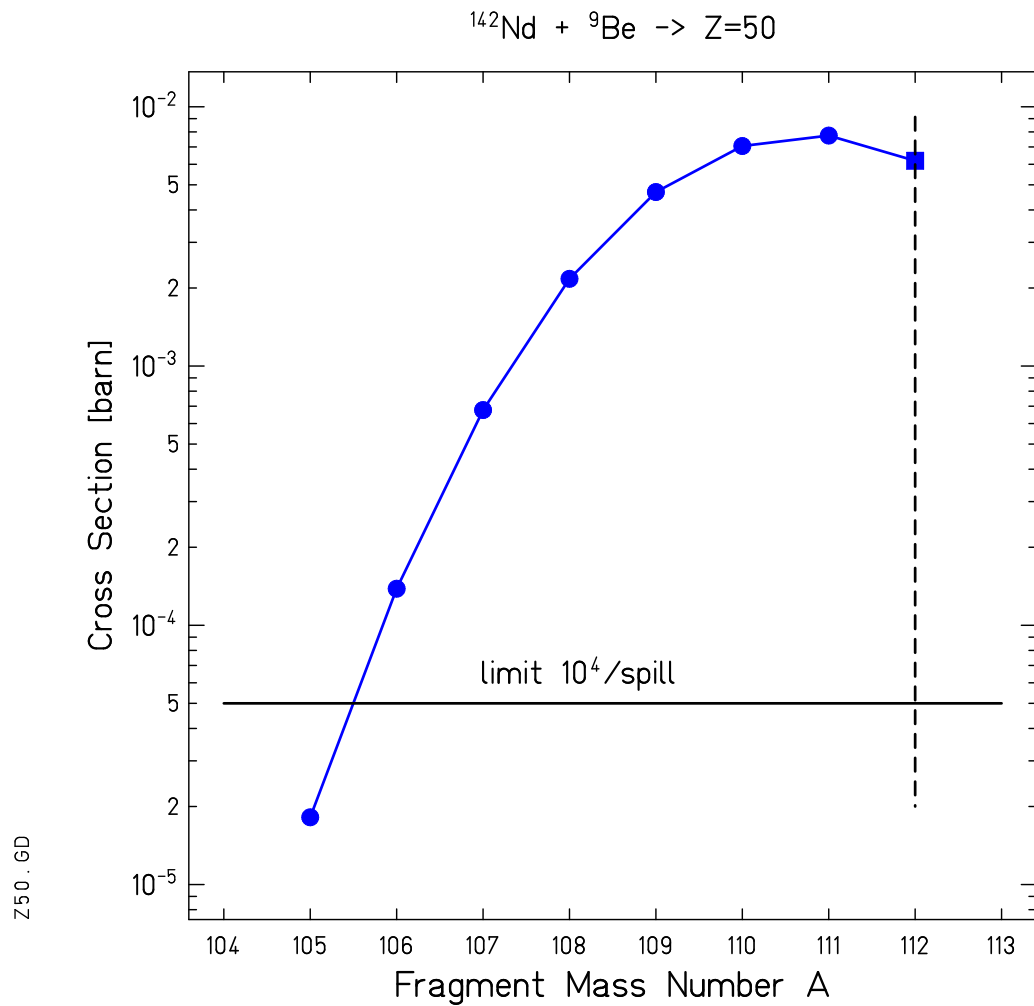


FIG. 3.16 – Sections efficaces calculées par le code EPAX pour la production des isotopes de l'étain. La ligne horizontale montre la limite statistique et l'intensité acceptable par la chambre d'ionisation MUSIC4. La ligne verticale correspond à la limite des noyaux stables.

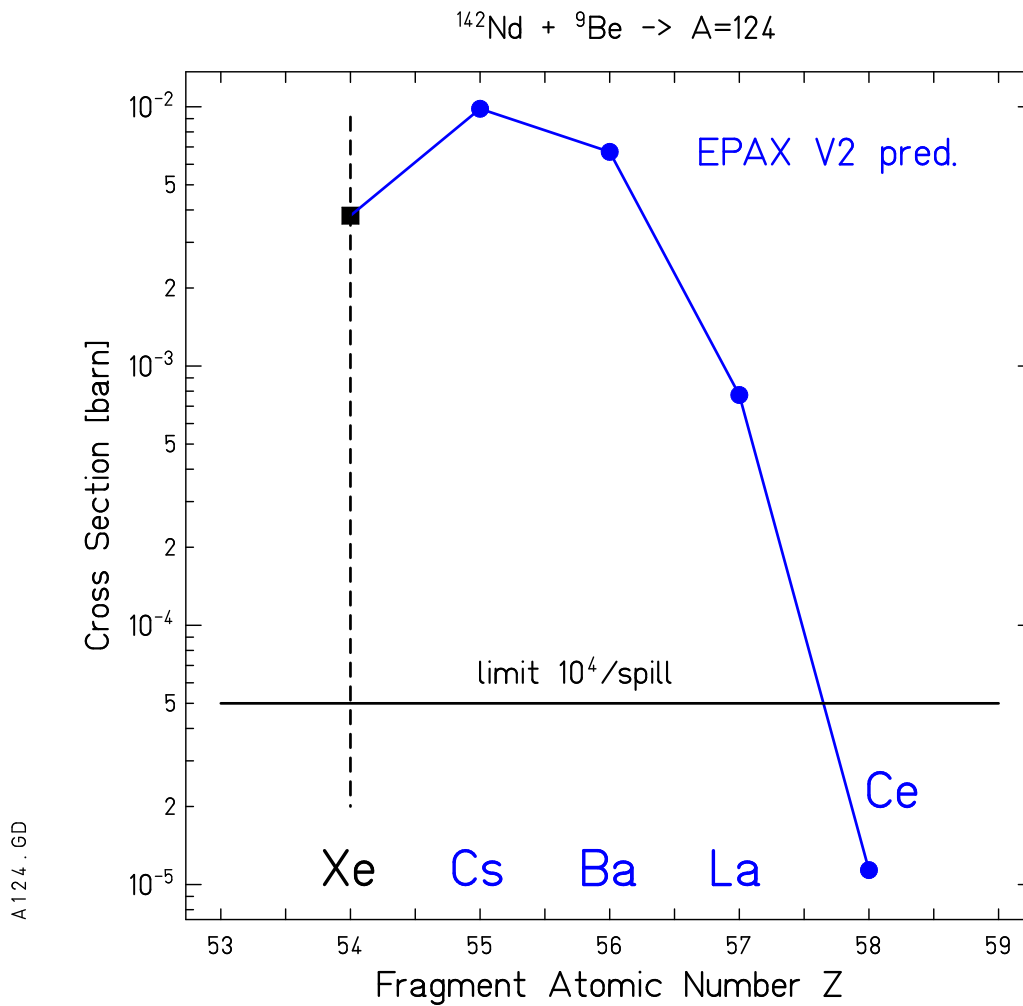


FIG. 3.17 – Sections efficaces calculées par le code EPAX pour la production des noyaux de masse 124. La ligne horizontale montre la limite statistique et l'intensité acceptable par la chambre d'ionisation MUSIC4. La ligne verticale correspond à la limite des noyaux stables.

### 3.4.2 Méthode d'identification

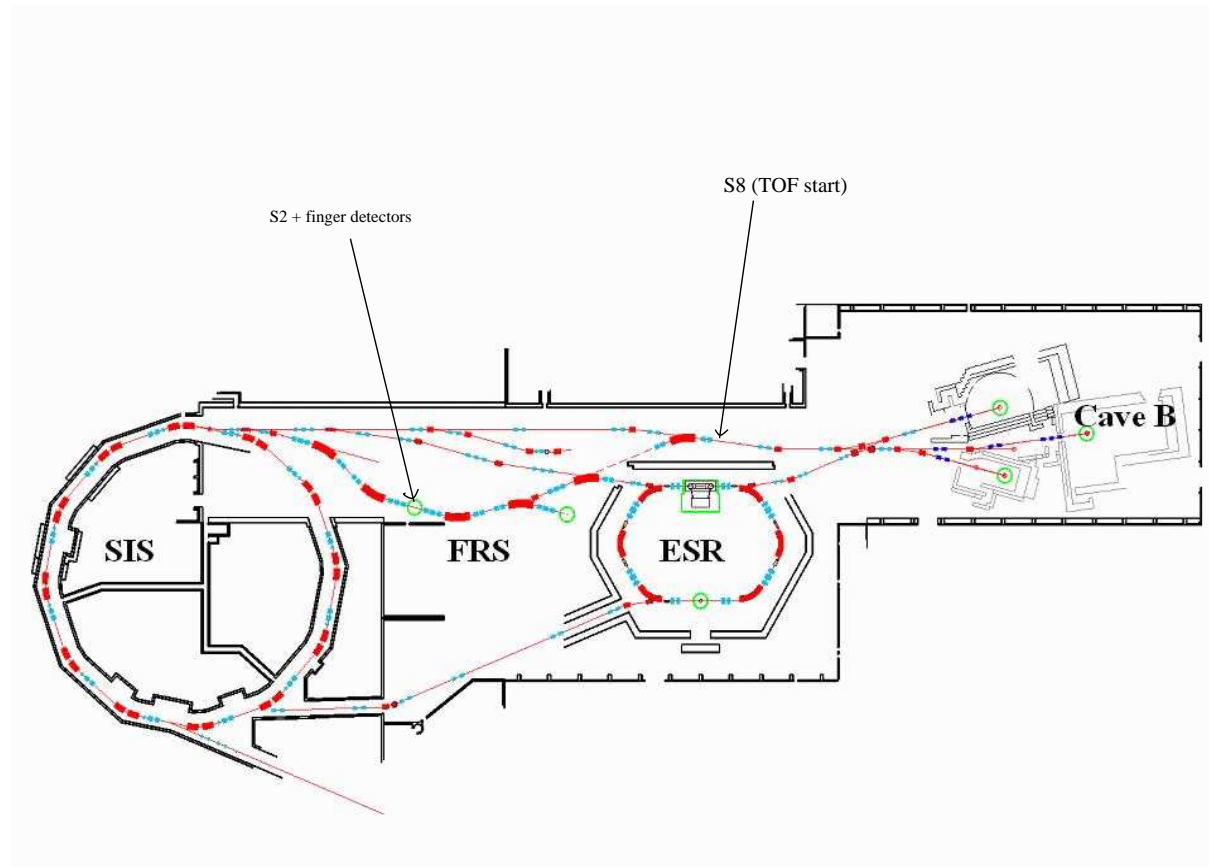


FIG. 3.18 – La figure montre le dispositif expérimental pour l'identification des faisceaux radioactifs. A la sortie du premier étage du FRS après une première sélection en rigidité, au niveau de S2, on a placé 15 scintillateurs plastiques pour avoir la position. Le temps de vol est déterminé entre le scintillateur plastique S8 et le détecteur start au niveau de la cave B. La charge est déterminée par la chambre d'ionisation MUSIC4.

Pour l'identification des compositions isotopiques des faisceaux radioactifs, on a besoin de la charge  $Z$  et du rapport nombre de neutrons sur nombre de protons  $N/Z$ . La charge est donnée par la chambre d'ionisation MUSIC4 alors que le rapport  $N/Z$  est déterminé par la rigidité du faisceau et le temps de vol sur la distance FRS-ALADiN. Parce que l'acceptance de la ligne de transport est trop grande en impulsion on a besoin d'une mesure précise de la rigidité qu'on fait à la position S2 (point focal dispersif) du FRS où la position latérale d'un projectile est liée à sa rigidité.

On utilise 15 scintillateurs plastiques d'une largeur de 13 mm (finger detectors) à la position S2 du FRS (figure 3.18) placés verticalement avec un photomultiplicateur situé en haut de chaque scintillateur plastique afin de déterminer la position du faisceau radioactif. La détermination du temps de vol se fait entre la position S8 du FRS (figure 3.18) où on a placé

un scintillateur plastique horizontalement avec un photomultiplicateur placé de chaque côté et le détecteur start à l'entrée de la chambre à cibles du dispositif expérimental AL-ADiN.

Le rapport  $A/Z$  est donné par la formule suivante :

$$\frac{A}{Z} = 2.175 + (1228 - \frac{t_2 + t_3}{2})8.5.10^{-4} + (Nf_{max} - 10.2)4.2.10^{-3} \quad (3.16)$$

où :

2.175, 1228,  $8.5.10^{-4}$ , 10.2,  $4.2.10^{-3}$  sont des constantes déterminées par étalonnage en utilisant des faisceaux directs connus.

$t_2$  et  $t_3$  : le temps donné par le photomultiplicateur gauche et droit respectivement de S8.  
 $Nf_{max}$  : le numéro du scintillateur plastique placé à la position S2 ayant la plus grande amplitude.

La figure 3.19 illustre la méthode d'identification de la composition isotopique du faisceau pour la sélection de  $^{107}\text{Sn}$ . La figure 3.19 a) montre la grille d'identification autour des isotopes de l'étain. On observe une contamination autour de  $^{107}\text{S}$  en  $^{108}\text{Sn}$ ,  $^{104}\text{In}$  et  $^{105}\text{In}$ . On peut effectuer une première sélection en rapport  $A/Z$  donné par l'équation 3.16. Après une telle sélection on se retrouve avec le noyau  $^{107}\text{Sn}$  (rouge) et un polluant qui est le noyau  $^{104}\text{In}$  (bleu) dans le faisceau. La figure c) montre les distributions en position (données par le détecteur position près de la cible décrit dans le chapitre 2) dans le plan perpendiculaire à la direction incidente du faisceau où on observe que les deux distributions sont séparées en position horizontale comme le montre la figure d) qui représente la projection de ces deux distributions sur l'axe horizontal. Donc on peut trier au niveau de la cible les événements du projectile  $^{107}\text{Sn}$  en faisant une sélection en position.

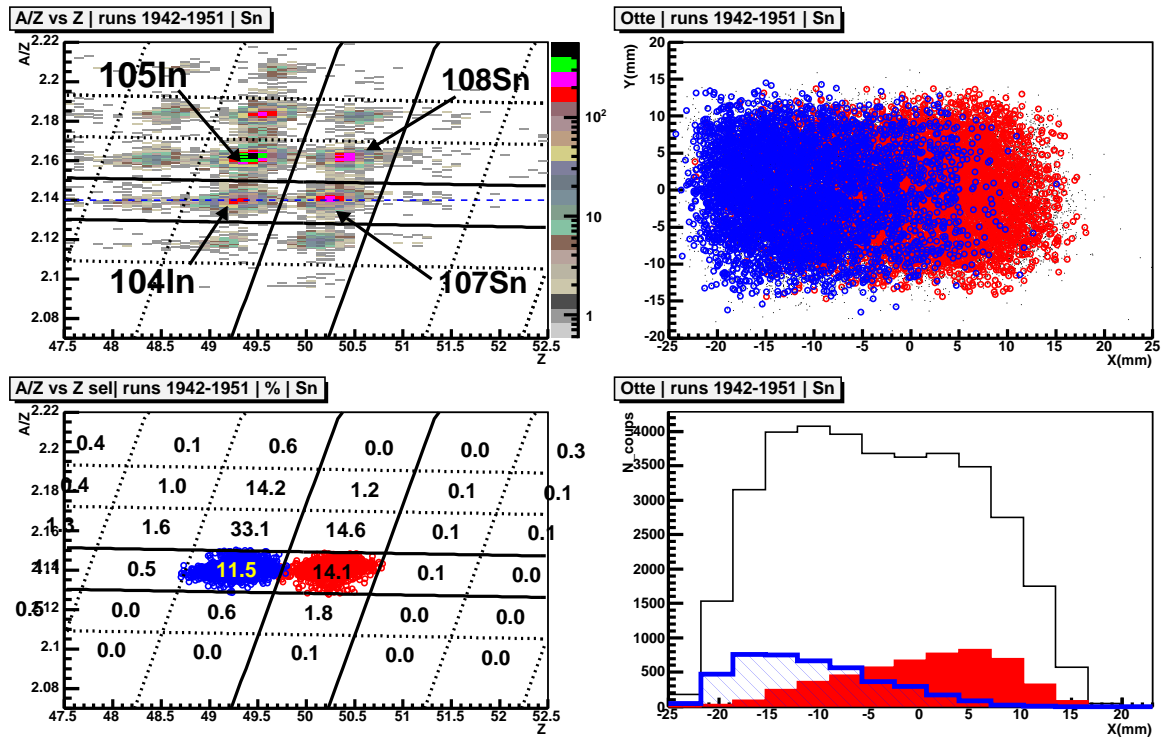


FIG. 3.19 – La figure illustre la méthode d'identification de la composition isotopique du faisceau pour la sélection du faisceau  $^{107}\text{Sn}$ . la figure a) montre la grille d'identification autour des isotopes de l'étain. La figure c) illustre la sélection en N/Z où on a les noyaux  $^{107}\text{Sn}$  (rouge) et  $^{104}\text{In}$  (bleu) dans le faisceau sélectionné. La figure b) montre la distribution dans le plan perpendiculaire à la direction incidente du faisceau alors que la figure d) montre la projection de cette distribution sur l'axe horizontal.

# Chapitre 4

## Propriétés de la multifragmentation du projectile spectateur

Dans les collisions d'ions lourds, et à la différence de la multifragmentation de la source participante qui est fortement dépendante des effets de l'expansion dus à la compression du système lors de la collision (à 600 A MeV la boule de feu décroît par émission de nucléons, pions, kaons, ... et quelques fragments [Rei97]), la multifragmentation du projectile spectateur peut être considérée comme universelle. Cette universalité a été démontrée par la collaboration ALADiN durant ses premières campagnes d'expériences.

Dans ce chapitre on se propose d'étudier les effets de l'isospin sur les observables globales et de tester l'universalité de la multifragmentation du projectile spectateur et son invariance en fonction de l'isospin.

### 4.1 Multiplicité de fragments de masses intermédiaires

La violence de la collision dans l'interaction entre ions lourds peut être déterminée par le paramètre d'impact qui représente la distance entre le centre des deux noyaux collisionnants; elle peut être décrite par une autre observable appelée  $Z_{bound}$  avec :

$$Z_{bound} = \sum_i Z_i \quad (4.1)$$

où  $Z_i$  est la charge des fragments avec  $Z_i \geq 2$ .

Pour les petites valeurs de  $Z_{bound}$ , on est situé dans la zone où le mode de désexcitation dominant est la vaporisation qui est caractérisée par une émission de particules ayant un  $Z \leq 1$  et quelques fragments de masse intermédiaire.

Pour les grandes valeurs de  $Z_{bound}$ , on est situé dans la zone où le mode de désexcitation dominant est l'évaporation qui est caractérisée par l'émission de quelques particules ayant un  $Z \leq 2$  est un gros résidu.

Pour les valeurs intermédiaires de  $Z_{bound}$  c'est le régime de la multifragmentation qui domine.



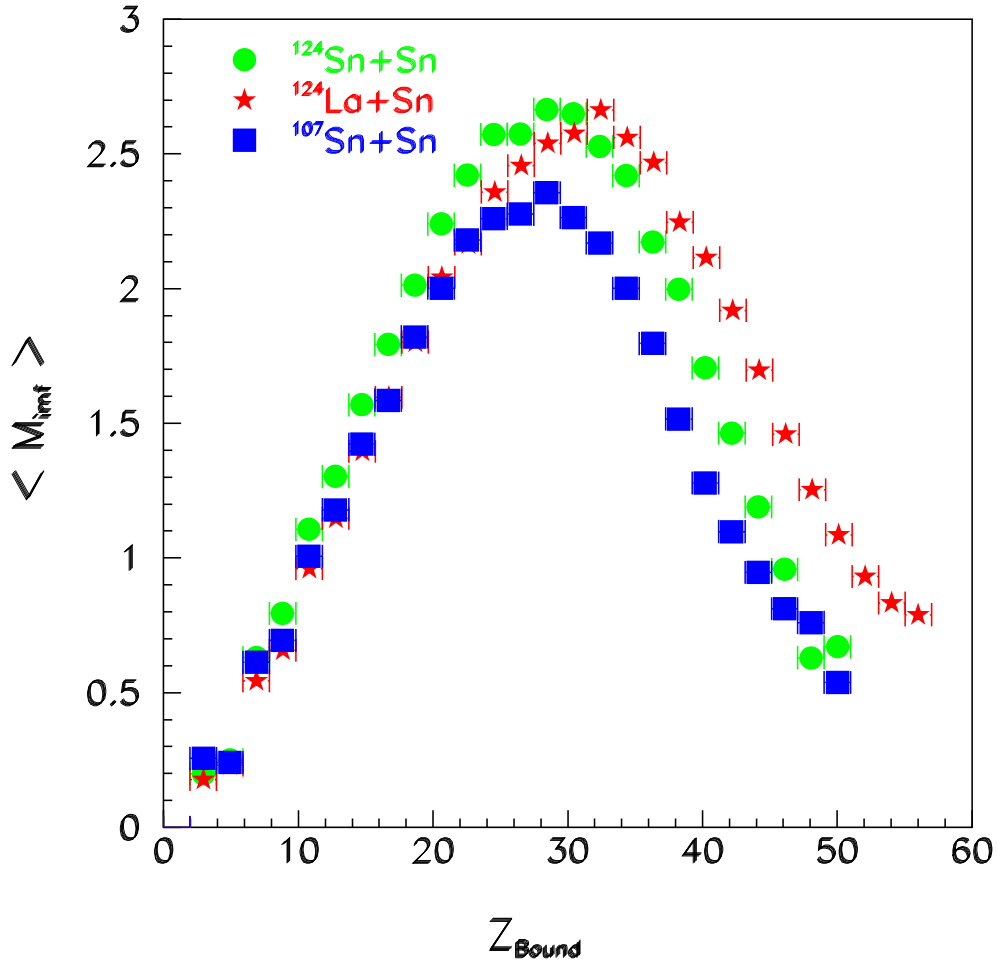


FIG. 4.1 – Distribution de la multiplicité de fragments de masse intermédiaire en fonction de  $Z_{\text{bound}}$  pour les 3 systèmes  $^{107}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  sur une cible d'étain à 600 AMeV .

La Figure 4.1 montre la multiplicité de fragments de masse intermédiaire en fonction de  $Z_{\text{bound}}$  pour les trois systèmes  $^{124}\text{Sn} + \text{Sn}$ ,  $^{107}\text{Sn} + \text{Sn}$  et  $^{124}\text{La} + \text{Sn}$ . L'universalité globale de la forme de la distribution démontrée par la collaboration ALADiN (Figure 4.3 [Sch96]) est reproduite avec quelques différences :

- Pour les grandes valeurs de  $Z_{\text{bound}}$  (faibles énergies d'excitation) les courbes se terminent comme prévu à des valeurs proches du  $Z_{\text{proj}}$ . Mais pour l' $^{124}\text{Sn}$  la chute de la distribution est plus prononcée. Cette observation peut être expliquée par le fait que dans le cas de  $^{124}\text{Sn}$  qui est riche en neutrons, le résidu avec une faible énergie d'excitation va émettre principalement des neutrons à la différence des deux systèmes l' $^{107}\text{Sn}$  et le  $^{124}\text{La}$  qui sont pauvres en neutrons qui peuvent émettre plus de particules chargées légères. Ce qui explique la large distribution en  $Z_{\text{bound}}$  du  $^{124}\text{Sn}$  par rapport au  $^{124}\text{La}$  et  $^{107}\text{Sn}$ . Cette observation est en parfait accord avec les calculs SMM (Statistical Multifragmentation Model) montrés sur la Figure 4.2.

On observe un maximum en multiplicité moyenne de fragments de masse intermédiaire

plus faible pour le système le plus léger  $^{107}\text{Sn}$ , alors que pour les deux systèmes de masses 124 ( $^{124}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$ ), on a la même valeur pour le maximum en multiplicité moyenne de fragments de masse intermédiaire, cet effet est reproduit aussi par les calculs SMM (Figure 4.2). Cet effet peut être expliqué par le fait que pour des énergies d'excitation autour de 6-7 AMeV (Figure 4.2 gauche),  $^{107}\text{Sn}$  rentre plus rapidement dans la phase où le régime dominant est la vaporisation parce qu'il est pauvre en neutrons et on obtient des fragments légers qui vont décroître rapidement vers des particules de  $Z < 3$ .

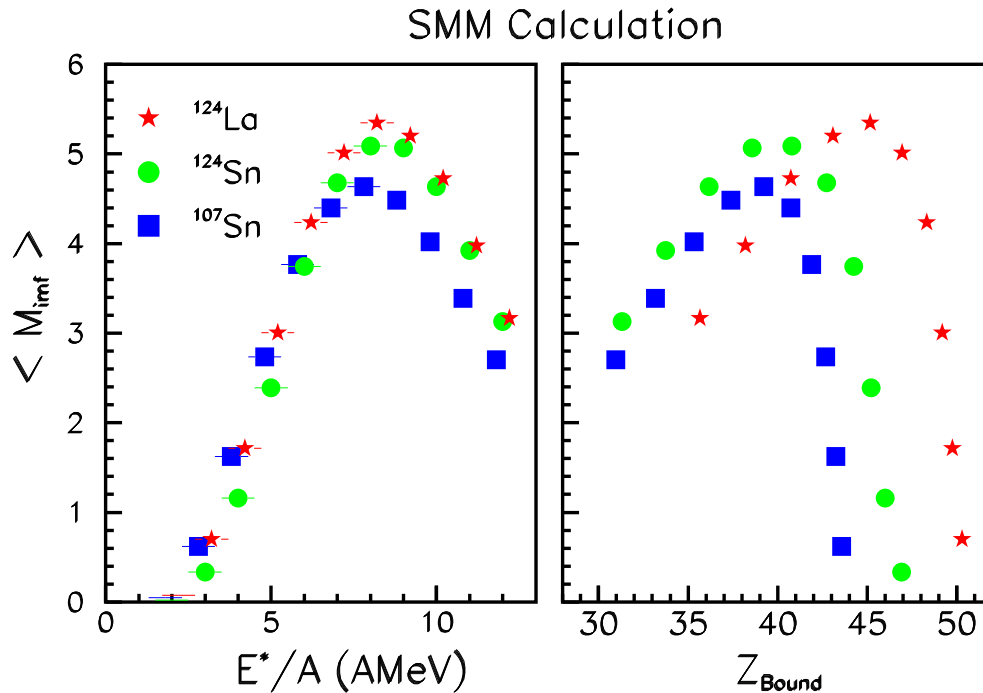


FIG. 4.2 – Distributions de la multiplicité de fragments de masse intermédiaire en fonction de l'énergie d'excitation normalisée par la masse du projectile (figure de gauche) et de  $Z_{\text{bound}}$  (figure de droite) données par les calculs SMM pour les 3 systèmes  $^{107}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  pour une énergie d'excitation de 5 AMeV.

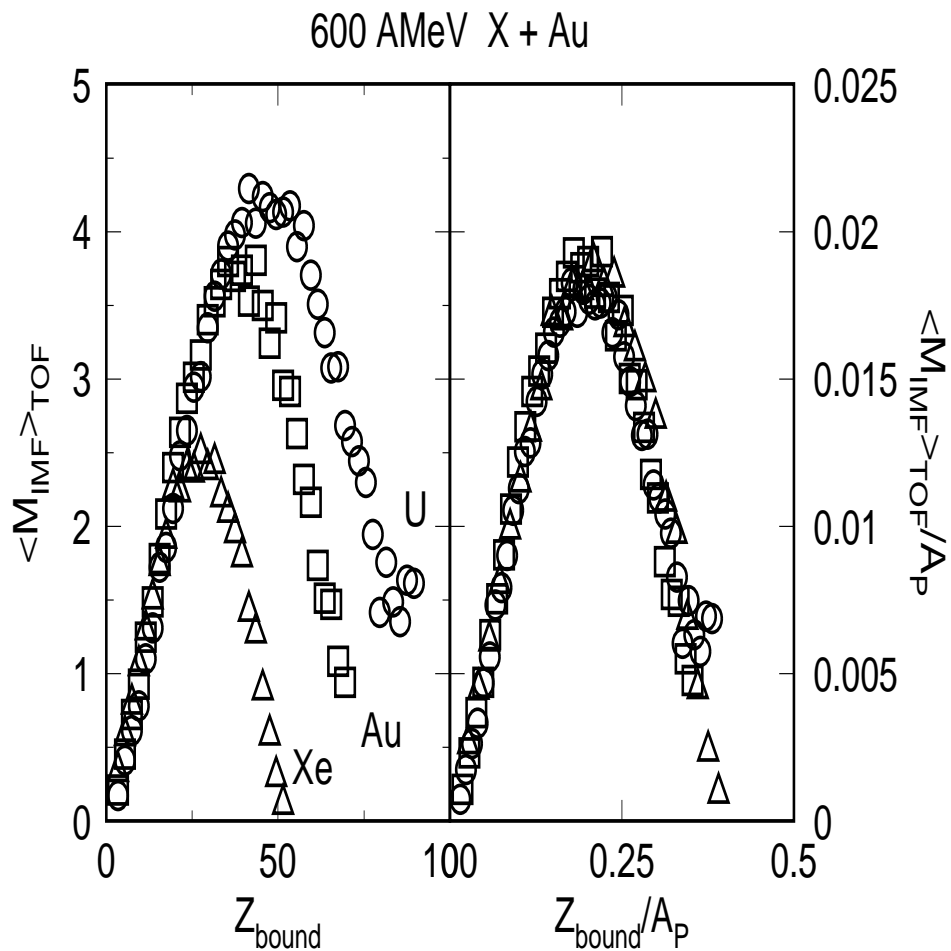


FIG. 4.3 – Distributions de la multiplicité de fragments de masse intermédiaire en fonction de  $Z_{bound}$  (figure de gauche) et de  $Z_{bound}$  normalisée par la masse du projectile (figure de droite) obtenues lors de la campagne d'expériences S117 pour les 3 systèmes  $^{238}\text{U}$ ,  $^{197}\text{Au}$  et  $^{132}\text{Xe}$  sur une cible d'or à 600 AMeV .

## 4.2 Composition isotopique des fragments

La sélection de la violence de la collision peut être aussi faite en fonction de la distribution de la charge maximale  $Z_{max}$  dans un événement. Pour les collisions les plus violentes (petit paramètre d'impact), on obtient comme produits de réaction des fragments de petites tailles donc un faible  $Z_{max}$ , alors que pour les collisions les moins violentes (grand paramètre d'impact) on obtient un gros fragment et des particules légères donc un grand  $Z_{max}$ . La Figure 4.4 gauche montre la distribution en  $Z_{max}$  pour les trois systèmes  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  sur une cible d'étain à 600 AMeV. Les trois distributions sont en parfait accord avec les calculs SMM comme le montre la figure 4.4 de droite.

Pour étudier l'influence des effets isotopiques, on compare la distribution du rapport

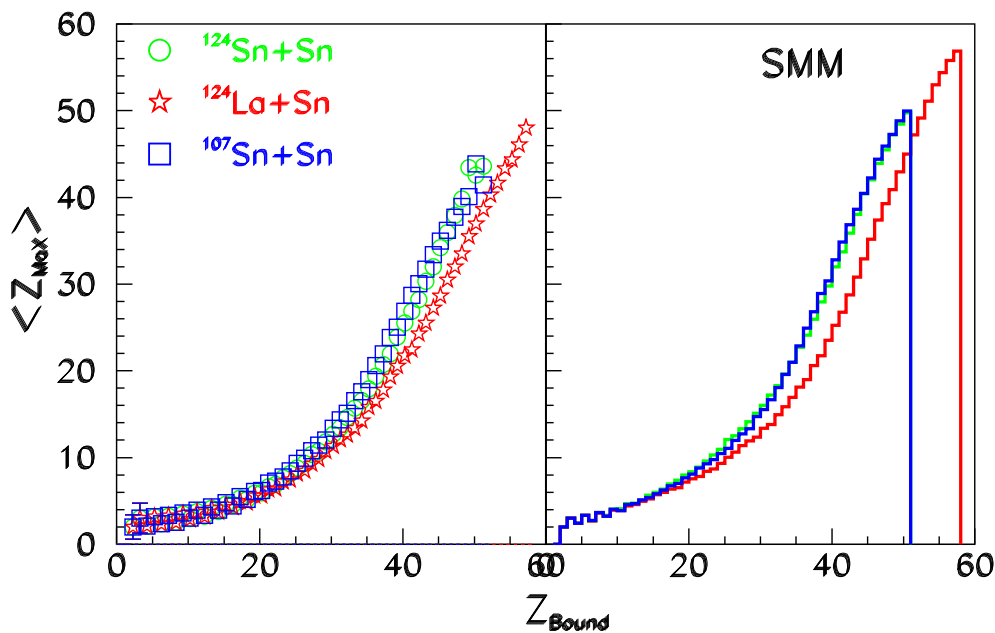


FIG. 4.4 – Distribution de la charge maximale  $Z_{max}$  en fonction de  $Z_{bound}$  pour les 3 systèmes  $^{107}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  sur une cible d'étain à 600 AMeV (figure de gauche), et les distributions prédites par SMM pour les 3 systèmes pour une énergie d'excitation de 5 AMeV (figure de droite).

moyen  $N/Z$ , comme le montre la Figure 4.5 des fragments ayant un numéro atomique  $10 \leq Z \leq 15$ . On a effectué deux coupures en  $Z_{max}$  :

- $Z_{max} > 25$  ce qui correspond aux faibles énergies d'excitation.
- $Z_{max} < 15$  ce qui correspond aux grandes énergies d'excitation.

On observe que les valeurs moyennes du rapport  $N/Z$  pour l' $^{124}\text{Sn}$  sont plus grandes que pour  $^{124}\text{La}$ , ce qui peut être expliqué par la différence en  $N/Z$  entre les deux systèmes.

On observe aussi qu'il y a une différence entre les deux distributions pour les deux coupures en  $Z_{max}$  dans le cas du  $^{124}\text{La}$ , alors que dans le cas de  $^{124}\text{Sn}$  cette différence est moins significative. Cette observation est en parfait accord avec les calculs SMM montrés

sur la Figure 4.6 [Bot00]. La différence des valeurs moyennes en  $N/Z$  entre les données et les calculs SMM est due au fait que pour ces derniers, on considère les fragments primaires excités alors que dans le cas des données, on a les fragments finaux issus de la décroissance des fragments primaires.

Cet effet peut être expliqué dans le cadre du scénario statistique par la dépendance du nombre de neutrons qui peuvent être emportés par le fragment léger, du nombre de fragments lourds et leur capacité à emporter des neutrons, ce qui implique une dépendance en masse et en rapport isotopique  $N/Z$ .

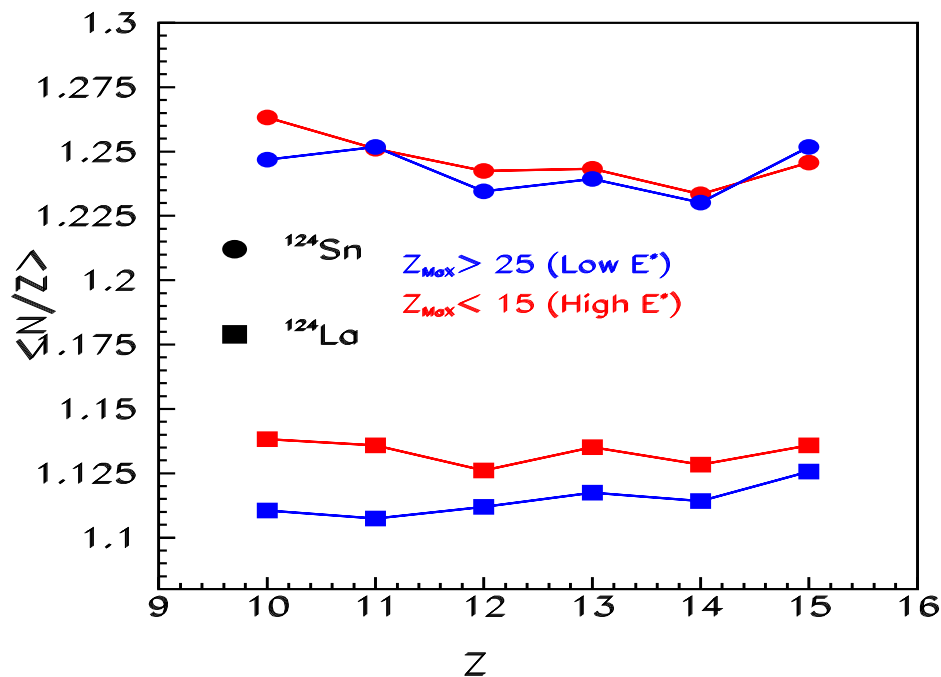


FIG. 4.5 – Distribution du rapport isotopique des fragments en fonction de leur charges pour les 2 systèmes  $^{124}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  sur une cible d'étain à 600 AMeV. En rouge est représentée la distribution pour  $Z_{\text{max}} < 15$  (grandes énergies d'excitation) et en bleu la distribution pour  $Z_{\text{max}} > 25$  (basses énergies d'excitation).

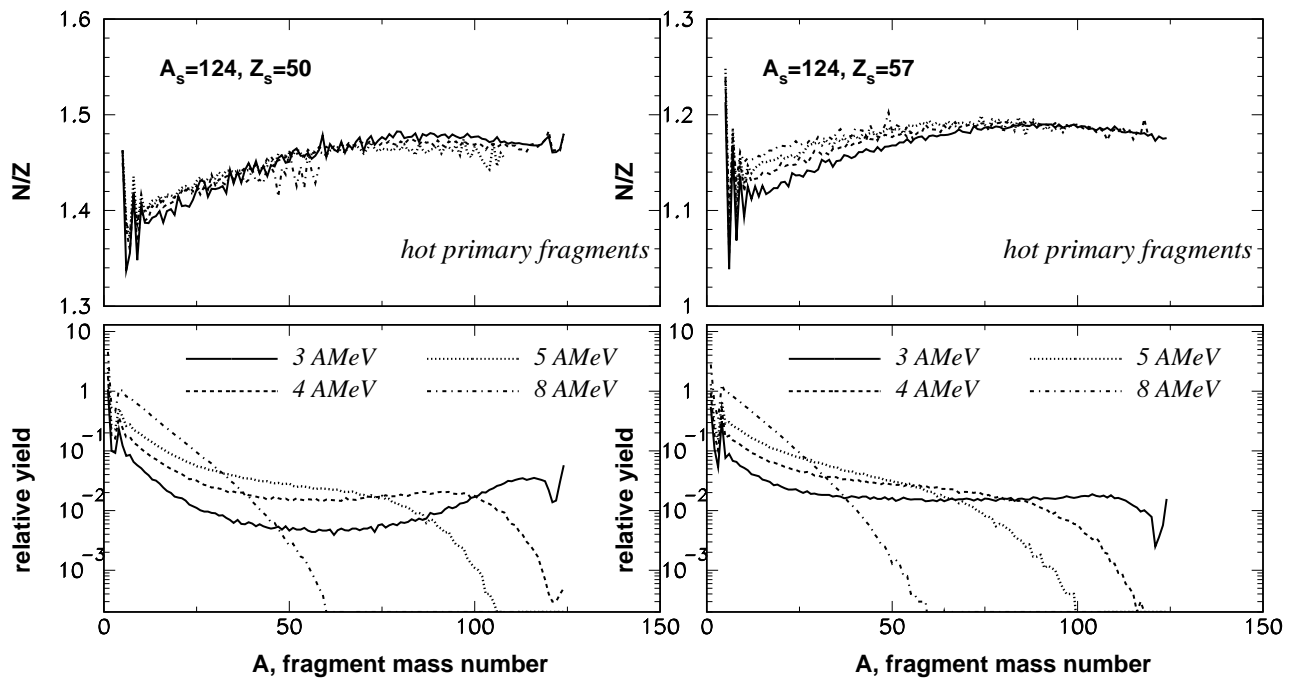


FIG. 4.6 – Distribution du rapport  $N/Z$  (nombre de neutrons / nombre de protons) (figures du haut) et la distribution des masses (figures du bas) du fragment obtenu par les calculs SMM pour les 2 systèmes  $^{124}\text{Sn}$  (figure de gauche) et  $^{124}\text{La}$  (figure de droite) sur une cible d'étain à 600 AMeV. Les lignes correspondent aux différentes énergies d'excitation.

### 4.3 Multiplicité des neutrons

L'utilisation du détecteur LAND permet de mesurer les neutrons émis à l'avant par rapport à la direction incidente du faisceau. La figure 4.7 montre la multiplicité moyenne des neutrons corrigée en angle solide et normalisée par la masse du projectile en fonction de  $Z_{bound}$  normalisé par rapport à la charge du projectile. Les résultats sont préliminaires puisqu'on utilise le nombre de coups sans aucune sélection des neutrons.

On observe une manifestation des effets isotopiques exprimée par une plus grande production de neutrons pour les systèmes riches en neutrons et on observe la même multiplicité moyenne des neutrons pour les deux systèmes  $^{124}\text{Sn}$  et  $^{197}\text{Au}$  qui ont le même rapport  $N/Z$  par rapport aux systèmes pauvres en neutrons ( $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$ ). Cette différence décroît pour les grandes énergies d'excitation (petites valeurs de  $Z_{bound}$ ).

### 4.4 Distributions isotopiques

La figure 4.8 montre les taux de production des isotopes du carbone (normalisée par rapport au  $^{11}\text{C}$ ) en fonction de leur rapport nombre de neutrons par nombre de protons pour les 2 systèmes  $^{124}\text{La}$  (figure de gauche) et  $^{124}\text{Sn}$  (figure de droite) en effectuant deux coupures en  $Z_{max}$ . On observe qu'on a des taux de production des isotopes riches en neutrons du C ( $N/Z > 1$ ) plus élevés dans le cas de  $^{124}\text{Sn}$  que dans celui du  $^{124}\text{La}$ , alors que pour les isotopes pauvres en neutrons ( $N/Z < 1$ ) on observe que les taux de production sont plus élevés dans le cas du  $^{124}\text{La}$  que dans celui de  $^{124}\text{Sn}$  ce qui s'explique par la différence du rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons entre les systèmes qui ont la même masse mais des  $N/Z$  différents ( $\Delta(N/Z) = 0.3$ ).

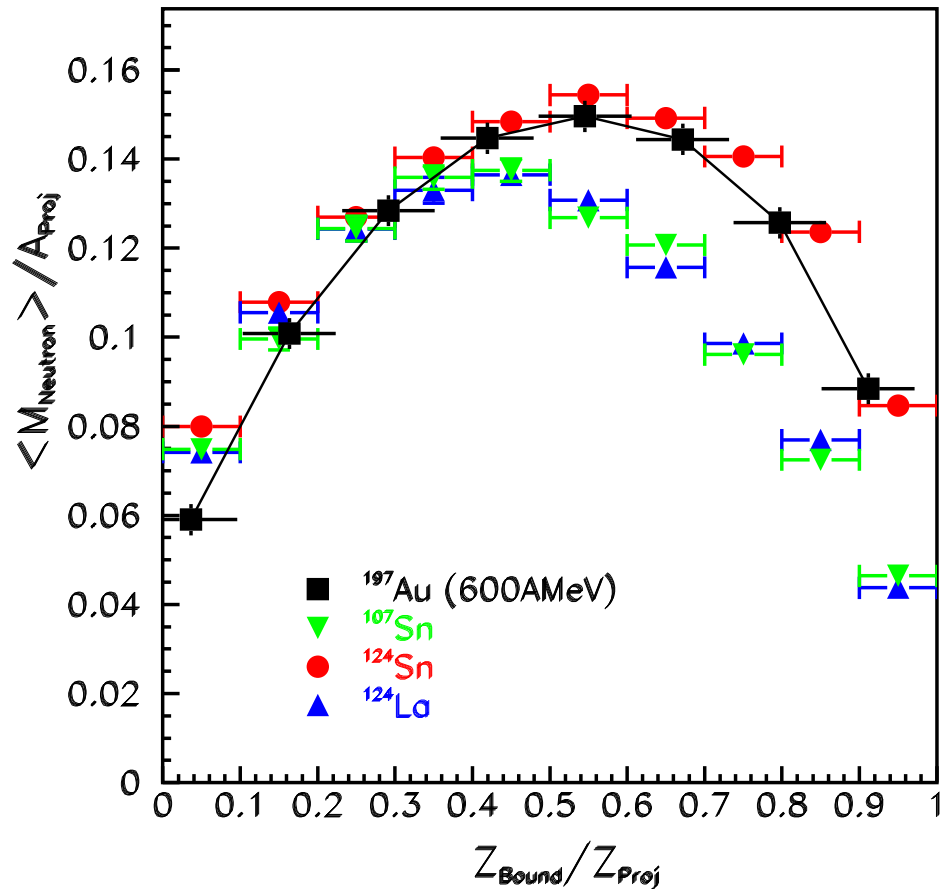


FIG. 4.7 – Multiplicité des neutrons en fonction de  $Z_{\text{bound}}$  normalisée par la charge du projectile pour les 4 systèmes  $^{107}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{La}$  et  $^{197}\text{Au}$  [Zud95] sur une cible d'étain à 600 AMeV. Les résultats sont préliminaires car on utilise le nombre de coups sans aucune sélection des neutrons.



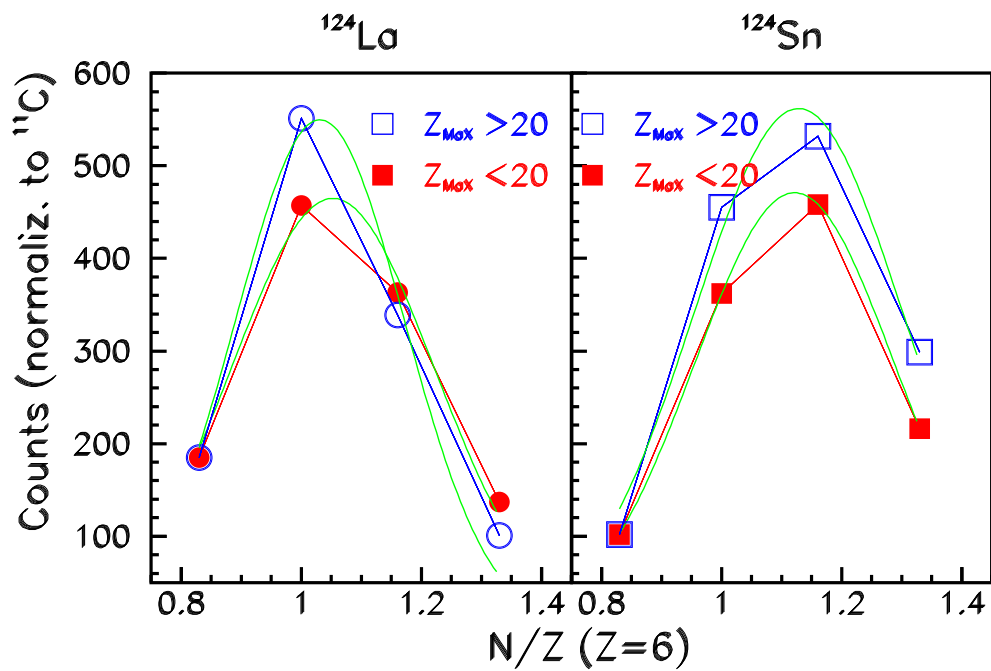


FIG. 4.8 – Tux de production des isotopes du carbone en fonction de leur rapport nombre de neutrons par nombre de protons pour les deux systèmes,  $^{124}\text{La}$  (figure de gauche) et  $^{124}\text{Sn}$  (figure de droite) sur une cible d'étain à 600 AMeV.

# Chapitre 5

## Effet pair-impair

Dans ce chapitre, on propose une étude de l'effet pair-impair dans la multifragmentation du projectile spectateur. On propose aussi une comparaison des résultats expérimentaux avec les calculs du modèle statistique de la multifragmentation SMM.

L'effet pair-impair dans les réactions nucléaires est caractérisé par une augmentation de la production des noyaux pairs par rapport aux noyaux impairs pour les systèmes riches en protons.

Cet effet, déjà observé dans la fission nucléaire [San99, Stei98, Ric04], a été interprété comme une manifestation de la structure nucléaire due à la faible énergie d'excitation mise en jeu durant ce processus. Cet effet a été aussi observé dans les collisions inélastiques et dans les réactions de fragmentation. Ces deux mécanismes sont caractérisés par leur violence et l'importance de l'énergie d'excitation introduite dans le système lors de la réaction. Sachant que la structure nucléaire est supposée ne pas se manifester dans de tels processus, deux explications ont été avancées pour comprendre la présence de cet effet pair-impair :

- La structure nucléaire se manifeste seulement pour le noyau final issu de la décroissance du noyau chaud, ce qu'on appelle la décroissance secondaire ou séquentielle.
- La réaction passe dans l'une de ses phases par un état à basse énergie d'excitation.

On se propose dans ce chapitre d'étudier l'effet pair-impair dans le processus de multifragmentation en comparant les différents systèmes étudiés durant la campagne d'expériences S254.

La figure 5.1 montre les spectres en charge donnés par la MUSIC4 (plans anodes + compteurs proportionnels) pour les 3 systèmes  $^{107}\text{Sn}$  (noir),  $^{124}\text{Sn}$  (rouge) et  $^{124}\text{La}$  (bleu) sur une cible d'étain à 600 AMeV. La résolution individuelle en charge est obtenue pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 2$  et  $Z_{proj}$ . Dans cette étude de l'effet pair-impair, on restreint la comparaison aux fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 2$  et  $Z = 15$ .

## 5.1 Comparaison entre deux isotopes

On propose une comparaison entre les deux isotopes  $^{124}\text{Sn}$  et  $^{107}\text{Sn}$ , ayant un rapport  $N/Z$  respectivement de 1.48 et 1.14.

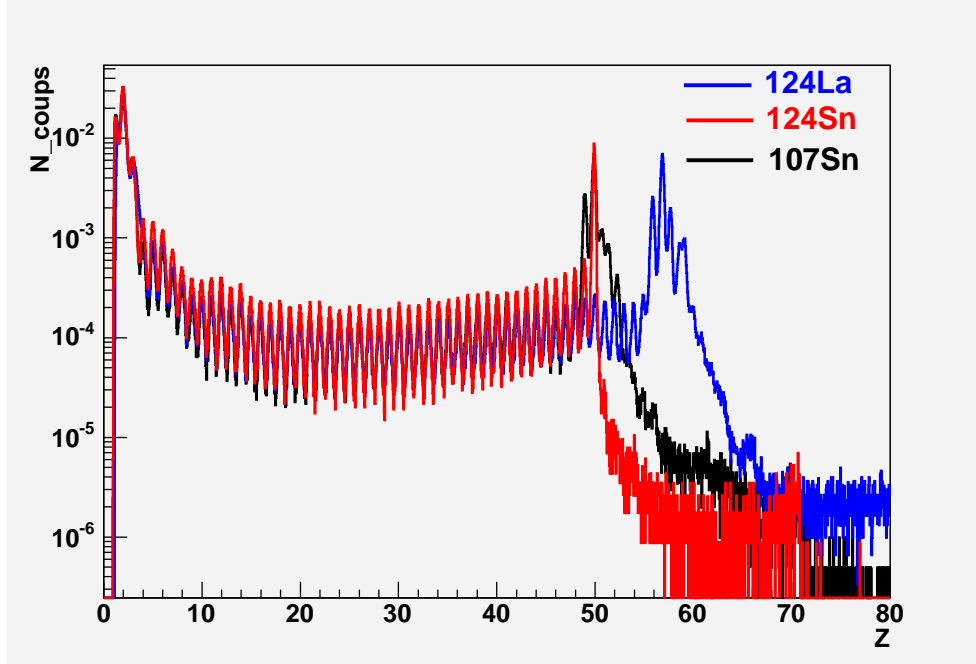


FIG. 5.1 – Spectres en charge obtenus par la MUSIC4 pour les 3 systèmes  $^{107}\text{Sn}$  (noir),  $^{124}\text{Sn}$  (rouge) et  $^{124}\text{La}$  (bleu) sur une cible d'étain à 600 AMeV. Les spectres sont normalisés par rapport au nombre d'événements

La comparaison des rapports de production des fragments entre les deux systèmes  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Sn}$  (figure 5.2) montre que l'effet pair-impair est observé pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 4$  et  $Z = 15$ . Pour les fragments ayant un numéro atomique pair le rapport varie entre 0.6 et 0.8, alors que pour les fragments ayant un numéro atomique impair, le rapport varie entre 0.58 et 0.7 dans cet intervalle en charge.

Ces résultats sont en accord qualitatif avec l'étude de l'effet pair-impair pour les 2 systèmes  $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$  et  $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$  à 300 AMeV pour les fragments émis aux angles avant du détecteur INDRA dans les collisions centrales [Lef97] comme le montre la figure 5.3. On observe que l'effet pair-impair est plus présent dans le cas de la paire  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Sn}$  que dans le cas de la paire  $^{112}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Sn}$  (où il disparaît à partir de  $Z = 12$ ) à cause de la différence en  $N/Z$  entre les deux systèmes qui est plus importante ( $\Delta(N/Z) = 0.34$ ) que dans le deuxième ( $\Delta(N/Z) = 0.24$ ).

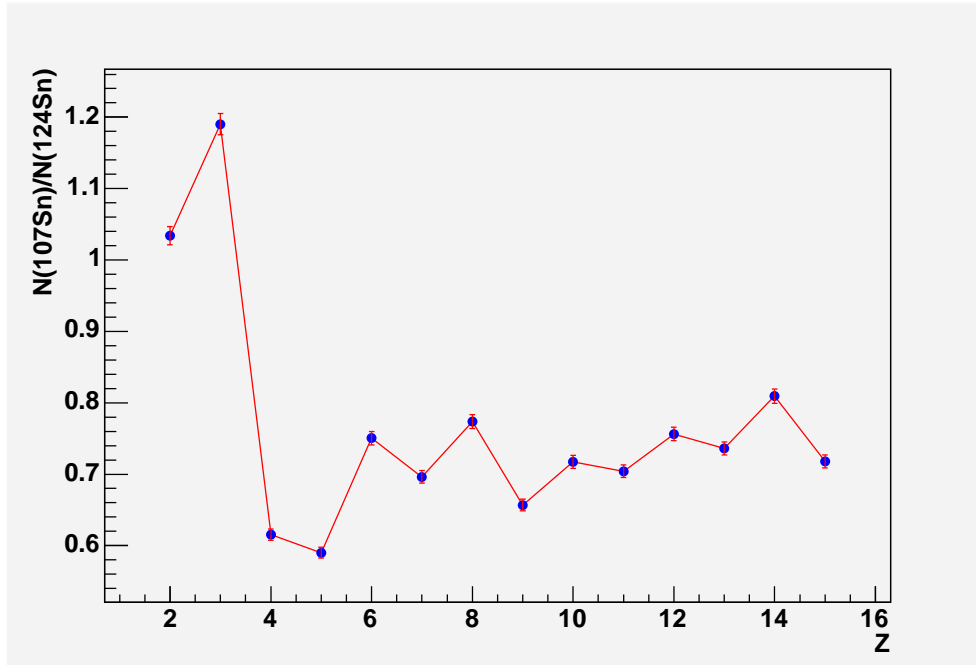


FIG. 5.2 – Rapports de production des fragments en fonction de leur charge pour les deux systèmes  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Sn}$  sur une cible d'étain à 600 AMeV. On observe un effet pair-impair pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 4$  et  $Z = 12$ .

## 5.2 Comparaison entre deux isobares

La comparaison des rapports de production des fragments entre les deux systèmes  $^{124}\text{La}$  et  $^{124}\text{Sn}$  (figure 5.4) montre que l'effet pair-impair est observé pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 4$  et  $Z = 15$ . Pour les fragments ayant un numéro atomique pair le rapport varie entre 0.76 et 0.88, alors que pour les fragments ayant un numéro atomique impair le rapport varie entre 0.64 et 0.78 dans cet intervalle en charge.

Ces résultats sont en accord avec l'étude de l'effet pair-impair pour les 2 systèmes  $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$  et  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à trois énergies différentes 45, 75 et 105 AMeV pour les fragments issus de la décroissance du projectile spectateur émis à un angle de  $5.4^\circ$  par rapport à la direction incidente du faisceau, comme le montre la figure 5.5 (tirée de [Yan99]).

## 5.3 Comparaison entre deux systèmes ayant le même rapport $N/Z$

La comparaison des rapports de production des fragments entre les deux systèmes  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  (figure 5.6) montre que l'effet pair-impair est observé pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 5$  et  $Z = 15$ . Pour les fragments ayant un

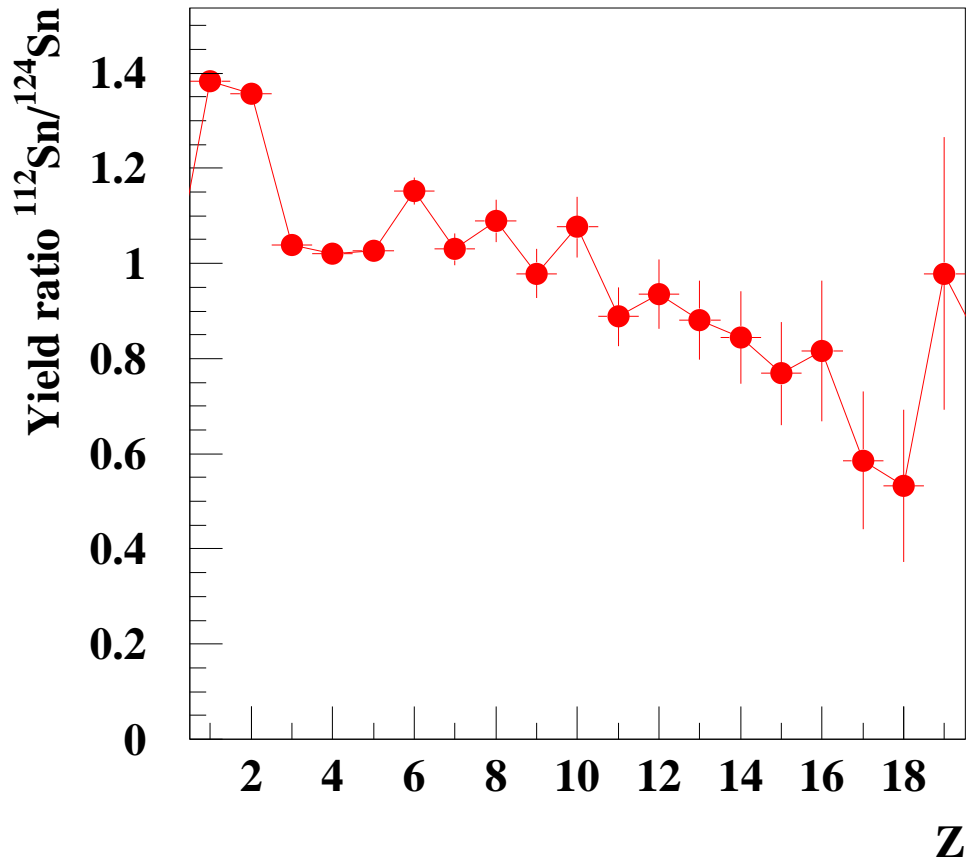


FIG. 5.3 – Rapports de production des fragments en fonction de leur charge pour les deux systèmes  $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$  et  $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$  à 300 AMeV des données INDRA au GSI. On observe un effet pair-impair pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 5$  et  $Z = 12$ . (tirée de la réf [Lef05])

numéro atomique pair le rapport varie entre 0.93 et 0.96, alors que pour les fragments ayant un numéro atomique impair le rapport varie entre 0.89 et 0.94 dans cette zone en charge. On observe que la manifestation de l'effet pair-impair est faible par rapport aux comparaisons précédentes à cause de la faible différence en  $(N/Z)$  entre les deux systèmes ( $\Delta(N/Z) = 0.035$ ).

## 5.4 Comparaison avec le modèle statistique de la multifragmentation SMM

On propose pour la compréhension de l'origine de l'effet pair-impair observé dans la multifragmentation du projectile spectateur une comparaison avec les calculs du modèle

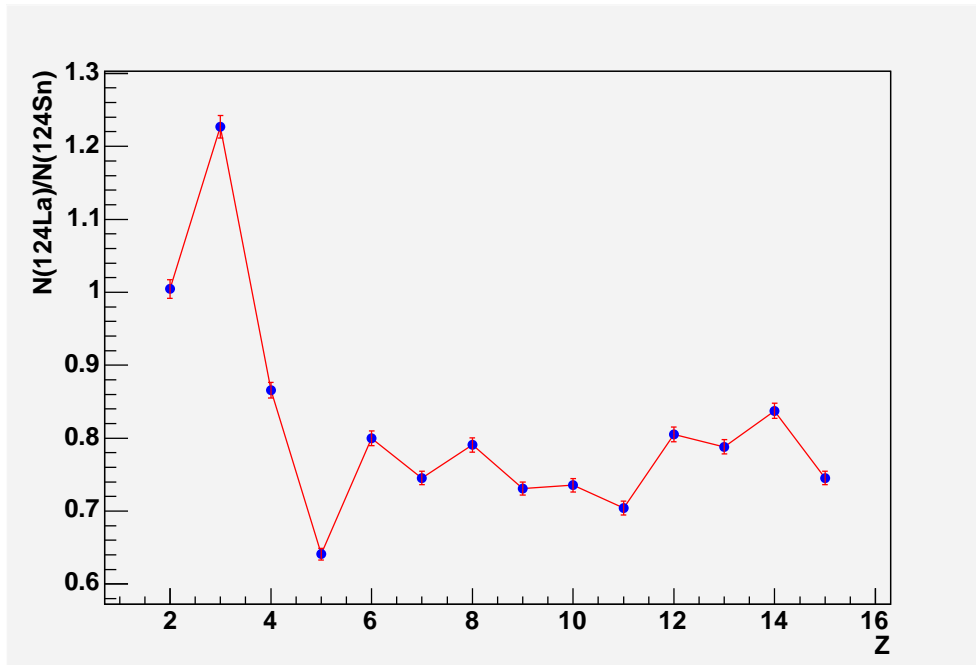


FIG. 5.4 – Rapports de production des fragments en fonction de leur charge pour les deux systèmes  $^{124}\text{La}$  et  $^{124}\text{Sn}$  sur une cible d'étain à 600 A MeV. On observe un effet pair-impair pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 4$  et  $Z = 15$

statistique de la multifragmentation. La figure 5.7 montre les distributions en charge des fragments chauds données par les calculs SMM pour les 3 systèmes  $^{107}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  pour une énergie d'excitation de 5 A MeV. A partir de ces distributions, on construit les rapports de production des fragments chauds en fonction de leur charge pour les différentes combinaisons étudiées dans la partie résultats expérimentaux. La figure 5.8 montre les rapports de production des fragments chauds en fonction de leur charge pour les deux systèmes  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Sn}$ . On observe une absence de l'effet pair-impair observé pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 4$  et  $Z = 15$ . La figure 5.9 montre les mêmes rapports de production de fragments froids pour les deux paires de systèmes ( $^{107}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ) et ( $^{124}\text{La}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ). On observe que l'effet pair-impair est présent pour les deux paires comme pour les données expérimentales. L'absence de l'effet pair-impair pour les fragments chauds et sa manifestation en ce qui concerne les fragments froids confirment que cet effet est une manifestation de la structure nucléaire lors de la décroissance secondaire.

## 5.5 Interprétation

On présente un récapitulatif des différentes comparaisons étudiées dans le tableau ci-dessous avec :

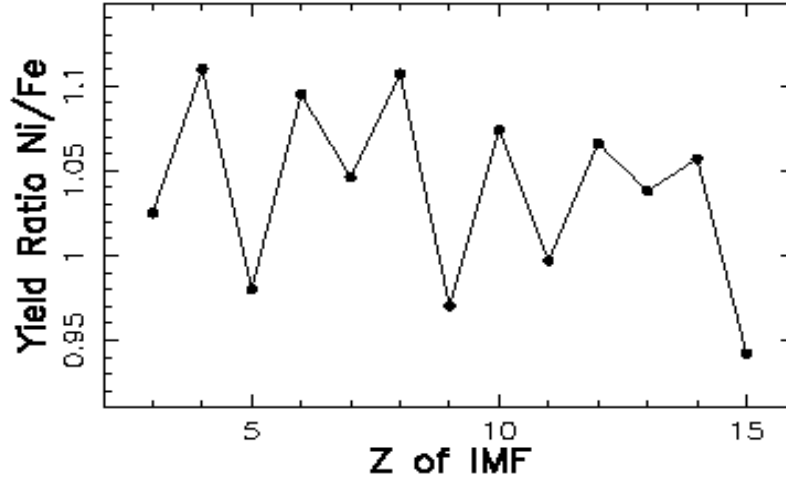


FIG. 5.5 – Rapports de production des fragments en fonction de leur charge pour les deux systèmes  $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$  et  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 75 AMeV des données du MSU  $4\pi$  array. On observe un effet pair-impair pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 3$  et  $Z = 15$ . (tirée de la réf [Yan99]).

- $R_{odd}$  le rapport pour les numéros atomiques impairs.
- $R_{even}$  le rapport pour les numéros atomiques pairs.
- $R_{even} - R_{odd}$  est calculé pour  $R_{even}$  correspondant à  $Z$  et  $R_{odd}$  correspondant à  $Z + 1$ .

Systèmes	Energie(AMeV)	Données	$\Delta(N/Z)$	$(R_{even} - R_{odd})_{max}$
$^{107}\text{Sn}$ et $^{124}\text{Sn}$	600	Aladin(S254)	0.34	0.22
$^{124}\text{La}$ et $^{124}\text{Sn}$	600	Aladin(S254)	0.3	0.18
$^{107}\text{Sn}$ et $^{124}\text{La}$	600	Aladin(S254)	0.035	0.1
$^{112}\text{Sn}$ et $^{124}\text{Sn}$	300	INDRA au GSI	0.24	0.18
$^{58}\text{Ni}$ et $^{58}\text{Fe}$	75	MSU $4\pi$ array	0.16	0.20

On constate, par les différentes comparaisons citées dans le tableau ci-dessus, que l'effet pair-impair dépend de la différence du rapport nombre de neutrons sur nombre de protons ( $N/Z$ ) entre les deux systèmes. Plus cette différence est importante, plus l'effet est observé pour une large gamme en charge et plus la différence entre les rapports pour les numéros atomiques pairs et impairs est importante.

On observe aussi que les calculs SMM montrent que l'effet pair-impair est absent au niveau des fragments chauds et qu'il ne devient apparent qu'après la décroissance secondaire.

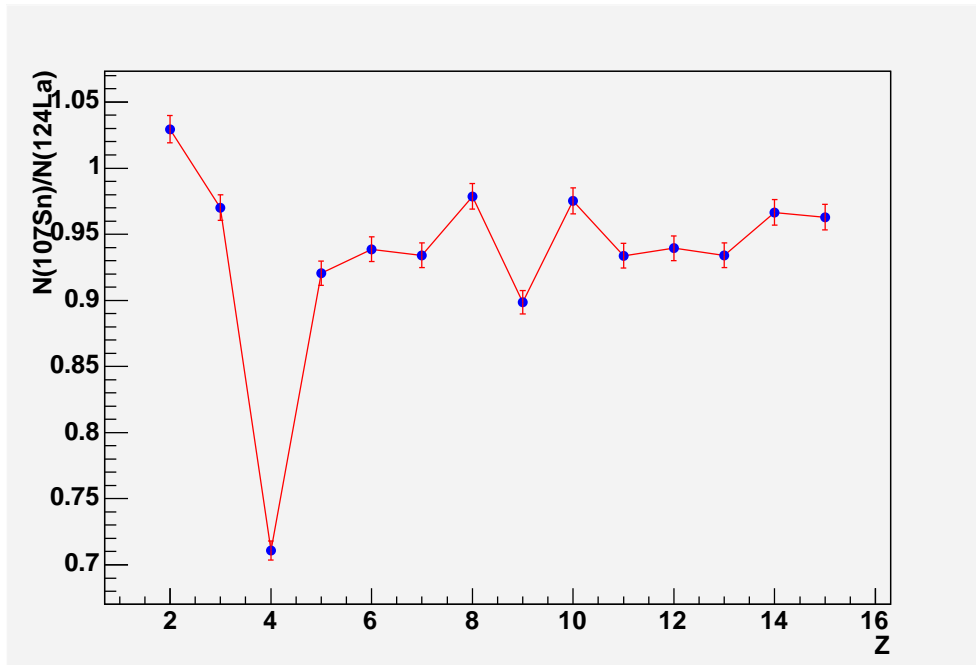


FIG. 5.6 – Rapports de production des fragments en fonction de leur charge pour les deux systèmes  $^{107}\text{Sn} + \text{Sn}$  et  $^{124}\text{La} + \text{Sn}$  à 600 AMeV. On observe un effet pair-impair pour les fragments ayant un numéro atomique compris entre  $Z = 5$  et  $Z = 15$  avec de faibles amplitudes de variation.

On peut en conclure que cet effet est une manifestation de la structure nucléaire au niveau de la décroissance secondaire des fragments chauds, étant donné que pour les systèmes pauvres en neutrons on produit plus de fragments primaires pauvres en neutrons qui ont tendance à peupler une région de la vallée de stabilité dominée par les noyaux ayant un numéro atomique pair, alors que pour les systèmes riches en neutrons, on produit plus de fragments primaires riches en neutrons qui ont tendance à peupler une région de la vallée de stabilité où les noyaux ayant un numéro atomique pair et un numéro atomique impairs sont à peu près en nombre égal.



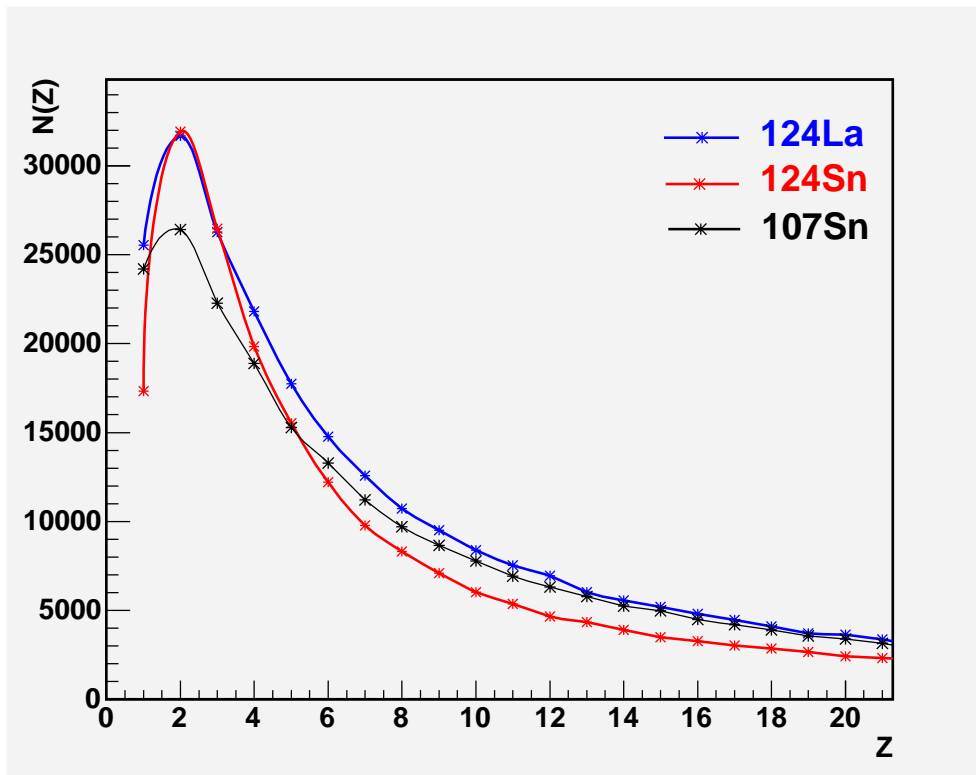


FIG. 5.7 – Distributions en charge des fragments chauds ayant un numéro atomique entre 1 et 20 données par les calculs SMM pour les 3 systèmes  $^{107}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  pour une énergie d'excitation de 5 AMeV.

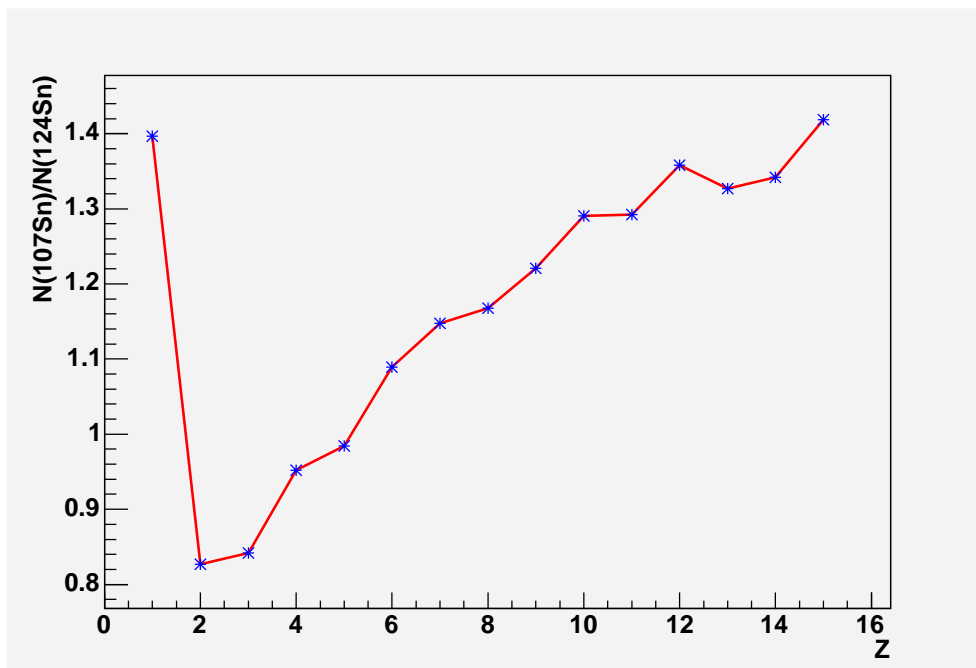


FIG. 5.8 – Rapports de production des fragments chauds en fonction de leur charge pour les deux systèmes  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Sn}$  donnés par les calculs SMM pour une énergie d'excitation de 5 AMeV. On observe une absence de l'effet pair-impair pour ces fragments.

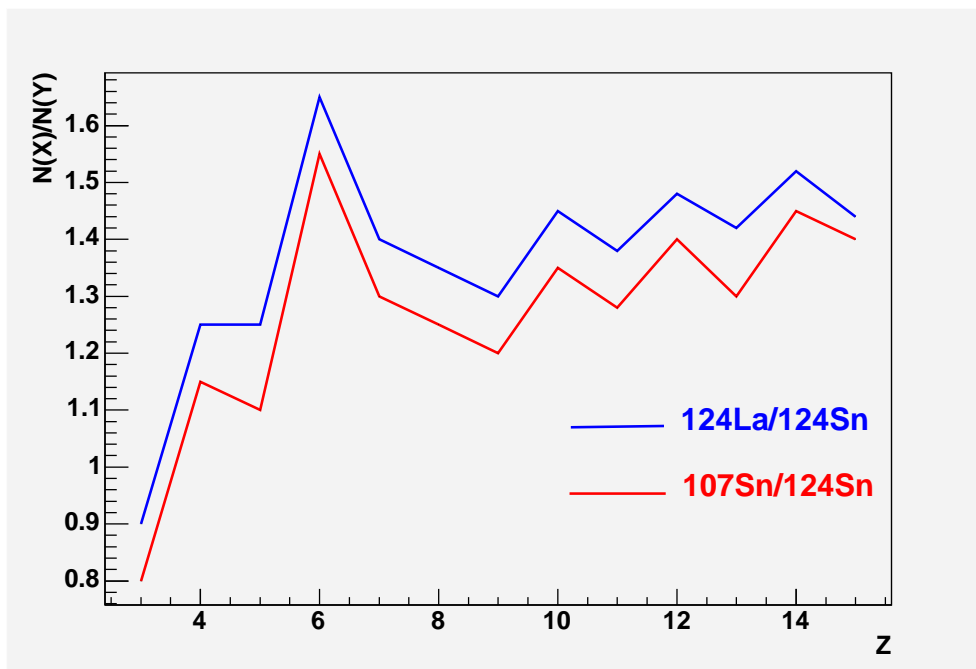


FIG. 5.9 – Rapports de production des fragments froids en fonction de leur charge pour les deux combinaisons de systèmes ( $^{107}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ) et ( $^{124}\text{La}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ) donnés par les calculs SMM pour une énergie d'excitation de 5 A MeV. On observe que l'effet pair-impair pour ces fragments est bien prononcé comme dans le cas des données expérimentales.

# Chapitre 6

## Températures

Dans ce chapitre, on présente les différentes techniques utilisées pour la mesure de la température d'un système excité [Mor94]. On présente aussi les résultats préliminaires des mesures de température des systèmes étudiés durant la campagne d'expérience S254 de la collaboration ALADiN.

Les mesures des températures sont d'une très grande importance dans la compréhension du processus de la multifragmentation et de son interprétation comme la manifestation de la transition de phase gaz-liquide de la matière nucléaire.

Plusieurs techniques ont été développées pour la mesure de la température d'un système excité comme la technique des rapports isotopiques [Alb85], la technique des distributions de l'énergie cinétique des fragments et la technique des états excités des fragments [Mor94]. Parmi ces différentes techniques, on présente les deux premières qui sont les plus utilisées dans l'étude du processus de la multifragmentation.

### 6.1 Technique des rapports isotopiques

La technique des rapports isotopiques est basée sur l'hypothèse de l'équilibre chimique. A la limite de l'équilibre chimique et thermique, le double rapport  $R$  entre les taux de production  $Y_i$  de deux paires d'isotopes ayant la même différence en nombre de neutrons et de protons est donné par :

$$R = \frac{Y_1/Y_2}{Y_3/Y_4} = a \cdot \exp^{[(B_1 - B_2) - (B_3 - B_4)]/T} \quad (6.1)$$

avec :

$Y_i$  : le taux de production du noyau d'espèce  $i$ .

$B_i$  : l'énergie de liaison du noyau d'espèce  $i$ .

$a$  : constante contenant le spin de l'état fondamental et le numéro de masse des noyaux d'espèces 1, 2, 3 et 4.

$T$  : la température du système excité.

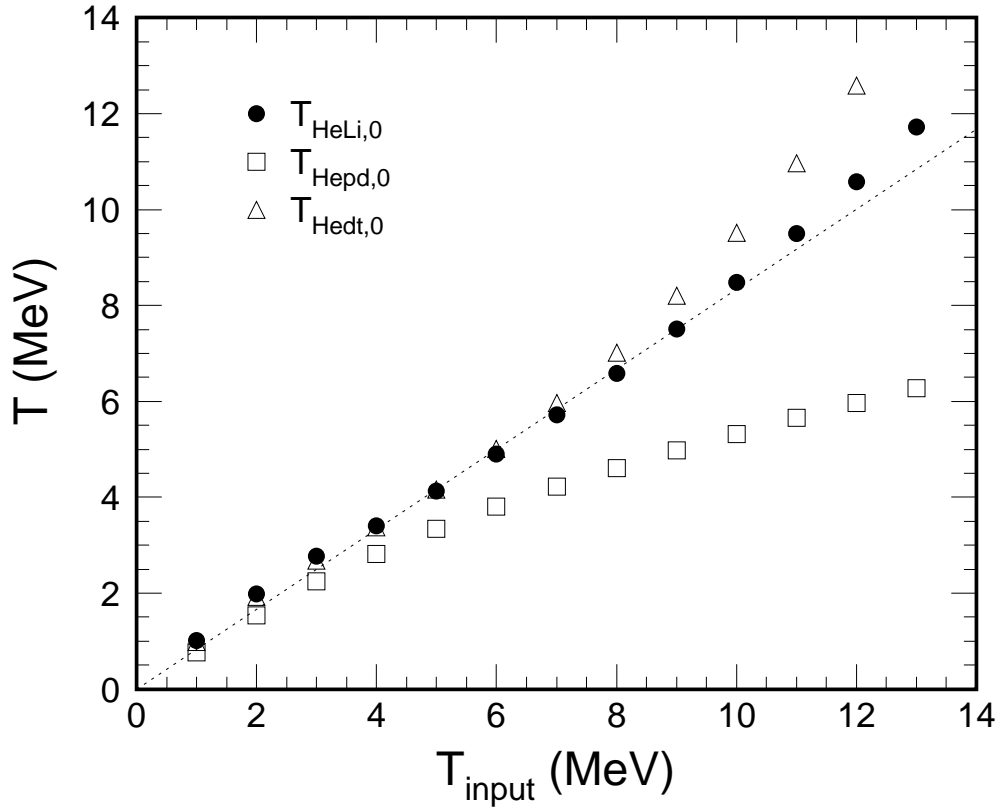


FIG. 6.1 – Températures  $T_{HeLi,0}$ ,  $T_{Hepd,0}$  et  $T_{Hedt,0}$  en fonction de la température d'entrée  $T_{input}$  des calculs QSM pour une densité de «breakup»  $\rho/\rho_0 = 0.3$ . La ligne en pointillés représente la droite  $T = T_{input}/1.2$  (tirée de [Tra96])

Pour que le rapport soit sensible à la température, la double différence en énergies de liaison doit être plus large que la température typique qu'on veut mesurer. Pour cette raison le choix de la paire d'isotopes  ${}^3\text{He}$  et  ${}^4\text{He}$  est très utile pour la construction du double rapport isotopique ( $\Delta B({}^3\text{He}, {}^4\text{He}) = 20.6$  MeV). Cette paire peut être combinée à la paire  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}$  ou à une paire d'isotopes de l'hydrogène (proton et deutérium ou deutérium et tritium). La résolution de l'équation 6.1 dans le cas des isotopes de l'hélium et du lithium donne :

$$T_{HeLi,0}(\text{MeV}) = 13.3 / \ln\left(2.2 \frac{Y_{6Li}/Y_{7Li}}{Y_{3He}/Y_{4He}}\right). \quad (6.2)$$

Le symbole 0 de  $T_{HeLi,0}$  est dû au fait que l'équation 6.1 est valable seulement pour les populations des états fondamentaux des isotopes utilisés au moment du «breakup», ce qui est différent des taux de production donnés par les mesures expérimentales qui contiennent les noyaux issus de la décroissance séquentielle.

Pour pouvoir corriger cet effet, des calculs ont été effectués en utilisant QSM (Quantum Statistical Model) [Kon94] pour une densité  $\rho/\rho_0 = 0.3$  ( $\rho_0$  est la densité de saturation

du noyau). La figure 6.1 montre que la relation entre  $T_{HeLi,0}$  et la température d'entrée  $T_{input}$  du modèle est quasi-linéaire, ce qui est le cas aussi pour  $T_{Hedt,0}$ , alors que  $T_{Hepd,0}$  est très influencée par la décroissance séquentielle. Il faut signaler que la variation de  $T_{input}$  obtenue en comparant avec d'autres modèles nous donne une précision de  $\pm 15\%$  [Moe96]. En se basant sur ces calculs, on détermine la correction pour obtenir la température du système excité donnée par :

$$T_{HeLi} = 1.2T_{HeLi,0} \quad (6.3)$$

La figure 6.2 montre la température en fonction de la violence de la collision représentée par  $Z_{bound}/Z_{proj}$  pour les trois systèmes  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{La}$  et  $^{197}\text{Au}$ , les résultats présentés sont préliminaires puisqu'ils concernent les données inclusives et qu'ils ne sont pas corrigés de la contribution des contaminants dans le cas des deux faisceaux radioactifs. On observe un accord, qualitatif avec les prédictions théoriques [Bes89] (figure 6.3) en ce qui concerne la température limite qui prévoient des températures de 6 et 8 MeV, alors qu'on obtient des températures de 5 et 6 MeV pour  $Z_{bound}/Z_{proj} = 0.6$  respectivement pour le  $^{124}\text{La}$  et  $^{124}\text{Sn}$ .

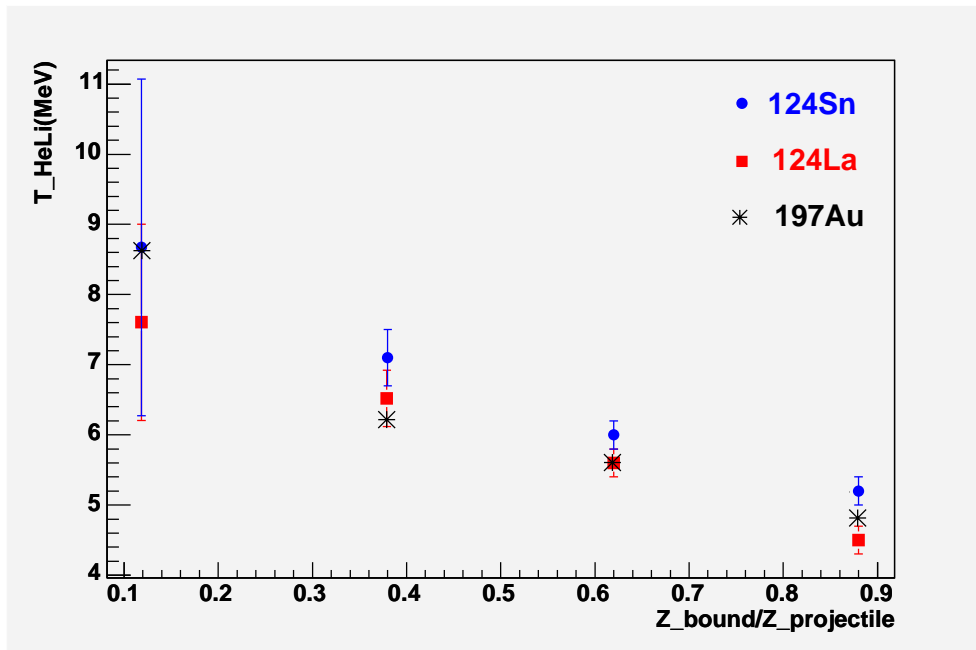


FIG. 6.2 – Températures  $T_{HeLi}$  en fonction de  $Z_{bound}/Z_{proj}$  pour les différents systèmes  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{La}$  et  $^{197}\text{Au}$  à 600 A MeV.

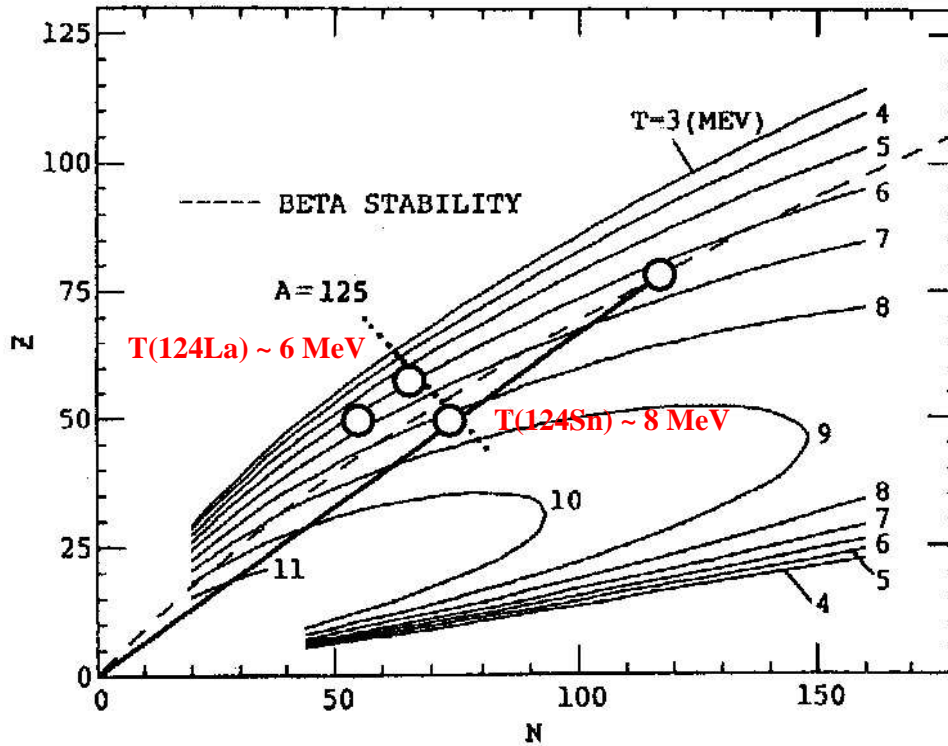


FIG. 6.3 – Position des projectiles utilisés lors de la campagne d'expérience S254 dans le plan numéro atomique  $Z$  en fonction du nombre de neutrons  $N$ . Les contours représentent la température limite (tirée de la réf [Bes89]).

## 6.2 Technique des spectres en énergie cinétique

Dans un ensemble canonique, la probabilité pour qu'une particule ait une énergie cinétique  $E_c$  est donnée par :

$$N(E_c) \propto \sqrt{E_c} \cdot e^{-(E_c/T)} \quad (6.4)$$

où :

- $\exp^{-(E_c/T)}$  est le facteur de Boltzmann.
- $T$  est la température de la source.

Donc la détermination de la température de la source revient à déterminer le facteur de Boltzmann à partir des spectres en énergie cinétique des différents fragments issus du «breakup» de celle-ci. La température dans ce cas est appelée  $T_{slope}$ . La figure 6.4 montre les spectres en énergie cinétique dans le système du projectile des fragments  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  et  ${}^9\text{Be}$  obtenus en effectuant une sélection en fonction de la vitesse comme le montre la figure 6.5. L'ajustement de ces spectres nous permet d'avoir le facteur de Boltzmann duquel on déduit la température de la source émettrice.

La figure 6.6 montre les températures  $T_{slope}$  pour le  ${}^{124}\text{La}$  déterminées grâce aux spectres en énergie cinétique des fragments de charge 2, 3 et 4 en fonction de leur masse pour

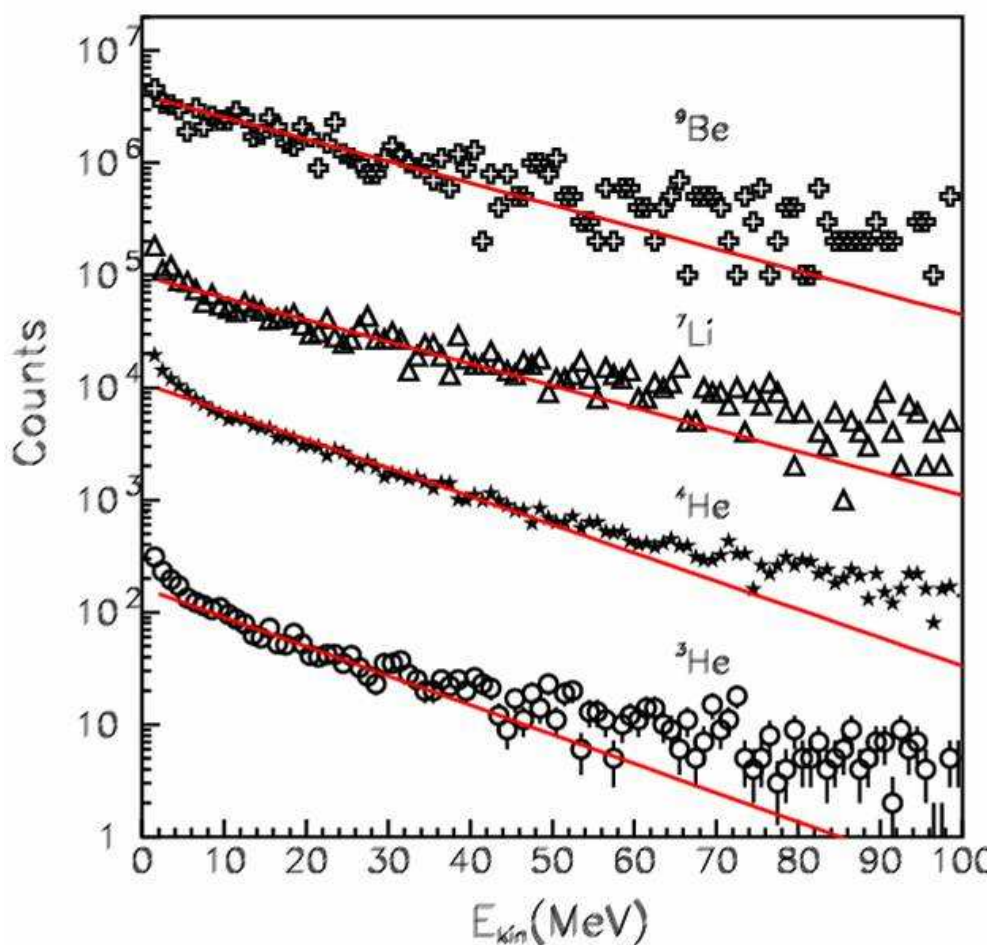


FIG. 6.4 – Les spectres en énergie cinétique dans le système du projectile des fragments  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  et  ${}^9\text{Be}$  dont l'ajustement des données nous permet d'avoir le facteur de Boltzmann.

$18 \leq Z_{\text{bound}} \leq 42$ . Les résultats sont préliminaires étant donné que les données sont inclusives et qu'on ne corrige pas la contribution des autres noyaux présents dans le faisceau autres que le  ${}^{124}\text{La}$ . On observe un accord avec les résultats de la précédente campagne d'expérience de la collaboration ALADiN [Ode00] et avec les calculs du modèle de Goldhaber avec une déviation pour la température déterminée à partir du spectre en énergie cinétique de  ${}^3\text{He}$ .



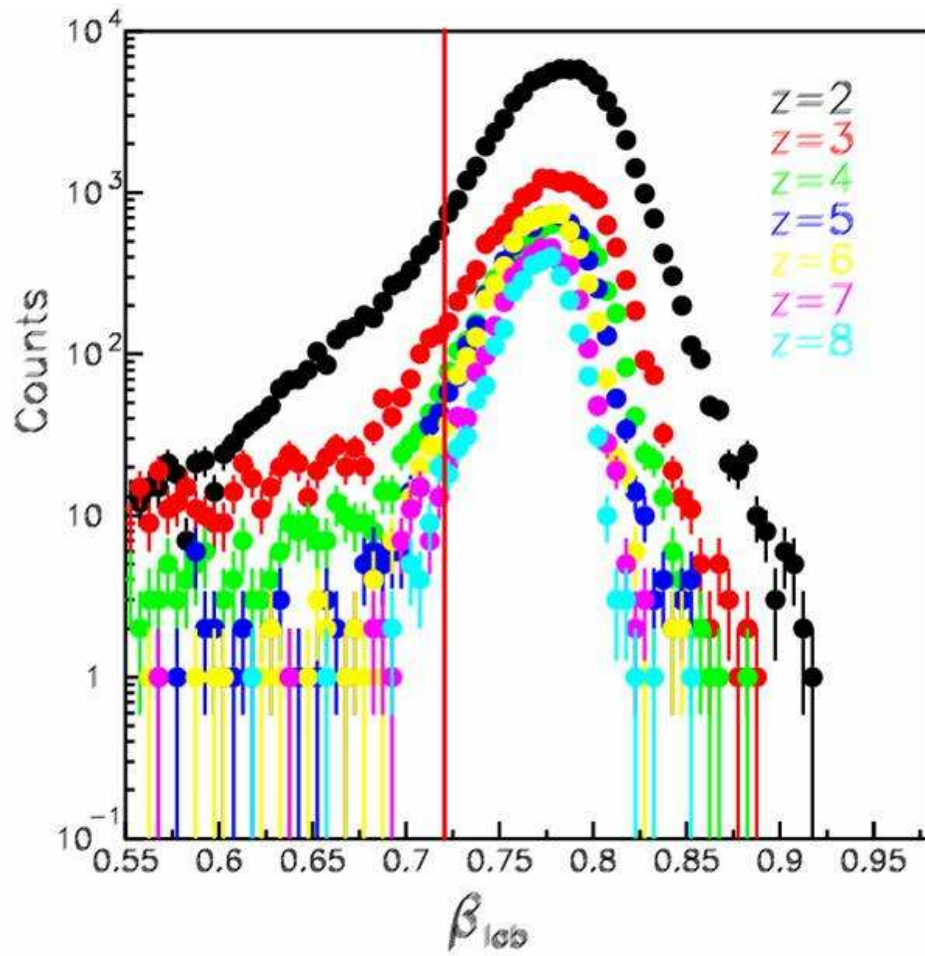


FIG. 6.5 – Les spectres en vitesse des isotopes ayant une charge  $1 < Z < 9$  pour la réaction  $^{124}\text{Sn} + \text{Sn}$  à 600 AMeV. On a effectué une coupure en vitesse au-dessus de la ligne verticale pour sélectionner les fragments issus de la source.

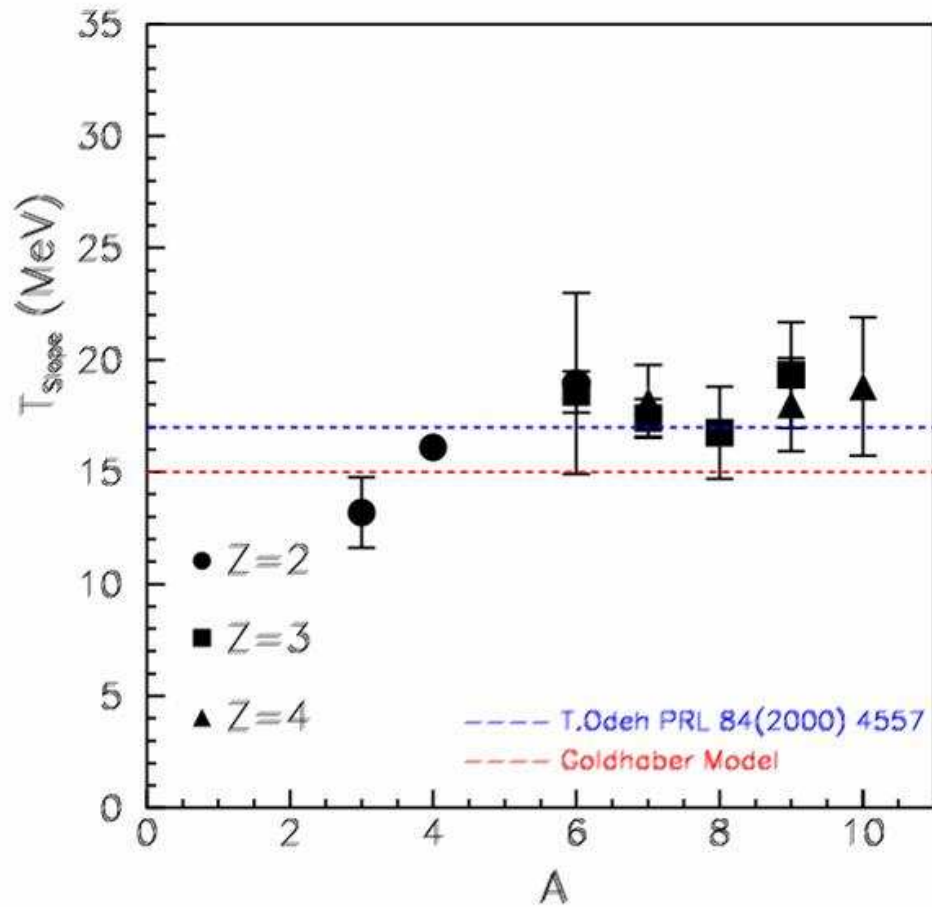


FIG. 6.6 – Températures  $T_{\text{slope}}$  pour le  $^{124}\text{La}$  déterminées grâce aux spectres en énergie cinétique des fragments de charge 2, 3 et 4 en fonction de leur masse pour  $18 \leq Z_{\text{bound}} \leq 42$ . La ligne bleue représente les résultats de la réf [Ode00], alors que la ligne rouge représente les calculs du modèle de Goldhaber.



# Conclusion

Le travail de cette thèse a été consacré à l'étude des effets de la masse et de l'isospin dans le processus de la multifragmentation et plus précisément celle du projectile spectateur.

L'expérience S254 de la collaboration ALADiN auprès de l'accélérateur GSI à Darmstadt a été la première expérience dédiée à l'étude du processus de la multifragmentation avec l'utilisation de faisceaux radioactifs. On a utilisé dans cette campagne d'expériences des faisceaux stables  $^{197}\text{Au}$  et  $^{124}\text{Sn}$  et des faisceaux radioactifs  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$ . L'utilisation des ces différents projectiles nous a permis d'avoir une large gamme en masse et en  $N/Z$  pour pouvoir étudier les effets de ces deux paramètres dans le processus de la multifragmentation du projectile spectateur.

Le dispositif expérimental ALADiN dans sa nouvelle version avec l'amélioration de la chambre d'ionisation MUSIC4 et la nouvelle électronique de lecture (voir chapitre 2) nous offre une grande dynamique permettant l'identification des fragments ayant un  $Z = 2$  jusqu'à  $Z_{proj}$  (les protons sont identifiés dans le mur de temps de vol). La mesure de la position dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau avec une grande précision a été possible grâce à la chambre d'ionisation MUSIC4. Le temps de vol des fragments a été déterminé par le mur de temps de vol.

La complexité de l'étalonnage et de l'association des différentes informations données par les détecteurs du dispositif ALADiN fait qu'une amélioration de la qualité des données est possible en rajoutant d'autres corrections pour avoir une exploitation maximale de leurs performances.

Pour les faisceaux  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$ , on a obtenu une identification en charge des produits de réaction, une bonne mesure de la position et du temps de vol permettant une identification en masse des isotopes des fragments ayant un numéro atomique  $1 < Z < 11$  (voir chapitre 3).

L'étude des observables globales de la multifragmentation du projectile spectateur et la comparaison entre les trois systèmes  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{107}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{La}$  montrent une dépendance en  $N/Z$  du projectile ce qui est en accord avec les prédictions du modèle statistique de la multifragmentation SMM (voir chapitre 4).

L'investigation de l'effet pair-impair dans le processus de la multifragmentation montre que cet effet est dû à la manifestation de la structure nucléaire durant la décroissance secondaire des fragments chauds et que cet effet devient plus présent lorsque la différence

en  $N/Z$  entre les deux systèmes qu'on compare est plus grande. Cette interprétation est en accord avec les prédictions du modèle statistique de la multifragmentation SMM dont les calculs montrent une absence de cet effet pour les fragments chauds et sa manifestation pour les fragments froids issus de la décroissance secondaire.

Les résultats préliminaires, en ce qui concerne la détermination des températures en utilisant la méthode du double rapport isotopique et celle des spectres en énergie cinétique des fragments, montrent un accord qualitatif avec les résultats des précédentes expériences de la collaboration ALADiN. L'utilisation maximale des performances des différents détecteurs du dispositif ALADiN va permettre une amélioration dans l'identification en masse des fragments et ainsi une meilleure précision sur la mesure des températures.

# Bibliographie

- [Alb85] S. Albergo *et al.*, Il Nuovo Cimento **89**(1985)1.
- [Aic85] J. Aichelin and G.F. Bertsch, Phys. Rev. C **31**(1985)1730.
- [Aic88] J. Aichelin *et al.*, Phys. Rev. C **37**(1988)2451.
- [Aic91] J. Aichelin *et al.*, Phys. Rep. **202**(1991)233.
- [Bar88] H.W. Barz *et al.*, Phys. Lett. B **211**(1988) 10.
- [Bar98] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, and A.B. Larionov, Nucl. Phys. A **632**(1998) 287.
- [Bay71] G. Baym *et al.*, Nucl. Phys. A **175**(1971)225.
- [Beg98] M.L. Begemann-Blaich *et al.*, Phys. Rev C **58**(1998)1639.
- [Ber97] M. Bernas *et al.*, Phys. Lett. B **415**(1997) 111.
- [Bes89] J. Besprovaný and S. Levit, Phys. Lett. B **217**(1989) 1.
- [Bet90] H.A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **62**(1990)801.
- [Bir64] J.B. Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting. Pergamon Press, Oxford **187**(1964).
- [Biz93] G. Bizard *et al.*, PLB. **302**(1993) 162.
- [Bla92] Th. Blaich and LAND Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A **314**(1992) 136.
- [Bla95] J.P. Blaizot *et al.*, Nucl. Phys. A **591**(1995) 435.
- [Boh91] A. Bohnet *et al.*, Phys. Rev. C **44**(1991)2111.
- [Bom91] I. Bombaci and U. Lombardo, Phys. Rev. C **44**(1991) 1892.
- [Bon85] J. Bondorf *et al.*, Nucl. Phys. A **443**(1985)321.
- [Bon95] J.P. Bondorf *et al.*, Phys. Rep. **257**(1995) 133.
- [Bon95b] J. Bondorf *et al.*, Phys. Lett. B **359**(1995)261.
- [Bot87] A. Botvina *et al.*, Nucl. Phys. A **475**(1987)663.
- [Bot00] A. Botvina *et al.*, Nucl. Phys. Rev C **65**(2002)044610.
- [Che93] Z. Chen, Int. J. Mod. Phys.E2 (1993)285.
- [Cib00] J. Cibor *et al.*, Phys. Lett. B **473**(2000)29.
- [Cur83] M.W. Curtin *et al.*, Phys. Lett. B **123**(1983)289.

- [Dur98] D. Durand et al., Proceedings of the Gatlinburg Conference, Nucl. Phys. A **630**(1998)52.
- [Eva55] R.D. Evans, The atomic nucleus, *Mac Graw-Hill*, Book company, Inc., N-Y., 1955.
- [Fri97] S. Fritz, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1997 (unpublished).
- [Gei92] H. Geissel *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B **70**(1992)286.
- [Gei97] H. Geissel *et al.*, GSI-Nachrichten 3/97 (1997)13; cf. H. Geissel *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B **70**(1992)286.
- [Ger04] E. Geraci *et al.*, Nucl. Phys. A **732**(2004)173.
- [Gol74] A.S. Goldhaber, Phys. Lett. B **53**1974.
- [Gro90] D.H.E. Gross, Rep. Prog. Phys. **53**(1990)605.
- [Gro93] D.H.E. Gross, Prog. Part. Nucl. Phys. **30**(1993)155.
- [Gro97] C. Gross, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1997 (unpublished).
- [Har89] C. Hartnack et al., Nucl. Phys. A **495**(1989)303.
- [Hub91] J. Hubele, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1991 (unpublished).
- [Imm96] G. Imme *et al.*, Proceedings of the first Catania Relativistic Ion Studies (1996).
- [Jae92] J. Jaenicke et al., Nucl. Phys. A **536**(1992)201.
- [Kez00] K. Kezzar *et al.*, proposal of experiment (2000).
- [Kho97] D.T. Khoa *et al.*, Phys. Rev. C **56**(1997)954.
- [Kob72] Z. Koba, H.B. Nielsen, and P. Olesen, Nucl. Phys. B **40**(1972)317.
- [Kon94] J. Konopka *et al.*, Phys. Rev C **50** (1994)2085.
- [Kon95] J. Konopka *et al.*, Nucl. Phys. A **583**(1995)357.
- [Kre92] P. Kreutz, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1991 (unpublished).
- [Kun90] G.J. Kunde, Diplomarbeit, University of Heidelberg, 1990 (unpublished).
- [Kun94] G.J. Kunde, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1994 (unpublished).
- [Kun96] W.D. Kunze, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1996 (unpublished).
- [Lar98] A.B. Larionov *et al.*, Nucl. Phys. A **658**(1999)375.
- [Lef97] A. Le Fèvre, Ph.D. Thesis, University of Caen, 1997 (unpublished).
- [Lef05] A. Le Fèvre, communication privée, 2005.
- [Mil00] P.M. Milazzo *et al.*, Phys. Rev. C **62**(2000)041602.
- [Moe96] T. Möhlenkamp, Ph.D. Thesis, University of Dresden, 1996 (unpublished).
- [Mor93] L.G. Moretto and G.J. Wozniak, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. **43**(1993)379.
- [Mor94] D. Morrissey *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Science **44**(1994)27.
- [Mue96] H. Müller and B. D. Serot, Phys. Rev. C **52**(1995)2072.
- [Mye66] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **81**(1966)1.

- [Nat95] J.B. Natowitz *et al.*, Phys. Rev. C **52**(1995)2322.
- [Ode99] T. Odeh, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1999 (unpublished).
- [Ode00] T. Odeh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**(2000)5971.
- [Ogi91] C.A. Ogilvie *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67**(1991)1214.
- [Ott03] A.N. Otte, Diplomarbeit, University of Heidelberg, 2003 (unpublished).
- [Pei89] G. Peilert *et al.*, Phys. Rev. C **39**(1989)1402.
- [Pei92] G. Peilert *et al.*, Phys. Rev. C **46**(1992)1457.
- [Pin90] C.H. Pinkenburg, Diplomarbeit, University of Frankfurt, 1990 (unpublished).
- [Poc95] J. Pochodzalla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**(1995)1040.
- [1] J. Pochodzalla, Progress in Particle and Nuclear Physics **39**(1997) 443. The search for the liquid-gas phase transition in nuclei
- [Poe96] D.N. Poenaru, Nuclear Decay Modes, J. Konopka and H. Stöcker, *Fundamental and applied nuclear physics series (R.R. Betts, W. Greiner and W.D. Hamilton)*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1996
- [Pre75] M.A. Preston and R.K Bhaduri, "Structure of the nuclei", Addison-Wesley (1975).
- [Rei97] W. Reisdorf *et al.*, Nucl. Phys. A **612**(1997)493.
- [Ric04] M.V. Ricciardi *et al.*, Nucl. Phys. A **733**(2004)299.
- [Rub95] T. Rubehn, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1994 (unpublished).
- [2] H. Sann, Nucl. Instr. and Meth. A **392**(1997)433. Position sensitive detectors in heavy ion physics (at GSI)
- [San99] S.J. Sanders *et al.*, Phys. Rep. **311**(1999)487.
- [Sch96] A. Schüttauf, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1996 (unpublished).
- [Sch96b] A. Schüttauf *et al.*, Nucl. Phys. A **607**(1996)457.
- [Ser97] V. Serfling, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1997 (unpublished).
- [Sfi03] C. Sfienti *et al.*, Bormio Proceedings (2003).
- [Shl87] S. Shlomo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**(1987) 1054.
- [Sky59] T.H.R. Skyrme, Nucl. Phys. **9**(1959)615.
- [Sor89] H. Sorge *et al.*, Nucl. Phys. A **498**(1989)567c.
- [Ste91] H. Stelzer, Nucl. Instr. and Meth. A **310**(1991) 103.
- [Ste98] S. Steinhäuser *et al.*, Nucl. Phys. A **634**(1998) 89.
- [Swe94] F.D. Swesty *et al.*, Astrophys J. **625**(1994) 195.
- [Tra96] W. Trautmann *et al.*, Correlations and Clustering Phenomena in Subatomic Physics, Plenum Publishing Corporation. (1996).
- [Tro89] R. Trockel *et al.*, Phys. Rev. C **39**(1989)729.



- [Tur02] K. Turzó, Ph.D. thesis (2002), University of Lyon (France), unpublished.
- [Uch03] M. Uchida *et al.*, Phys. Lett. B **557**(2003)12.
- [Vau72] D. Vautherin and D.M. Brink, Phys. Rev. C **5**(1972)626.
- [Vio98] V. Viola and K. Kwiatkowski, American Scientist **86**(1998)449.
- [Wad87] R. Wada *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**(1987)1829.
- [Wei40] V.F. Weisskopf and D.H. Ewing, Phys. Rev. **57** (1940)472 and 935.
- [Win00] E.M. Winchester *et al.*, Nucl. Phys. Rev C **63**(2001)014601.
- [Woe95] A. Wörner, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1995 (unpublished).
- [Xu00] H.S. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**(2000)716.
- [Yan99] L.B. Yang *et al.*, Nucl. Phys. Rev C **60**(1999)041602.
- [You76] D. H. Youngblood *et al.*, Phys. Rev. C **13** (1976)994.
- [Zud95] E. Zude, Ph.D. Thesis, University of Frankfurt, 1995 (unpublished).
- [Zuo02] W. Zuo *et al.*, Nucl. Phys. A **706**(2002)418.



## **Study of mass and isospin effects in the multifragmentation process.**

ABSTRACT : Isotopic effects in the multifragmentation of spectator decays were studied in experiments with beams from SIS at GSI with the ALADiN spectrometer. Reactions at relativistic energies were employed, primary stable beams of  $^{197}\text{Au}$  and  $^{124}\text{Sn}$  and secondary radioactive beams  $^{124}\text{La}$  and  $^{107}\text{Sn}$  were used to cover a wide range of mass and isotopic composition. The measurement of the momentum vector and of the charge of all projectile fragments with  $Z > 1$  entering the acceptance of the ALADiN magnet has been performed with high efficiency and resolution using the upgraded ALADiN spectrometer, operated in conjunction with LAND for simultaneous neutron detection. The study of the gross properties has shown a dependence on the isotopic composition of the projectile in agreement with the predictions of the Statistical Multifragmentation Model. The odd-even effect in the multifragmentation has been investigated to find an interpretation for its manifestation at high excitation energies. Qualitative agreement has been obtained between the measured temperatures, the old ALADiN data and the theoretical predictions.

DOMAIN : Nuclear Physics

KEY WORDS : heavy ion collisions, ALADiN, reaction mechanisms, odd-even effect, temperature, multifragmentation, isospin.

---

## **Etude des effets de la masse et de l' isospin dans le processus de la multifragmentation.**

RESUME : L'étude des effets isotopiques dans le processus de la multifragmentation du projectile spectateur a été effectuée en utilisant le spectromètre ALADiN auprès de l'accélérateur GSI à Darmstadt. Des réactions aux énergies relativistes avec des faisceaux stables d'  $^{197}\text{Au}$  et  $^{124}\text{Sn}$  et des faisceaux radioactifs de  $^{124}\text{La}$  et  $^{107}\text{Sn}$  ont été utilisés pour couvrir une large gamme en masse et en  $N/Z$ . La mesure du vecteur impulsion et l'identification des fragments du projectile ayant une charge  $Z > 1$  entrant dans l'acceptance de l'aimant ALADiN ont été obtenues avec une grande efficacité et résolution en utilisant le dispositif ALADiN amélioré en association avec le détecteur de neutrons LAND. L'étude des propriétés globales de la multifragmentation a montré une dépendance en  $N/Z$  en accord avec les prédictions du modèle statistique de la multifragmentation. L'effet pair-impair dans la multifragmentation du projectile spectateur a été étudié pour pouvoir trouver une interprétation à sa manifestation à haute énergie d'excitation. Un accord qualitatif a été obtenu pour les mesures de la température avec les précédentes données et les prédictions théoriques.

DISCIPLINE : Physique Nucléaire

MOTS-CLES : collisions d'ions lourds, ALADiN, mécanismes de réaction, effet pair-impair, température, multifragmentation, isospin.

---

**Institut de recherches subatomiques  
3, Rue de Loess, F-67100 Strasbourg Cedex, France**