

UNIVERSITE DE PARIS SUD  
U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY

**THESE**

présentée  
pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

par

**Carmen VILLAGRASA-CANTÓN**

Sujet :

**Etude de la production des noyaux résiduels dans la  
réaction de spallation  $Fe + p$  à 5 énergies (300-1500  
MeV/A) et application au calcul de dommages sur une  
fenêtre de système hybride.**

soutenue le: 5/12/2003

MEMBRES DU JURY :

Monsieur Jean-Claude Roynette (Directeur de thèse)  
Monsieur Jean-François Lecolley (Rapporteur)  
Monsieur Jean-Marie Loiseaux (Rapporteur)  
Monsieur Alain Boudard  
Monsieur Laurent Tassan-Got  
Monsieur Karl-Heinz Schmidt

## Remerciements

D'une manière générale, je voudrais faire part de toute ma reconnaissance et gratitude à toutes les personnes qui, tout au long de ces trois années de thèse, ont contribué d'une façon ou d'une autre à faire que ce travail puisse arriver à son terme. A travers leur explications et conseils scientifique ou grâce à leur soutien moral dans les moments de faiblesse (que je crois maintenant inhérents à ce type de travail) je me suis toujours sentie au sein d'une collaboration professionnelle et humaine qui porte bien son nom.

Je remercie Messieurs Jean-Marie Loiseaux et Jean-François Lecolley pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse ainsi que Monsieur Roynette, mon directeur de thèse à l'université Paris-Sud, qui s'est toujours montré disponible et qui a suivi avec intérêt le développement de ce travail.

Je tiens également à remercier Messieurs Laurent Tassan-Got et Karl-Heinz Schmidt pour leur lecture attentive de ce manuscrit et pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je les remercie également pour tous leurs conseils et explications scientifiques au cours de ces trois années, qui m'ont permis d'avancer dans l'analyse des données et qui m'ont aidé à résoudre le problème persistant de la transmission à travers le FRS pour les basses énergies.

Ce travail a été effectué au CEA de Saclay au sein du Service de Physique Nucléaire. Je remercie Nicolas Alamanos et Françoise Auger par leur accueil. Je souhaite également remercier Alain Boudard, mon responsable, par son soutien permanent, sa rigueur scientifique et son amabilité qui ont été déterminants dans le bon déroulement de cette thèse.

Tous mes remerciements vont également aux membres du groupe de spallation du SPPhN : Sylvie Leray pour m'avoir accueillie dans ce groupe et pour le guide judicieux qu'elle a su être dans ce travail, Jean-Christophe David pour sa gentillesse et sa rigueur, Eric avec lequel j'ai partagé la découverte du mystérieux monde des dpa (bon courage pour la suite), Claude Volant, Jean-Eric et les post-doc qui ont passé plus ou moins de temps avec nous : Laurent Donadille (merci spécialement pour tes explications sur le calcul des concentrations), Franck Lavaud et Stéphane Pietri.

Je voulais faire un clin d'oeil spécial à "Bea", ma collègue de bureau pendant la plupart de ces trois ans. Collègue et compatriote avec laquelle j'ai partagé "penas y glorias" et confidences variées mais aussi longues conversations sur le FRS ou PaW. Voilà, moi aussi, je suis arrivée à la fin. Merci d'avoir toujours été là.

J'adresse ensuite tous mes remerciements à tous les membres de cette grande collaboration, car je suis sûre qu'il n'y a pas eu un seul à qui je n'ai pas posé une question un jour ou l'autre et de qui je n'ai obtenu une réponse gentille et adéquate : Laurent Tassan-Got, Claude Stéphane, Monique Bernas, Charles-Olivier Bacri, Peter Armbruster, Laurent Audoin, Paolo Napolitani et Sylvain David. Un grand merci à Fanny Rejmund pour ces précieuses explications scientifiques et par son grand degré d'humanité, à la partie espagnole de la collaboration - Pepe Benlliure, Jorge Pereira (transmission-man), Manuel Fernández et Enrique Casarejos - et à la partie allemande - Karl-Heinz Schmidt, Orlin (un grand merci pour tes calculs d'optique ionique pour la correction de la transmission), Alexandra, Christelle, Valentina. Merci également à Jeff George pour ces précieux conseils et à tous les autres

membres qui ont participé aux expériences et qui ont contribué à une ambiance de travail détendue.

Je souhaite également remercier David Simeone qui nous a gentiment fourni son code DIANE pour le calcul des dpa et a répondu à mes questions sur un domaine qui, en principe, m'était complètement étranger.

Je n'oublierai pas le souvenir de mon responsable de stage Robert Legrain qui m'avait initié au thème de la spallation.

Merci aussi à Diane Doré par sa grande gentillesse. Je garderai un bon souvenir des thésards du SPhN : Olivier, Mansour, Yann, Eric, Galle, Flore, Alexandre, et particulièrement Emmanuelle et Ludivine car, à quelques semaines près, nous avons soutenu les unes à la suite des autres et partagé la même tension.

Mes dernières pensées vont à ma famille ou plutôt à mes familles, car maintenant j'en ai deux, et à mes amis des deux cotés des Pyrénées qui ont toujours été présents. Peut être devrais-je aussi remercier Telefónica pour son "Europa 15" qui a permis à ma mère m'appeler chaque jour (à partir de 20h00), suivant pas à pas tous mes états d'âme. Finalement, merci serait peut être à Olivier qui est devenu mon mari durant cette dernière année de thèse et qui m'apporte son soutien indéfectible jour après jour. C'est à lui que je dédie cette thèse.

"Todo pasa y todo queda,  
pero lo nuestro es pasar,  
pasar haciendo caminos,  
caminos sobre la mar."

"Caminante, son tus huellas  
el camino, y nada más;  
caminante, no hay camino,  
se hace camino al andar.  
Al andar se hace camino,  
y al volver la vista atrás  
se ve la senda que nunca  
se ha de volver a pisar.  
Caminante, no hay camino,  
sino estelas en la mar"

**Antonio Machado**

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 La Réaction de Spallation</b>	<b>7</b>
1.1 Mécanisme et caractéristiques . . . . .	7
1.1.1 La Cascade internucléaire . . . . .	10
1.1.2 Les résultats de la réaction : particules légères et noyaux résiduels. . .	11
1.1.3 Vitesse de recul des résiduels . . . . .	14
1.1.4 Largeur de la distribution en vitesse des résiduels . . . . .	15
1.2 Modélisation de la réaction de spallation . . . . .	16
1.2.1 L'approche "Cascade Intranucléaire" . . . . .	19
1.2.2 Quelques codes de cascade intranucléaire : Bertini, ISABEL et INCL	21
1.2.3 Modélisation de la désexcitation du pré-fragment . . . . .	26
1.2.4 Quelques codes d'évaporation . . . . .	34
1.2.5 Les formules paramétriques . . . . .	37
1.3 Conclusion . . . . .	41
<b>2 Étude Expérimentale</b>	<b>43</b>
2.1 Le faisceau de fer . . . . .	43
2.2 Mesure de l'intensité du faisceau : la SEETRAM . . . . .	44
2.3 La cible d'hydrogène . . . . .	46
2.4 Le spectromètre FRS . . . . .	47
2.4.1 La procédure de séparation . . . . .	49
2.4.2 Optique Ionique . . . . .	50
2.4.3 Les détecteurs utilisés pour l'identification . . . . .	52
2.4.4 Les scintillateurs plastiques . . . . .	53
2.4.5 La chambre d'ionisation : MUSIC . . . . .	54
2.5 La prise des données . . . . .	55
<b>3 Analyse des données</b>	<b>57</b>
3.1 Calibration des détecteurs . . . . .	57
3.1.1 Calibration en position . . . . .	57
3.1.2 Calcul de la dispersion . . . . .	58
3.1.3 Calibration du temps de vol . . . . .	60
3.1.4 Calibration du détecteur SEETRAM . . . . .	60
3.2 Identification des résidus . . . . .	64
3.2.1 Identification en charge . . . . .	64
3.2.2 Identification en masse . . . . .	66

3.3	Distribution de la vitesse des résidus . . . . .	67
3.3.1	Reconstruction des distributions en vitesse . . . . .	67
3.3.2	Les distributions incomplètes . . . . .	70
3.4	Calcul des sections efficaces de production . . . . .	71
3.4.1	Soustraction de la cible vide . . . . .	72
3.4.2	Détermination du nombre d'atomes dans la cible : $N_{cible}$ . . . . .	74
3.4.3	Temps mort : $f_{\tau}$ . . . . .	74
3.4.4	Efficacité de détection : $f_{\epsilon}$ . . . . .	75
3.4.5	Transmission des résidus à travers le spectromètre : $f_{trans}$ . . . . .	75
3.4.6	Un problème inattendu dans le calcul de la transmission . . . . .	77
3.4.7	Correction des réactions secondaires : $f_{sec}$ . . . . .	79
3.5	Incertitudes . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Résultats expérimentaux et discussion</b>	<b>83</b>
4.1	Les résultats expérimentaux : sections efficaces . . . . .	83
4.2	Les résultats expérimentaux : propriétés cinématiques . . . . .	94
4.2.1	les vitesses expérimentales . . . . .	94
4.2.2	Comparaison des largeurs des distributions avec les prédictions de Goldhaber et Morrissey . . . . .	98
4.3	Comparaison aux mesures en cinématique inverse de Webber <i>et al.</i> . . . . .	99
4.4	Comparaison aux mesures en cinématique directe . . . . .	102
4.5	Comparaison aux modèles . . . . .	105
4.5.1	Influence du code de cascade . . . . .	111
4.5.2	Influence du code de désexcitation . . . . .	114
4.5.3	Contribution de la multifragmentation . . . . .	120
4.6	Comparaison à quelques formules paramétriques . . . . .	123
4.7	La section efficace totale de réaction . . . . .	129
4.8	Conclusion . . . . .	130
<b>5</b>	<b>Application à la fenêtre d'entrée dans un système hybride</b>	<b>133</b>
5.1	Les déchets nucléaires . . . . .	133
5.2	Transmutation : Les systèmes hybrides . . . . .	137
5.2.1	Principe de fonctionnement d'un système hybride . . . . .	138
5.2.2	Les différents projets . . . . .	142
5.3	Domages au matériaux sur la fenêtre du système hybride . . . . .	145
5.4	Concentrations chimiques des résiduels de spallation . . . . .	147
5.5	DPA . . . . .	153
	<b>Conclusion</b>	<b>163</b>
	<b>A Les sections efficaces.</b>	<b>167</b>
	<b>B Vitesses et largeurs de recul.</b>	<b>179</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>196</b>

# Introduction

D'une façon très générale on peut définir une réaction de spallation comme une interaction entre un hadron (ou un noyau très léger) de haute énergie (entre quelques centaines de MeV et quelques GeV) avec un noyau cible, en général assez lourd. Ce processus a été à l'origine principalement étudiée pour la production de neutrons (dits de spallation). On s'attache en fait à décrire globalement un très grand nombre de réactions nucléaires élémentaires dominées par les canaux très inélastiques de multiplication des nucléons.

A ces énergies, le mécanisme principal de l'interaction peut être modélisé en retenant l'idée de R.Serber [1] qui consiste à séparer la réaction en au moins deux étapes : Dans la première, la longueur d'onde  $\Lambda$  associée à un projectile de quelques centaines de MeV est de l'ordre de  $10^{-14}$  cm. Cette longueur est inférieure aux distances inter-nucléoniques typiques dans le noyau cible ( $\sim 1$  fm). Le projectile "voit" donc les nucléons dans le noyau comme des particules individuelles et la réaction procède par une suite de collisions nucléon-nucléon. Cette étape est appelée *Cascade Intranucléaire*. Ces collisions successives entraînent l'éjection de quelques nucléons et la répartition d'une partie de l'énergie incidente sur un grand nombre de nucléons conduisant à l'excitation du noyau cible qui est appelé maintenant pré-fragment. Cette excitation apportée par la première étape est répartie suivant l'ensemble des degrés de liberté du préfragment, on dit alors que celui-ci est thermalisé. La deuxième étape est la désexcitation du préfragment par le biais d'un processus évaporatif incluant éventuellement la fission.

Tout au long de ces deux étapes : *cascade intranucléaire et évaporation*, un nombre plus ou moins grand de particules légères est émis, particulièrement des neutrons. C'est, précisément la réaction de spallation, en tant que source de neutrons, qui a récemment suscité un renouveau d'intérêt, à la suite des propositions de systèmes hybrides pour la transmutation des déchets nucléaires.

Mais commençons par un bref rappel historique. La spallation a été observée pour la première fois en 1947 par E. O. Lawrence [2]. Il observa les neutrons secondaires produits dans une cible d'uranium bombardée par un faisceau de neutrons de 90 MeV. Ces mesures ont été poursuivies avec diverses cibles et un faisceau de deutons incidents. Les noyaux résiduels formés dans ces réactions (en particulier les produits de fission) ont également été étudiés.

C'est à la suite de ce programme de recherches qu'est apparue la possibilité de produire du  $^{239}\text{Pu}$  à partir de l'uranium naturel. À cette époque, les réserves en uranium des USA étaient inconnues. À côté de développements techniques tels que la réalisation d'un accélérateur de haute intensité et l'étude d'assemblage sous-critique multiplicateur pour la production de  $^{239}\text{Pu}$  ou de  $^{233}\text{U}$  (à partir du thorium), ce projet comprenait des études de physique

fondamentale telles que la mesure de sections efficaces pertinentes, la production de neutrons par spallation et l'étude théorique de l'excitation nucléaire suivie d'évaporation et de fission. Ce projet a été abandonné après la découverte de réserves suffisantes d'uranium aux USA.

En 1952, il a été proposé d'utiliser les neutrons de spallation comme source externe d'un système de production d'énergie par fission [3].

Depuis quelques années, dans plusieurs pays, des études ont été entreprises afin de proposer des solutions alternatives au stockage géologique des déchets nucléaires à vie longue. Dans ce cadre, différents concepts de systèmes hybrides accélérateur-réacteur sont apparus [4],[5]. Ces systèmes sont destinés à la transmutation des déchets nucléaires : produits de fission à vie longue et actinides mineurs. Le principe général est le suivant : un faisceau de protons de haute intensité et d'une énergie autour de 1 GeV, produit des neutrons par un processus de spallation sur une cible lourde. Ces neutrons, après avoir été plus ou moins modérés, diffusent ensuite dans un réacteur sous-critique entourant la cible où sont incinérés les déchets. Le système produit de l'énergie dont une partie sert à alimenter l'accélérateur. Ces systèmes ont l'avantage d'une meilleure économie de neutrons du fait du surplus apporté par l'accélérateur, d'une sûreté plus favorable du fait du fonctionnement de la partie réacteur en régime sous-critique et d'un coût raisonnable car ils sont énergétiquement autosuffisants. Mais l'avantage principal réside dans le fait que la sous criticité permet l'introduction de combustibles à haute teneur en Pu et actinides mineurs (AM).

Les sources de neutrons par spallation ne sont pas uniquement importantes pour la transmutation des déchets. Ces sources peuvent aussi être utilisées pour des études d'irradiation ou d'analyse de structure des matériaux [6] et ont été envisagées comme une future unité de production de tritium [7].

Mis à part la production de neutrons dans les réactions de spallation les noyaux résiduels de ces réactions montrent aussi un grand intérêt. En effet, depuis quelques années, l'étude de noyaux exotiques ouvre des nombreuses perspectives : les noyaux à halo, les nouvelles régions de déformation, les noyaux super-lourds... Des faisceaux radioactifs [8] [9] peuvent être d'une grande utilité pour développer tous ces sujets. Bien sûr, la première question que l'on se pose est la production de ces faisceaux de noyaux non-stables. Actuellement, deux méthodes sont principalement envisagées pour créer des faisceaux radioactifs intenses (RIB) : Une séparation isotopique *On-Line* (ISOL) (qui utilise la cinématique directe) et une séparation en vol (avec une cinématique inverse). Dans les deux cas ce sont des résidus d'évaporation ou des produits de fission qui sont utilisés comme faisceau radioactif. Les fragments de fission sont situés pour la plupart dans la région des noyaux de taille moyenne et riches en neutrons, tandis que les résiduels d'évaporation appartiennent à la région des noyaux lourds ou légers mais pauvres en neutrons. Atteindre des grandes intensités pour ces faisceaux est une mission très difficile quand on sait que les sections efficaces de production des isotopes exotiques peuvent être de l'ordre du picobarn. La question est donc de définir quelle méthode procure le plus efficacement les régions de masse les plus intéressantes dans chaque cas.

La méthode de production ISOL, notamment utilisée au CERN (ISOLDE), est basée sur les réactions de spallation induites par un faisceau de protons ou neutrons de haute énergie sur une cible lourde. Les résiduels de la réaction sont extraits de la cible par diffusion et transportés vers une source d'ions. Avec des techniques thermochimiques ou à l'aide d'un

laser l'isotope souhaité peut être extrait même avec une faible concentration. Les ions extraits de cette façon passent ensuite par un spectromètre pour être identifiés et séparés afin de les accélérer une deuxième fois à l'énergie souhaitée. Cette méthode peut permettre d'accélérer le noyau jusqu'à quelques dizaines de MeV par nucléon. Dans le cas de protons de haute énergie incidente une grande partie de l'énergie est déposée par interaction nucléaire mais aussi électromagnétique. La température de la cible augmente avec risque de destruction, en conséquence elle doit être refroidie. Les techniques d'extraction (normalement basées sur un réchauffement de la cible) sont donc moins efficaces. D'où l'intérêt d'un dispositif avec deux réactions consécutives : tout d'abord la transformation du faisceau de protons ou de deutons en neutrons et ensuite la production de noyaux radioactifs par les neutrons. Les neutrons sont beaucoup plus avantageux car l'énergie sur la cible est uniquement déposée par réaction nucléaire. Ainsi la première cible peut être refroidie et la cible pour les neutrons chauffée de manière à optimiser l'extraction des noyaux résiduels de la réaction. La fission d'actinides induite par neutron produit des faisceaux radioactifs très intenses dans la région de masse  $A=80-150$ .

La technique de la séparation en vol est la méthode la plus développée et elle est utilisée à GANIL, GSI, MSU et RIKEN. Elle est basée sur la cinématique inverse : un faisceau d'ions lourds rencontre une cible épaisse et, de cette manière, les noyaux résiduels de la fragmentation du projectile vont avoir une vitesse proche de la vitesse de celui-ci et vont sortir de la cible. La séparation de ces noyaux résiduels est effectuée en vol par un spectromètre magnétique. La cinématique inverse donne donc accès à des noyaux avec des courtes durées de vie difficilement accessibles par la méthode ISOL. La technique de séparation en vol permet de créer des faisceaux secondaires de quelques dizaines de MeV par nucléon jusqu'au GeV par nucléon et situés dans la zone déficitaire en neutrons de la carte des noyaux, du fait de l'évaporation préférentielle de neutrons, région appelée *couloir des résidus*. Mais elle peut être aussi appliquée à la création de noyaux riches en neutrons par la fission du pré-fragment ou la fragmentation froide.

Des mesures de noyaux résiduels ont été réalisées pour des noyaux légers ou de masse moyenne par les astrophysiciens tout au long de ces trois dernières décades [10], [11], [12], [13], [14], [15]. La raison est que la plupart des noyaux plus lourds que l'hélium dans le rayonnement cosmique subissent des collisions avec les protons du milieu interstellaire et ces collisions changent la composition du rayonnement. Pour remonter à la composition initiale du rayonnement cosmique il est nécessaire donc de connaître les sections efficaces de production de ces résiduels de spallation. La composition de ce rayonnement cosmique primaire permet de tester des hypothèses sur son origine et la nucléosynthèse dans les étoiles. La production de noyaux radioactifs et leur temps de vie procurent des informations sur l'accélération et la propagation du rayonnement cosmique, la transformation de sa composition nucléaire et son temps de confinement dans la galaxie.

Le cas particulier du fer peut très bien s'inscrire dans les motivations qui viennent d'être présentées. En ce qui concerne les études en astrophysique, le fer est un élément qui a déjà été étudié précédemment. Mais ces études sur les noyaux résiduels donnaient uniquement une information partielle. D'une part, des expériences en cinématique inverse ont fourni la distribution en charge [11], [12], [14], [16], [17], [18] et dans un cas bien particulier (573 MeV) les sections efficaces isotopiques [13], [15] des résidus les plus lourds ( $Z \geq 15$ ). D'autre



part, grâce à des expériences qui utilisent la cinématique directe et la détection des résidus par spectroscopie gamma, des fonctions d'excitation (sections efficaces des résidus en fonction de l'énergie du faisceau incident) sont disponibles pour quelques uns de ces résidus [10], [19].

La grande nouveauté de ce travail de thèse consiste à donner, pour la première fois, les sections efficaces isotopiques de production de tous les résidus de la réaction de spallation sur le fer ( $Z_{i8}$ ) pour cinq énergies différentes, couvrant ainsi un grand spectre de 300 à 1500 MeV. Ces données s'insèrent dans un programme expérimental en cinématique inverse mené à GSI qui vise à mesurer les sections efficaces de production isotopique des résidus de spallation pour différentes cibles [20, 21, 22, 23, 24, 25]. Avec cette technique on a aussi accès à la distribution en vitesse de ces noyaux. Ce paramètre est d'une grande importance pour les applications car, comme on verra en détail par la suite, ces vitesses de recul sont à la basse des dommages de fragilisation du matériau qui compose la fenêtre de séparation entre l'accélérateur et le réacteur sous-critique d'un système hybride. Ce matériel est composé à 90% de fer.

La fenêtre est un des éléments critiques des réacteurs hybrides. En effet, elle doit servir d'enceinte à vide du côté de l'accélérateur et de barrière du côté du réacteur. Elle subit tout l'échauffement par perte d'énergie du faisceau intense de proton. Elle est fragilisée par les réactions nucléaires dues au faisceau de protons et aux neutrons rétrodiffusés venant du réacteur. Elle peut de plus avoir dans certains concepts à résister aux agressions chimiques de la cible de spallation (en général plomb fondu). Il est donc particulièrement important de disposer d'un maximum de données expérimentales sur le noyau de fer et de tester le pouvoir prédictif des modèles sur ce noyau.

Mais avant d'arriver aux applications de ces données expérimentales, ce travail de thèse commencera au chapitre 1 par une description détaillée des réactions de spallation et leur modélisation. Ensuite, nous passerons en revue quelques codes de spallation existant ainsi qu'un aperçu sur les paramétrisations développées pour prédire la production de résiduels. Dans le chapitre 2 nous présenterons le dispositif expérimental utilisé. Le chapitre 3 correspond à la description du processus d'analyse qui nous a permis d'aboutir à l'obtention des sections efficaces. Dans le chapitre 4 on donnera les résultats expérimentaux obtenus et une comparaison aux données existantes, ainsi que la comparaison avec les codes et les formules paramétriques présentés au chapitre 1. Pour conclure ce travail de thèse, dans le chapitre 5 nous ferons une description détaillée des problèmes subis par le matériau d'une fenêtre de système-hybride typique et on verra comment nos données expérimentales peuvent être appliquées pour le calcul de quelques-uns de ces problèmes : concentration des résiduels pendant l'irradiation, dpa (déplacements par atome) et dépendance de ces paramètres avec l'énergie.

# Chapitre 1

## La Réaction de Spallation

Dans ce chapitre on se propose de faire une description plus détaillée des réactions de spallation et des produits auxquels elle donne lieu. On montrera, ensuite, qu'essayer de décrire ce processus d'une façon analytique en tenant compte de toutes les voies de sortie, y compris leurs corrélations, revient à résoudre un problème à N corps difficile à simplifier. Pour cette raison les réactions de spallation sont souvent modélisées par deux phases successives, cascade et désexcitation, évaluées toutes les deux par la technique Monte Carlo.

Les caractéristiques générales de ces deux étapes seront brièvement abordées. Ensuite, on décrira les caractéristiques propres de quelques codes de modélisation qui seront utilisés par la suite. Nous présenterons également des paramétrisations empiriques des sections efficaces des résidus d'une réaction de spallation qui ne passe pas par la modélisation de la spallation mais sont basées sur la systématisation de données expérimentales disponibles. Les résultats obtenus à partir des codes Monte Carlo et également à travers les formules paramétriques seront comparés aux données expérimentales au chapitre 4.

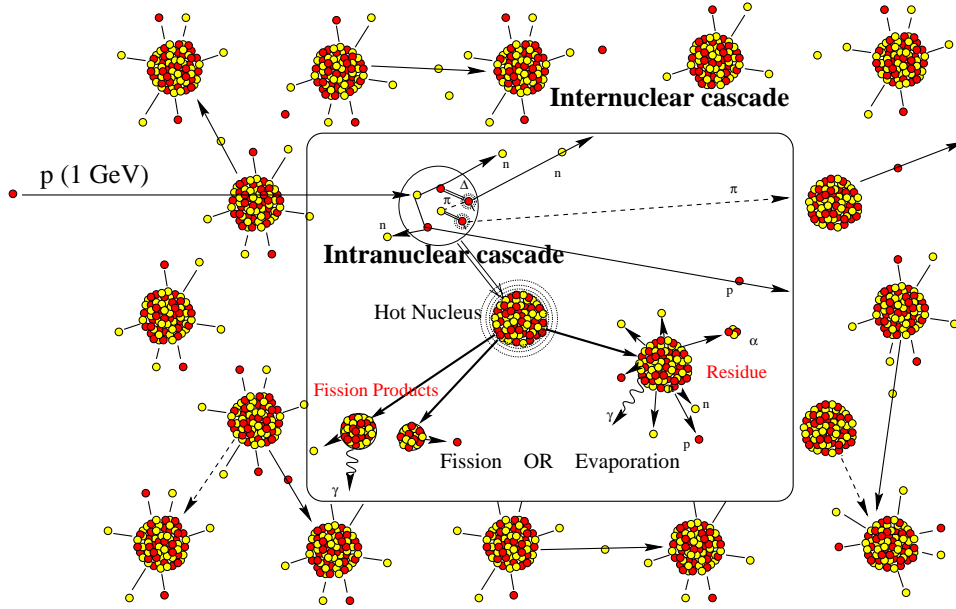
### 1.1 Mécanisme et caractéristiques

On appelle réaction de spallation la réaction fortement inélastique entre une particule légère (proton, neutron, pion, noyaux légers) et un noyau, à des énergies entre 100 MeV et quelques GeV.

Pour décrire de telles réactions Serber [1] a proposé en 1947 un modèle à deux étapes (voir figure 1.1) :

- **Une première étape** rapide qui a lieu quand le projectile rencontre la cible et interagit avec les nucléons du noyau. Lors de ce parcours il va interagir avec des nucléons dans le noyau cible et leurs transmettre la plus part de son énergie cinétique et de son impulsion.

La particule incidente arrive sur la cible avec une vitesse relativiste et une longueur d'onde de De Broglie  $\Lambda = \frac{h c}{p_{lab}}$  plus faible que le libre parcours moyen  $\lambda$  des nucléons dans le noyau, dont l'expression est :



**Fig. 1.1:** Schéma des étapes dans lesquelles on peut décomposer une réaction de spallation.

$$\lambda = \frac{1}{\rho_0 P_B \langle \sigma_{NN}^{tot} \rangle} \quad (1.1)$$

avec  $\rho_0 = 0.17 \text{ A}/fm^3$  la densité nucléaire,  $\langle \sigma_{NN}^{tot} \rangle \approx 40 \text{ mb}$  la section efficace nucléon-nucléon autour de 1 GeV et  $P_B$  le facteur de blocage de Pauli.

Une estimation de  $P_B$  pour un gaz de Fermi à température finie, peut s'obtenir par l'expression [26] :

$$P_B = 1 - \frac{7}{5} \cdot \frac{E_{Fermi}}{E_{inc} + E_{Fermi} + E_{liaison}} \quad (1.2)$$

Ce qui donne  $P_B = 0.63$  pour  $E_{inc} = 100 \text{ MeV}$ .

Lorsque le libre parcours moyen des nucléons dans le noyau ( $\lambda$ ) est plus grand que la longueur d'onde associée au projectile  $\Lambda$ , ces collisions peuvent être considérées comme indépendantes. La réaction peut alors être décrite de façon classique en termes de collisions particule-particule à l'intérieur du noyau en tenant compte du principe d'exclusion de Pauli comme effet quantique.

La matière nucléaire est vue comme une sphère de gaz dilué (un gaz de Fermi de neutrons et protons) à travers laquelle les nucléons du noyau ayant subi une collision peuvent éventuellement ensuite en provoquer à leur tour. Cette série de collisions à l'intérieur du noyau donne lieu à la répartition de l'énergie incidente en énergie cinétique de plusieurs nucléons du noyau et à l'émission de certains de ces nucléons ainsi qu'à des pions qui proviennent principalement de la désintégration de la résonance  $\Delta$  ( $\Delta_{33}$  à 1232 MeV pour les énergies considérées), mécanisme principal de production des pions dans l'interaction nucléon-nucléon autour du GeV.

$$NN \rightarrow N\Delta \quad (1.3)$$

$$\Delta \rightarrow N\pi \quad (1.4)$$

C'est ce que l'on appelle **Cascade IntraNucléaire (INC)**. Cette étape est très rapide car l'unité de temps est celle de l'interaction forte (soit  $10^{-23} - 10^{-24}$  s) pour une collision et, pour la totalité de la cascade le temps (temps de propagation du nucléon incident et quelques collisions) est environ  $10^{-22}$  s.

L'énergie apportée au noyau au cours de cette première étape va se répartir sur un grand nombre de nucléons. On fait alors l'hypothèse d'un noyau thermalisé.

- **La seconde étape** est la désexcitation de ce noyau (appelé pré-fragment) par des processus plus lents : l'évaporation de particules, la fission (éventuellement), puis la désexcitation  $\gamma$  à plus basse énergie d'excitation en dessous du seuil d'émission de particules. Ces processus statistiques entrent en compétition à différents stades de la désexcitation suivant les caractéristiques du pré-fragment.

Le mode de désexcitation par **évaporation** doit son nom au processus analogue dans lequel un liquide chauffé évacue son énergie thermique à travers l'évaporation des molécules. De la même manière, si l'énergie d'excitation du pré-fragment est supérieure à l'énergie de séparation d'un neutron l'évaporation aura lieu. Afin d'évacuer son énergie d'excitation le pré-fragment émet séquentiellement des neutrons, des protons ou des composites légers comme le deutérium, le tritium, l' $He^3$  ou des particules  $\alpha$ , voire des noyaux un peu plus lourds comme le lithium ou le beryllium pour des grandes énergies d'excitation. Rappelons que l'évaporation des neutrons est favorisée car les particules chargées doivent franchir la barrière coulombienne soit directement, soit par effet tunnel.

Dans le cas où le pré-fragment est fissile, il peut se désexciter par une **fission** qui, généralement, est accompagnée aussi par l'évaporation de quelques nucléons. La compétition entre la fission et l'évaporation introduit une difficulté supplémentaire dans le traitement statistique. En effet, la fission est un phénomène lent du à la déformation du noyau ralenti par la viscosité de la matière nucléaire [27], [28]. La compétition avec l'évaporation est alors dynamique.

Quelques modèles proposent une étape intermédiaire entre les phases de cascade et de désexcitation appelée **pré-équilibre**. Cette étape intermédiaire conduit à l'émission d'une ou plusieurs particules durant la thermalisation du pré-fragment. Ces particules de pré-équilibre se caractérisent par énergie cinétique plus importante que celle des particules émises lors de la désexcitation et pour une émission préférentielle vers les angles avant. Néanmoins, des mesures expérimentales [29] ont montré que l'émission de pré-équilibre reste faible dans les réactions de spallation induites par un nucléon d'énergie  $< 1.2$  GeV.

Il faut aussi mentionner dans cette description des réactions de spallation que lorsque la collision initiale nucléon-noyau est très centrale il se peut que l'énergie d'excitation soit trop grande pour que le principe de thermalisation soit applicable. C'est aussi ce qu'il arrive souvent dans le cas de collisions centrales noyau-noyau. Dans ce cas de figure, l'excitation

du pré-fragment est accompagné d'une expansion du noyau conduisant à l'apparition d'au moins trois fragments, voire à la vaporisation du système en de nombreux fragments dans certains cas. Ce phénomène, connu sous le nom de **multifragmentation**, est en principe peu présent dans les collisions proton-noyau qui n'atteignent que rarement de fortes excitations du noyau, mais pourrait conduire alors par des queues de distribution à une production accrue de noyaux résiduels légers.

### 1.1.1 La Cascade internucléaire

Dans le cas d'une cible épaisse, les particules (neutrons et protons) de haute énergie éjectées durant la phase rapide de cascade **intranucléaire** peuvent, à leur tour, réagir par une nouvelle réaction de spallation sur un autre noyau de la cible. Ceci constitue une cascade **internucléaire** qui, dans le cas des particules chargées sortant est localisée dans un cylindre dont la longueur correspond à la distance d'arrêt du faisceau.

C'est en tenant compte de l'ensemble du processus : réaction de spallation sur noyau suivie de la propagation des particules émises dans la cible puis nouvelles réactions à énergies plus basses ou de réactions plus spécifiques (diffusion élastiques, réactions (n,xn)...) que l'on peut étudier une cible de spallation.

Les caractéristiques principales des neutrons émis à partir d'une cible épaisse à prendre en compte pour la transmutation sont le nombre de neutrons émis par proton incident, leur spectre d'énergie et leur distribution angulaire.

- Le nombre  $\nu_s$  de neutrons émis par proton incident augmente avec l'énergie incidente du projectile et la masse atomique de la cible. Cette augmentation sature néanmoins à cause des voies inélastiques (émission de pions) et conduit à un optimum autour de 1 GeV si l'on considère le nombre de neutrons produits par l'énergie mise dans le faisceau. Le nombre de neutrons émis en moyenne à cette énergie sur du Pb est de 25 à 30.
- Le spectre en énergie des neutrons émis va de quelques keV à l'énergie du faisceau, selon l'origine de leur production (cascade, évaporation, fission). La partie basse énergie (1-2 MeV) est largement dominante en cible épaisse, par rapport à la queue de haute énergie qui correspond aux neutrons sortant dans la phase rapide de la cascade. La connaissance de cette partie haute énergie du spectre, si elle n'intervient pas dans les performances de transmutation, est cependant importante pour évaluer les dommages aux matériaux et les mesures à prendre en termes de radioprotection.
- La connaissance de la distribution angulaire des spectres de neutrons est importante pour placer la cible à l'intérieur de la couverture et pour évaluer les dommages induits, notamment aux angles arrières vers l'accélérateur et la fenêtre de séparation.

D'un autre côté, les réactions de spallation vont laisser des noyaux résiduels dans la cible en changeant sa composition tout au long de l'irradiation. Ces noyaux résiduels, dont la plupart sont radioactifs et dotés d'une énergie cinétique de recul, seront à l'origine de l'activité dans la cible et des dommages au réseau cristallin de la fenêtre et donc à sa tenue mécanique.

## 1.1.2 Les résultats de la réaction : particules légères et noyaux résiduels.

### Les particules légères

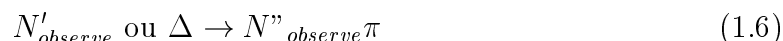
En sortie d'une réaction de spallation on obtient donc des particules légères (neutrons essentiellement mais aussi protons, pions et noyaux légers) et des noyaux résiduels.

La multiplicité des particules légères produites varie beaucoup en fonction du noyau cible et de l'énergie incidente. Exemple : émission de  $\sim 25 - 30$  neutrons dans la réaction  $\text{Pb}(p,x)$  à 1 GeV.

Dans le spectre des nucléons émis, dominée par l'évaporation des noyaux, deux composantes peuvent se distinguer : une composante "haute énergie" ( $E > 20$  MeV) fortement anisotrope dans le référentiel du laboratoire et une composante "basse énergie" ( $E < 20$  MeV) quasi-isotrope dans ce même référentiel.

Les spectres en énergie des protons et des neutrons émis ont des formes assez similaires excepté pour la partie basse énergie car les protons sont sensibles à la barrière coulombienne du noyau lors de leur émission.

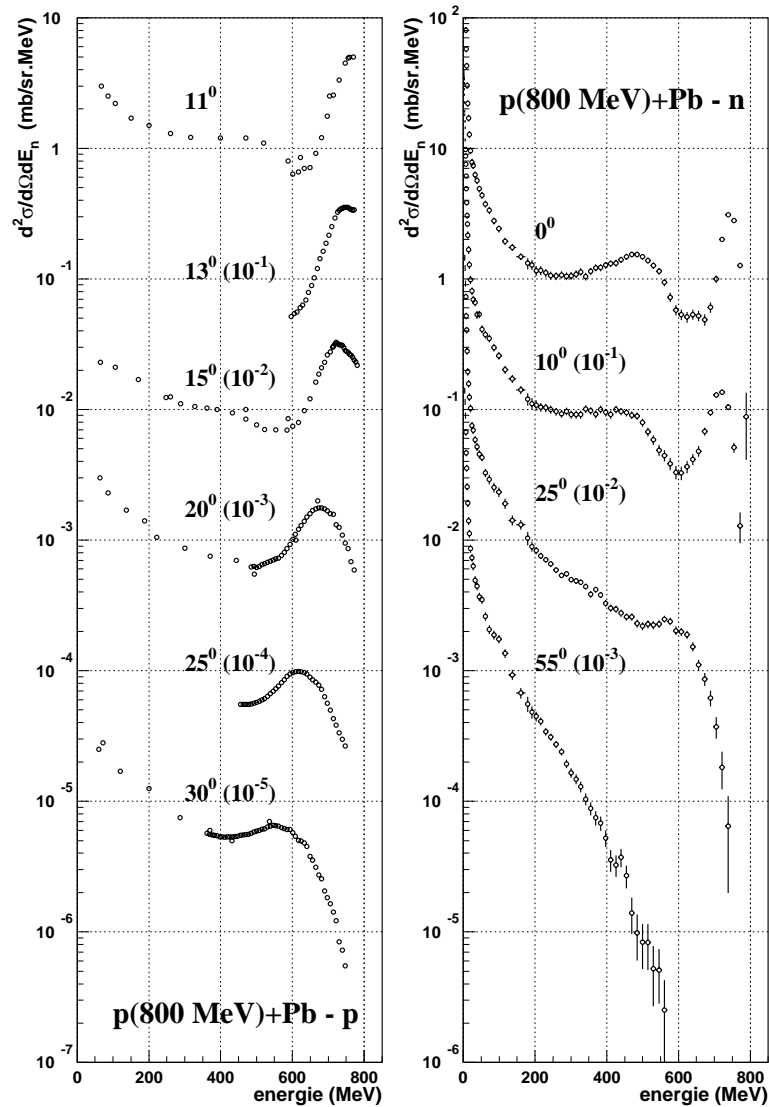
- Dans la figure 1.2 on distingue un pic Quasi-Elastique (QE) proche de l'énergie incidente dans les réactions ( $N_{inc}, xN'$ ) observable aux angles avant : résultat de la collision du nucléon incident  $N_{inc}$  avec un nucléon lié  $N'$  qui est émis. Lorsque  $N'$  est du même type que le nucléon incident on ne peut pas savoir si  $N'$  est le nucléon lié ou le nucléon incident.
- Un "Pic" Quasi-Inélastique (QI) autour de  $E \approx 500$  MeV visible aux angles avant uniquement dans les réactions induites par des nucléons de hautes énergies ( $E_{inc} 700$  MeV) et dû à une collision  $NN$  inélastique avec excitation de la résonance  $\Delta$  :



En fait la production de pion dans la réaction (N,x) commence dès que  $E_{inc} \geq 200$  MeV, mais le "pic" QI n'est observable dans les spectres de nucléons produits dans des réactions d'énergie nucléon-noyau suffisante pour exciter le  $\Delta$  ( $\simeq 500$  MeV au dessus du nucléon).

### Les noyaux résiduels

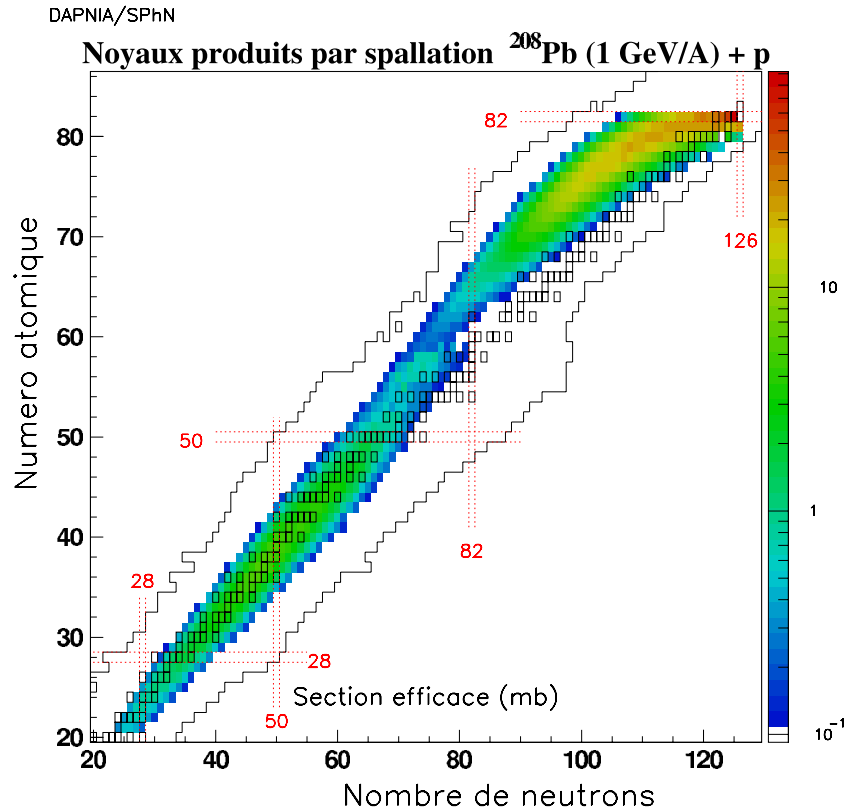
Les noyaux résiduels de spallation présentent une grande diversité en dehors de la vallée de stabilité. Cette diversité est due aux différents mécanismes de production des noyaux résiduels. En effet, les noyaux produits lors d'une fission du pré-fragment tendent à conserver le rapport  $A/Z$  du noyau fissionnant. Or, la vallée de stabilité est centrée sur les noyaux avec



**Fig. 1.2:** Spectres doublement différentiels de protons et neutrons émis dans la réaction de spallation  $Pb(p, xN)$  à 800 MeV.

$N = Z$  pour les éléments légers et progressivement elle dévie vers  $N > Z$  pour les éléments de plus grand nombre atomique. Le noyau fissionnant ayant un nombre atomique grand, les fragments de fission qu'il produit sont des éléments relativement légers autour de la demimasse du noyau cible et avec un rapport  $A/Z > 2$ , donc riches en neutrons.

En ce qui concerne les résidus formés à partir d'une évaporation successive de particules par le pré-fragment la situation est toute autre. Bien que les pré-fragments provenant de la cascade intranucléaire présentent une grande variété dans leur rapport  $A/Z$  et leur énergie d'excitation, l'évaporation d'un neutron est privilégiée par rapport à celle d'un proton et bien sûr, à celle d'un noyau léger car pour évaporer un proton il faut d'abord surmonter la barrière coulombienne. Ainsi, les noyaux résiduels provenant d'une évaporation se situent dans la partie pauvre en neutrons de la vallée de stabilité. Plus exactement, et à partir d'une certaine énergie du nucléon incident, le maximum de chaque distribution isotopique de



**Fig. 1.3:** Noyaux produits lors de la réaction de spallation  $^{208}\text{Pb} + p$  à 1 GeV/A à GSI (Darmstadt) [20].

production de ces résidus va se placer dans ce que l'on appelle le **couloir des résidus**. Ce couloir se trouve entre la vallée de stabilité et la ligne d'instabilité par émission de protons. Il est défini par la compétition d'émission entre protons et neutrons. En effet, l'émission de neutrons, non assujettie au coulombien, est privilégiée par rapport à celle des protons. Elle reste cependant limitée par la cohésion du noyau qui limite le rapport  $N/Z$  par l'émission de protons lorsque la répulsion coulombienne devient trop grande. Il en résulte un équilibre autour d'un rapport  $N/Z$  fixé principalement par les propriétés de la matière nucléaire et dépendant peu du processus d'excitation pourvu qu'une énergie minimale d'excitation du noyau soit atteinte.

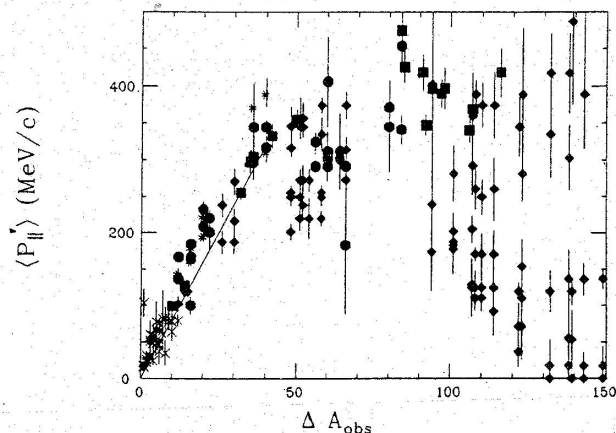
Dans le cas de la réaction de spallation qui nous occupe,  $\text{Fe} + p$ , il n'y a pas de possibilité pour les pré-fragments formés après cascade de se désexciter par fission et donc tous les résidus qui vont être détectés sont le résultat d'un processus d'évaporation. Pour cette raison, dans ce travail de thèse, tout ce qui concerne la fission sera traité d'une façon assez sommaire car la fission, phénomène complexe, a déjà donné lieu à des études spécifiques [27, 23, 30].

De plus, outre leur nature et leur taux de production, les résidus d'évaporation ont également des propriétés cinétiques, vitesse moyenne et largeur de la distribution, qui sont accessibles à l'expérience. Ces deux variables sont très intéressantes d'un point de vue applicatif de la réaction de spallation (comme il sera détaillé au chapitre 5) car la vitesse de recul de ces noyaux est à l'origine de dommages de fragilisation des matériaux de structure des systèmes hybrides.



### 1.1.3 Vitesse de recul des résiduels

Bien que les résiduels de spallation soient le résultat des deux étapes décrites précédemment, seule la partie cascade nucléaire est responsable de la valeur moyenne de la vitesse de ces noyaux. En effet, l'interaction nucléaire directe entre le projectile et la cible conduit, par conservation de l'impulsion, au recul global de celle-ci. Plus la collision est centrale, plus la vitesse de recul est élevée de même que l'énergie d'excitation. Du fait que l'étape d'évaporation qui suit dissipe l'énergie d'excitation du pré-fragment de façon isotrope la diminution de l'impulsion se fait autour de sa valeur moyenne et la valeur de la vitesse qu'avait le pré-fragment reste assez peu modifiée.



**Fig. 1.4:** Recul  $P'_{\parallel}$  en fonction de la perte de masse pour différents systèmes cible-projectile : les croix correspondent à la réaction projectile léger +  $^{12}\text{C}$  à 1,05 et 2,1 GeV/n, et  $^{16}\text{O}$  à 2,1 Ge [31]V. Les étoiles à  $p + \text{Cu}$  à 28 GeV [32], les cercles à  $^{12}\text{C} + \text{Ag}$  à 18.5 GeV et  $p + \text{Ag}$  à 400 GeV [33]. Les carrés correspondent aux fragments produits dans la réaction  $^{20}\text{N} + ^{181}\text{Ta}$  à 8 GeV [34] et les losanges à la spallation de l'or avec des protons de 3 à 11,5 GeV [35]. Extrait de [36]

Comme on le verra dans la suite, la cascade intranucléaire est un processus très complexe qui n'a pas de modèle analytique simple et qui doit être calculée par une approche Monte Carlo. Morrissey [36] a établi, cependant, une systématique à partir des données expérimentales de Kaufman [35] et Winsberg [37] obtenues avec des projectiles légers de l'ordre du GeV sur différentes cibles (figure 1.4). Elle vise à donner la valeur de l'impulsion des résidus de spallation créés par évaporation du pré-fragment indépendamment de l'énergie incidente du projectile qui l'a créé. Pour ce faire, Morrissey introduit la variable  $P'_{\parallel}$ , exprimée en MeV/c qui est définie comme il suit :

$$\langle P'_{\parallel} \rangle = M_t \times \langle v_{\parallel} \rangle \times \left( \frac{\beta\gamma}{\gamma + 1} \right) \quad (1.7)$$

Où,  $v_{\parallel}$  est la vitesse longitudinale moyenne du fragment considéré,  $M_t$  la masse de la cible et  $\beta$  et  $\gamma$  les facteurs cinétiques du projectile dans le centre de référence du laboratoire. C'est

la multiplication par le facteur  $\frac{\beta\gamma}{\gamma+1}$  qui rend la nouvelle variable indépendante de l'énergie du projectile.

La systématique proposée par Morrissey est alors très simple :

$$\langle P'_{\parallel} \rangle = 8 \times \Delta A \quad (1.8)$$

avec  $\Delta A$  la différence entre la masse de la cible et celle du fragment considéré.

À partir de cette relation on s'attend à ce que la vitesse de recul augmente quand la collision est centrale puisque le nombre de nucléons éjectés est plus grand. Les données expérimentales utilisées par Morrissey montrent effectivement un comportement linéaire sauf quelques fluctuations pour les fragments avec un  $\Delta A$  très grand. Cet écart par rapport au comportement linéaire a été interprété par Morrissey comme venant d'autres mécanismes de production de ces fragments qui s'ajoutent à la simple évaporation de particules. Notons, enfin, que l'impulsion de recul prédite par Morrissey est non seulement valable pour les réactions de spallation mais aussi pour les fragments des réactions noyau-noyau.

### 1.1.4 Largeur de la distribution en vitesse des résiduels

L'étude de la largeur de la distribution en vitesse des fragments a été abordée par différents auteurs [36, 38, 39]. En 1974 Goldhaber [38] propose un modèle parabolique par rapport à la masse du fragment. En partant de l'hypothèse d'un mouvement de Fermi pour les nucléons dans le noyau et par conservation de l'impulsion lorsque certains de ces noyaux sont éjectés durant la cascade (abrasion pour le cas de la réaction noyau-noyau) il donne la forme suivante pour la largeur de la distribution en vitesse :

$$\sigma(p_{//}) = \frac{p_F}{\sqrt{5}} \cdot \sqrt{\frac{A_f \cdot (A_c - A_f)}{A_c - 1}} \quad (1.9)$$

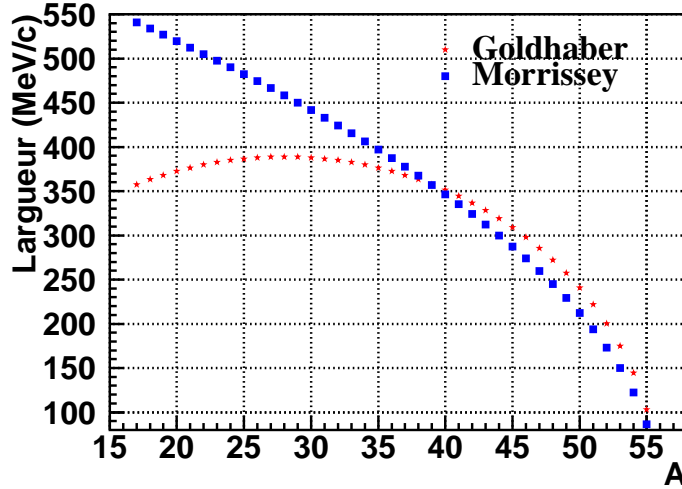
Où  $A_c$  est la masse du noyau cible,  $A_f$  celle du fragment et  $p_F$  l'impulsion de Fermi des nucléons dans le noyau.

Notons que cette relation donne la largeur de la distribution en impulsion pour le pré-fragment (juste après la cascade) et ne tient pas compte de l'évaporation. Ceci est important car si la valeur moyenne de la vitesse de recul est bien fixée après la phase de cascade, l'évaporation de particules contribue de manière non négligable à l'élargissement de cette distribution du fait qu'elle diminue la masse finale du fragment.

Morrissey, quant à lui, trouve une systématique pour ce paramètre à partir des données expérimentales des résidus finals (après évaporation) qui s'écrit :

$$\sigma(p_{//}) = \frac{150}{\sqrt{3}} \cdot \sqrt{A_c - A_f} \quad (1.10)$$

A priori, on s'attend à ce que cette paramétrisation corrige la surestimation de la largeur de Goldhaber car elle tient compte du processus d'évaporation. Pour une comparaison de ces deux prédictions voir figure 1.5



**Fig. 1.5:** Valeurs prédites par Goldhaber (étoiles) et Morrissey (carrés) pour la largeur de la distribution en impulsion parallèle à l'axe du faisceau des fragments de spallation dans la réaction Fe + p à 1 GeV/A. L'axe X montre la masse du fragment et l'axe Y représente la valeur de ces deux prédictions en MeV/c.

## 1.2 Modélisation de la réaction de spallation

Dans cette section nous voulons donner un aperçu de la grande complexité de la description d'une réaction de spallation si on voulait la modéliser de façon formelle [40].

La réaction de spallation induite par une particule légère sur un noyau apparaît comme un cas particulier des réactions fortement inélastiques entre un projectile et un noyau cible soumis aux forces nucléaires. Les réactions fortement inélastiques d'ions lourds représentent un cas plus général, le projectile incident (un noyau) étant plus complexe qu'une simple particule légère. Dans tous les cas, on doit *a priori* résoudre un problème à N corps.

On part de l'équation de Schrödinger dépendant du temps

$$i\hbar \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = H |\psi\rangle \quad (1.11)$$

où  $|\psi\rangle = \psi(1, 2, \dots, A; t)$  est la fonction d'onde décrivant le système total projectile + cible. Elle doit être antisymétrique.

L'Hamiltonien s'exprime en fonction des opérateurs de création-annihilation et de l'interaction entre nucléons :

$$H = T + V = \sum_{ij} T_{ij} a_i^\dagger a_j + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} U_{ijkl} a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k \quad (1.12)$$

On définit la matrice densité à 1 corps par :

$$\rho_{ij} = \langle \psi | a_i^+ a_j | \psi \rangle \quad (1.13)$$

Lorsqu'on remplace H par son expression en termes des opérateurs  $a_i^+ a_j$  on aboutit à des relations entre la matrice densité à 1 corps et à 2 corps  $\rho_{ijkl}^2$ , à 2 corps et à 3 corps, etc... C'est la hiérarchie BBGKY (version quantique).

L'approximation  $\rho_{ijkl}^2 = \rho_{jk}\rho_{il} - \rho_{jl}\rho_{ik}$  est utilisée dans la théorie TDHF (Hartree-Fock dépendant du temps) pour tronquer cette hiérarchie. En utilisant cette approximation l'interaction à deux corps est moyennée et on "fabrique" un champ moyen qui permet d'utiliser uniquement la matrice densité à 1 corps. La fonction  $\psi$  restera un déterminant de Slater si elle a été choisie ainsi au départ. Les nucléons restent sur des niveaux d'énergie qui évoluent avec le changement du champ moyen mais qui ne diffusent pas deux à deux.

Cette approche TDHF donne de bons résultats pour décrire des phénomènes tels que la fusion, la formation de noyau composé, la propagation d'ondes de chocs, la fragmentation dans les collisions d'ions lourds jusqu'aux énergies de 10 MeV/A environ. Néanmoins, le manque de collisions à deux corps et l'absence de fluctuations (car on parle d'un modèle déterministe) conduit à une trop grande transparence des noyaux lorsque  $E_{CM} > E_F = 38$  MeV. Il faut donc aller plus loin dans la hiérarchie BBGKY et traiter un terme de plus en tant que perturbation permettant aux particules d'entrer en collision et donc de changer d'énergie en plus du changement du champ moyen.

Une autre façon de traiter le problème est la méthode appelée QMD (quantum molecular dynamics) [41, 42]. Ce model (qui utilise le méthode Monte Carlo) simule l'interaction événement par événement. Les nucléons sont représentés par une densité de Wigner de paquets d'onde gaussiens de largeur L et de la forme :

$$f_i(\vec{r}_i, \vec{p}_i, t) = \frac{1}{\pi h^3} \exp\left(-\frac{|\vec{r}_i - \vec{r}_{i0}|^2}{2L} - |\vec{p}_i - \vec{p}_{i0}(t)|^2 \frac{2L}{\hbar^2}\right) \quad (1.14)$$

avec  $\vec{r}_{i0}$  et  $\vec{p}_{i0}$  étant les centroïdes de la position et l'impulsion du  $i$  nucléon. La fonction de distribution pour le système global est la somme de tous les paquets d'onde des nucléons :

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \sum_i f_i(\vec{r}_i, \vec{p}_i, t) \quad (1.15)$$

L'évolution de  $r_i$  et  $p_i$  est décrite par les équations de Newton et des collisions stochastiques entre deux nucléons :

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \{H, \vec{r}_i\} \quad (1.16)$$

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = \{H, \vec{p}_i\} \quad (1.17)$$

où l'Hamiltonien a une partie cinétique, une partie de Skyrme (à deux ou trois corps), une partie Coulombienne, une interaction de Yukawa et l'énergie de symétrie. La collision entre deux nucléons qui tient compte du blocage de Pauli est aussi introduite dans l'état final.

$$\begin{aligned}
H = & \sum_i \sqrt{m_i^2 + P_i^2} + \frac{1}{2} \frac{A}{\rho_0} \sum_i \langle \rho_i \rangle + \frac{1}{1 + \tau} \frac{B}{\rho_0} \sum_i \langle \rho_i^\tau \rangle \\
& + \frac{1}{2} \sum_{i,j(\neq i)} c_i c_j \frac{e^2}{|\vec{R}_i - \vec{R}_j|} \text{erf}(|\vec{R}_i - \vec{R}_j|/\sqrt{4L}) \\
& + \frac{C_S}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} (1 - 2|c_i - c_j|) \rho_{ij}
\end{aligned} \tag{1.18}$$

Dans cette équation  $m_i$  est la masse du  $i$  nucléon,  $C_S$  est le coefficient de l'énergie de symétrie,  $\rho_0$  la densité de saturation et  $A$ ,  $B$  et  $\tau$  des paramètres de Skyrme. "erf" est la fonction erreur et  $c_i$  est égal à 1 pour les protons et 0 pour les neutrons.  $\rho_i$  et  $\langle \rho_i \rangle$  sont définies de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
\rho_i(r) &= \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} f_i(\vec{r}, \vec{p}) \\
&= (2\pi L)^{-3/2} \exp \left[ -(\vec{r} - \vec{R}_i)^2 / 2L \right]
\end{aligned} \tag{1.19}$$

et

$$\begin{aligned}
\langle \rho_i \rangle &\equiv \sum_{j(\neq i)} \rho_{ij} \equiv \sum_{j(\neq i)} \int d\vec{r} \rho_i(\vec{r}) \rho_j(\vec{r}) \\
&= \sum_{j(\neq i)} (4\pi L)^{-3/2} \exp \left[ -(\vec{R}_i - \vec{R}_j)^2 / 4L \right]
\end{aligned} \tag{1.20}$$

Le changement en importance entre le terme de champ moyen et la collision à deux corps fait une transition entre l'équilibre, le pré-équilibre et la cascade et inclue l'émission de particules et clusters. La trajectoire des particules est suivie dans le volume du noyau et quand elles arrivent à la surface du noyau l'émission est considérée.

Un des grands problèmes de cette méthode est son temps de calcul qui peut être estimé à 2 ou 3 ordres de grandeur plus grand que celui de l'approche INC (qui sera décrite dans la section suivante).

Dans l'approche QMD la conservation de l'énergie n'est pas toujours respectée, en revanche, avec le modèle de cascade on est assuré de ne pas violer ce principe fondamental. Pour les basses énergies de la particule incidente, (moins de la centaine de MeV), la méthode QMD s'avère meilleure du fait que les hypothèses (base de la méthode de cascade) sur la longueur d'onde de la particule incidente par rapport à la distance entre nucléons dans le noyau commence à ne plus être très correcte.

### 1.2.1 L'approche "Cascade Intranucléaire"

Comment peut on modéliser cette première étape d'une façon simple ?

L'approche utilisée dans la plupart des codes de spallation est la Cascade IntraNucléaire (INC).

Dans cette approche on simule une succession classique de chocs hadron-hadron dans un puits de potentiel prédéfini  $V(r)$  (non généré par les particules) qui est celui d'un gaz de Fermi dégénéré à température nulle.

Le noyau cible se présente comme un nuage de nucléons ponctuels dans l'espace de phases  $(\vec{r}, \vec{p})$ .

- les positions  $\vec{r}_i$  des nucléons cibles sont initialisées suivant la densité du noyau  $\rho(r)$  ;
- les impulsions  $\vec{p}_i$  sont isotropiquement distribuées dans une sphère de rayon  $P_F$ , l'impulsion de Fermi pouvant être définie à partir du potentiel  $V(r)$ .

La particule incidente est placée à la surface du noyau (interface entre zones de densité nulle et non-nulle) à partir d'un paramètre d'impact choisi aléatoirement dans le rayon du noyau. A partir de ce moment, dans la plupart des codes, les particules évoluent en ligne droite dans le milieu nucléaire jusqu'à ce qu'une collision se produise.

Dans le cas de la rencontre avec une frontière entre deux milieux (réflexion, réfraction), les particules peuvent suivre les équations relativistes du mouvement :

$$d\vec{p}/dt = -\vec{\nabla}V \quad (1.21)$$

$$d\vec{r}/dt = \vec{p}/E \quad (1.22)$$

Du fait que ces équations ne sont généralement pas intégrables lorsque le potentiel  $V$  présente une dépendance en fonction de  $|\vec{r}|$ , la méthode numérique consiste à discrétiser le temps au premier ordre :

$$\vec{p}(t + \Delta t) = \vec{p}(t) - \vec{\nabla}V(r(t)) \cdot \Delta t \quad (1.23)$$

$$\vec{r}(t + \Delta t) = \vec{r}(t) + \frac{\vec{p}(t)}{E(t)} \cdot \Delta t \quad (1.24)$$

L'effet de réfraction est plus important pour les particules de basse énergie que pour les particules de haute énergie (plusieurs centaines de MeV).

#### La section efficace totale de réaction [43]

L'approche cascade intranucléaire considère que les particules avancent en trajectoires rectilignes entre les collisions dans le noyau cible qui est caractérisé par une densité  $\rho(r)$ . Nous pouvons alors calculer la section efficace de réaction. Si l'on appelle  $b$  le paramètre d'impact du nucléon incident sur le noyau, on peut calculer la distance horizontale par rapport au centre du noyau à laquelle le nucléon entre dans le noyau cible :  $z = -z_0 = -\sqrt{R^2 - b^2}$  et, donc, la distance à laquelle il sort :  $z_0$ .

Le nombre des réactions se traduit par une diminution du flux incident de protons pour la traversée d'une épaisseur élémentaire  $dz$  qui peut s'écrire :

$$-dN_p = N_p(z, b) \cdot \rho(z, b) \cdot \sigma^{NN} \cdot dz \quad (1.25)$$

avec  $N_p$  le nombre de protons,  $\rho(z, b)$  la densité du noyau et  $\sigma^{NN}$  la section efficace de la réaction nucléon-nucléon. Ce qui conduit au développement suivant :

$$d(\text{Log}N_p) = \frac{dN_p}{N_p} = -\sigma^{NN} \cdot \rho(z, b) \cdot dz \quad (1.26)$$

$$N_p(b) = N_0(b) \cdot \exp \left[ - \int_{-z_0}^{z_0} \sigma^{NN} \cdot \rho(\sqrt{z^2 + b^2}) \cdot dz \right] \quad (1.27)$$

$N_p(b)$  étant le nombre de protons restant après la traversée du noyau avec le paramètre d'impact  $b$  et  $N_0(b) = 2\pi N_0 \cdot b \cdot db$  avec  $N_0$  le nombre de protons incidents par unité de surface.

Le nombre de réactions avec paramètre d'impact  $b$  est donc :

$$N_{reac}(b)db = N_0(b) - N_p(b) = 2\pi N_0 \cdot b \cdot db \cdot \left( 1 - \exp \left[ -2 \int_0^{z_0} \sigma^{NN} \cdot \rho(\sqrt{z^2 + b^2}) \cdot dz \right] \right) \quad (1.28)$$

Le problème peut être simplifié en considérant une densité uniforme dans une sphère de rayon  $R$  :

$$\rho(r) = \rho_0 \theta(R - r) \quad (1.29)$$

Alors, la section efficace totale de réaction est :

$$\sigma_R = \int_0^R \frac{N_{reac}(b) \cdot db}{N_0} = 2\pi \int_0^R b \cdot db \left[ 1 - \exp(-2\sigma^{NN} \int_0^{z_0} \rho_0 \cdot \theta(R - \sqrt{z^2 + b^2}) \cdot dz) \right] \quad (1.30)$$

Et l'on obtient le résultat suivant :

$$\sigma_{tot} = \pi R^2 \left[ 1 - \frac{2}{x^2} (1 - e^{-x}) + \frac{2}{x} e^{-x} \right] \quad (1.31)$$

avec  $x = 2\sigma^{NN} \rho_0 R$ .

Si l'on prend les valeurs réalistes  $\sigma^{NN} = 40 \text{ mb}$ ,  $\rho_0 = 1,17 \text{ fm}^{-3}$  et  $R = 1,12 \cdot A^{1/3} \text{ fm}$ , on a pour le cas du  $^{56}\text{Fe}$  :

$$\sigma_{tot} \approx \pi R^2 (1 - 0.06) \approx \sigma_{geom} \quad (1.32)$$

La valeur de cette section efficace reste approximative car la formule ne prend pas en compte la réduction du nombre des réactions par le blocage de Pauli ni la diffusivité qui, elle, tend à augmenter la section efficace totale. Ainsi la relation devient  $\sigma_{tot} = 1.3 \sigma_{geom}$  et donne de bons résultats quand on compare à des sections efficaces totales de réaction expérimentales.

### 1.2.2 Quelques codes de cascade intranucléaire : Bertini, ISABEL et INCL

Jusqu'ici nous avons décrit les caractéristiques générales des modèles qui décrivent la première partie d'une réaction de spallation, la cascade intranucléaire. Dans cette section nous présentons les caractéristiques particulières à quelques uns de ces modèles qui seront utilisés par la suite pour être comparés aux résultats expérimentaux. La différence de modélisation dans cette première partie va déterminer la nature du pré-fragment, son énergie d'excitation et son moment angulaire. Après la phase de désexcitation, ces quantités vont être déterminantes pour les différences entre les sections efficaces de production des résiduels et de leurs vitesses.

#### Le code de Bertini

Le code de cascade de Bertini [44], [45] est un des premiers codes disponibles et sans doute un des plus utilisés encore à l'heure actuelle dans les codes complets de spallation existants comme LAHET [46] (The HETC version from Los Alamos National Laboratory). Il peut être utilisé pour décrire les réactions nucléon-noyau ( $\leq 3.5 \text{ GeV}$ ) ou pion-noyau ( $\leq 2.5 \text{ GeV}$ ).

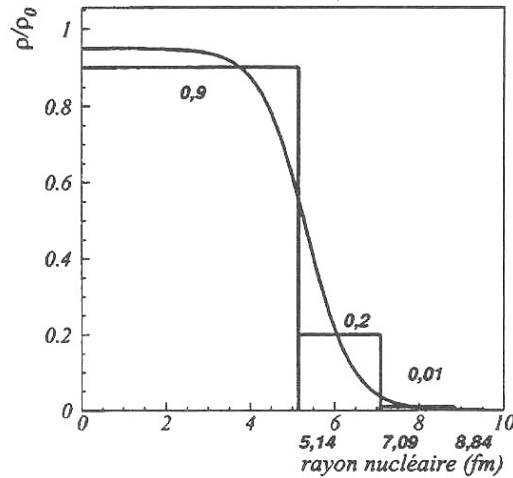
Dans ce code, la densité nucléaire du noyau cible est continue suivant trois sphères concentriques uniformes ajustés sur une densité réaliste comme indique la figure 1.6 extraite de [47] dans le cas du plomb et avec  $\rho_0$  étant la densité centrale. Dans chacune de ces sphères le nombre de protons est égal à la valeur moyenne de la charge correspondant à cette fraction du noyau et le nombre de neutrons est donné par le rapport  $N/Z$  du noyau. Pour ces trois sphères la valeur du potentiel moyen est donnée par la formule :

$$V(i) = E_{Fermi}(i) + E_{liaison} \quad (1.33)$$

L'énergie de liaison est fixée à 7 MeV pour protons et neutrons.

La condition de collision entre deux particules est donnée par le libre parcours moyen  $\lambda$  de la particule incidente :  $\lambda = 1/\rho \sigma$ , où  $\rho$  est la densité pour la région considérée et  $\sigma$





**Fig. 1.6:** Profil de densité nucléaire et paramétrisation en trois marches d'escalier choisie par Bertini [47]

la section efficace total nucléon-nucléon moyennée sur l'ensemble des nucléons du noyau. Si une particule parcourt une distance supérieure à  $\lambda$  sans sortir du noyau cible, une collision est alors possible. Le tir est aléatoire entre les différentes possibilités de collision et voies de sortie. Les sections efficaces utilisées sont paramétrées à partir des données expérimentales.

L'application du principe de Pauli consiste à vérifier que les nucléons après collision ont une énergie plus grande que l'énergie de Fermi. Dans le cas contraire, la collision est refusée et la particule incidente traitée comme si la collision n'avait pas eu lieu. Ceci revient à supposer que tous les niveaux d'énergie situés sous l'énergie de Fermi à température zéro sont occupés et donc à négliger les trous induits par les collisions antérieures.

L'histoire d'un nucléon participant à une collision est suivie jusqu'à ce qu'il sorte du noyau cible ou bien jusqu'à ce que son énergie soit plus faible qu'une coupure dont la valeur est laissée libre à l'utilisateur (habituellement de l'ordre de quelques MeV au dessus du potentiel dans lequel baignent les nucléons de la couche la plus externe du noyau). Le critère d'arrêt de cette cascade est donc énergétique. Du fait de la conservation de l'énergie, l'énergie cinétique des nucléons suivis doit changer en passant d'une zone de potentiel à une autre (de même pour intérieur-extérieur du noyau).

Finalement, l'énergie d'excitation du pré-fragment est donnée (MeV) par la formule :

$$E^* = T_i - T_0 - 7(n - 1) \quad (1.34)$$

Avec  $T_i$  l'énergie cinétique de la particule incidente,  $T_0$  la somme des énergies cinétiques des particules émises lors de la cascade,  $n$  le nombre de particules émises (le facteur  $(n - 1)$  tient compte du proton incident) et 7 MeV correspondant à l'énergie de liaison qui a été prise constante pour tous les nucléons.

## Le code ISABEL

Le code nommé ISABEL dû à Yariv et Fraenkel [48] est une version plus moderne de modélisation de cascade de type Bertini, qui vient d'être décrit. Ce code a été originellement développé par Chen et collaborateurs [49] sous le nom de Vegas afin de décrire les réactions entre un nucléon relativiste et un noyau. ISABEL constitue une généralisation pour calculer les réactions de fragmentation noyau-noyau. Cette généralisation a pu avoir lieu grâce à l'accumulation de données liées aux réactions induites par des projectiles lourds de haute énergie au BEVALAC à Berkeley.

Dans ISABEL le milieu est, comme dans Bertini, continu mais divisé en 8 sphères concentriques dans lesquelles le potentiel dépend de la vitesse. Avec ces 8 sphères, le code prétend modéliser la diffusivité du noyau mais ce traitement produit des pics de probabilité dans l'espace des impulsions des nucléons (moins pour ISABEL que pour BERTINI à cause du plus grand nombre de sphères [43]). La différence principale avec le code de Bertini réside dans le suivi des particules de la cascade. Plutôt que de suivre les trajectoires des particules les unes après les autres, à chaque intervalle de temps  $\Delta\tau$ , toutes les particules ayant une énergie au dessus de la coupure sont suivies simultanément.

$$\Delta\tau = \min_i(\langle \lambda_i \rangle / n\beta_i) \quad (1.35)$$

Où  $\beta_i$  est la vitesse de la particule suivie de type  $i$  (neutron ou proton) et  $\langle \lambda_i \rangle = \frac{A}{\rho_{max}} [Z\sigma_{ip} + (A - Z)\sigma_{in}]^{-1}$  est son libre parcours moyen, avec  $\rho_{max}$  la densité totale des nucléons et  $\sigma_{ip}$  la section efficace d'interaction avec les protons du noyau ou bien avec les neutrons du noyau ( $\sigma_{in}$ ) Le paramètre  $n$  a été déterminé de manière à minimiser le temps de calcul et il a été fixé à 20.

En l'absence de réaction, tant que le parcours a lieu dans une seule zone de densité, il s'effectue en ligne droite. Lors du passage à une autre zone, l'énergie cinétique est augmentée ou diminuée (comme dans le code de Bertini), pour assurer la conservation de l'énergie mais, dans ce code la réflexion et la réfraction (changement de la direction des particules à la traversée de la surface de potentiel) sont également traitées.

Lorsqu'une collision (interdite ou non par Pauli, de la même façon que dans la modélisation de Bertini) a eu lieu au temps  $t_0$  dans l'intervalle de temps  $\Delta\tau$ , la possibilité de réinteraction dans le même intervalle est réexaminée. À la traversée d'une limite de deux zones concentriques de densité pendant  $\Delta\tau$ , la probabilité de collision est calculée dans la zone "départ" puis, si cette collision n'a pas été réalisée, dans la zone "d'arrivée". Après chaque pas de temps, le nombre de nucléons éjectés augmente et donc la densité doit changer. Le code interdit que 2 sites de collision soient situés à moins d'une distance  $d$  (typiquement 0.5 fm) de manière à éviter les trous. Un réarrangement de la densité est effectué.

Le critère d'arrêt est énergétique, comme celui de Bertini. Une comparaison aux données expérimentales sera présentée au chapitre 4, mais d'ores et déjà on peut indiquer que le temps de calcul avec ISABEL est de l'ordre de 5 fois plus long que pour le code de Bertini.

## Le code INCL

La première version de ce code était écrite pour décrire les réactions entre ions lourds autour du GeV par nucléon [50]. Postérieurement, ce code a été adapté aux interactions antiproton-noyau [51] et finalement pour les réactions de cascade nucléon-noyau [52, 53, 54]. La version qui va être utilisée pour notre calcul, INCL4, apporte d'importantes modifications concernant, principalement, l'introduction d'une surface nucléaire diffuse, la notion de nucléons participants et spectateurs, l'élargissement à des noyaux légers comme projectile et des améliorations dans l'application du principe d'exclusion de Pauli [55].

Dans INCL4, contrairement aux codes décrits plus haut, le mouvement de chacun des nucléons est suivi au cours du temps. On appelle participants les nucléons qui ont subi au minimum une collision et spectateurs les autres nucléons. À l'instant initial le seul participant est donc le nucléon incident. Les collisions entre spectateurs sont interdites dans cette nouvelle version, ce qui évite aux nucléons de gagner de l'énergie cinétique à cause des fluctuations statistiques et de sortir éventuellement du noyau cible même sans l'existence d'une réaction de spallation.

À l'instant initial, la position et l'impulsion des nucléons dans le noyau cible, sont choisies de manière aléatoire d'après la distribution de probabilité :

$$f(\vec{r}, \vec{p}) = A_T \frac{\theta(R(p) - r)\theta(p_F - p)}{\left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 R^3(p)p_F^3} \quad (1.36)$$

Où  $A_T$  est la masse du noyau cible,  $\theta(x)$  la fonction "marche",  $p_F$  l'impulsion de Fermi et  $R(p)$  décrit le rayon d'une sphère reliée à la densité nucléaire  $\rho(r)$  et à l'impulsion  $p$  du nucléon par :

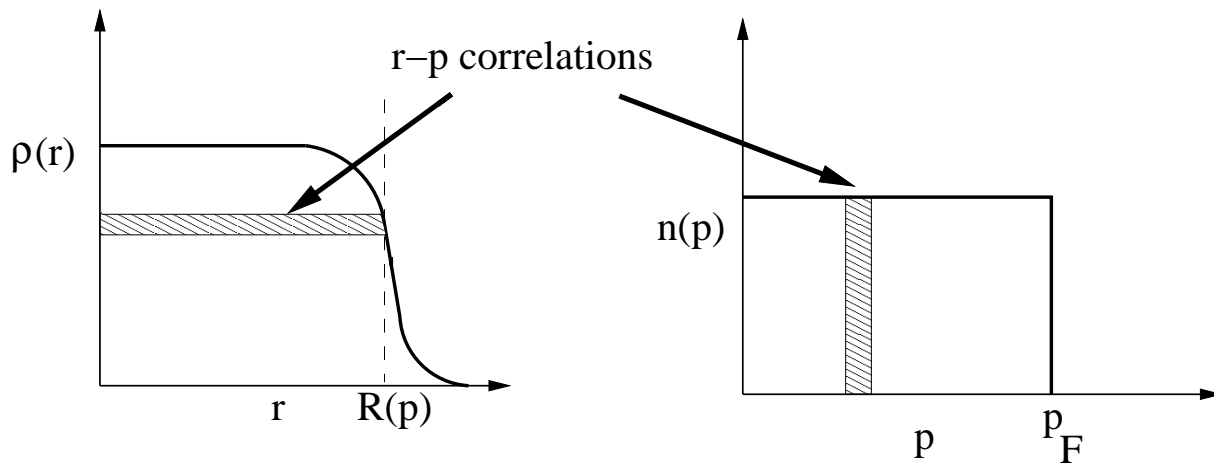
$$\left(\frac{p}{p_f}\right)^3 = -\frac{4\pi}{3A_T} \int_0^{R(p)} \frac{d\rho(r)}{dr} r^3 dr \quad (1.37)$$

La dépendance de  $R(p)$  est telle que  $R(0) = 0$  et  $R(p_F) = R_{max}$  avec  $R_{max} = R_0 + 8 \cdot a$  le rayon maximum qui délimite l'espace de calcul. La densité nucléaire est donnée par une fonction du type Wood-Saxon où les paramètres  $R_0$  (le rayon à moitié densité) et  $a$  (la diffusivité) sont fixés par des mesures expérimentales de diffusion d'électrons :

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)} & \text{for } r < R_{max} \\ \rho(r) &= 0 & \text{for } r > R_{max} \end{aligned} \quad (1.38)$$

En l'absence d'interaction, les nucléons avec impulsion  $p$  pourront se déplacer en ligne droite dans une sphère de rayon  $r \leq R(p)$ .

On part donc d'un noyau cible où les nucléons ont une impulsion et une position dans la mer de Fermi et un projectile avec une certaine masse et énergie. Le tout va être traité en



**Fig. 1.7:** Corrélation entre les distributions en position et en impulsion. Les particules avec une impulsion entre  $p$  et  $p+dp$  peuvent occuper une sphère de rayon entre  $R(p)$  et  $R(p+dp)$ . De cette façon le nombre de nucléons correspondants aux deux régions sombres doit être le même [55].

cinématique relativiste. Le paramètre d'impact résulte d'un tirage aléatoire dans un disque de rayon  $b_{max} = R_{1max} + R_{2max}$  où  $R_{1max}$  et  $R_{2max}$  sont les rayons des noyaux cible et projectile ( $R_{2max} = 0$  pour des nucléons et les pions).

Le projectile arrive donc sur la cible avec une trajectoire rectiligne. Le critère de collision est donné par une distance minimale entre particules qui est de :

$$d_{ij}^{(min)} < \sqrt{\sigma_{tot}^{(ij)}(s_{ij})/\pi} \quad (1.39)$$

avec  $s_{ij}$  l'énergie dans le centre de masse des deux particules

Le principe d'exclusion de Pauli est appliqué comme il suit : si deux nucléons  $i$  et  $j$  subissent une collision qui les emmène à une nouvelle position  $\vec{r}_{i(j)}$  et une nouvelle impulsion  $\vec{p}_{i(j)}$ , la probabilité  $f_i$  d'occupation de l'espace de phase est calculée dans une sphère environnante de rayons  $r_{PB} = 3.18$  fm et  $p_{PB} = 200$  MeV/c qui est un peu plus grande que la cellule de volume de Pauli  $(2\pi\hbar)^3$ .

$$f_i = \frac{1}{2} \frac{(2\pi\hbar)^3}{\frac{4\pi}{3} r_{PB}^3 \frac{4\pi}{3} p_{PB}^3} \sum_{k \neq i} \theta(r_{PB} - |\vec{r}_k - \vec{r}_i|) \theta(p_{PB} - |\vec{p}_k - \vec{p}_i|) \quad (1.40)$$

et où la somme se fait sur les particules  $k$  de même isospin que la particule  $i(j)$ . Le facteur  $\frac{1}{2}$  tient compte des 2 états de spin possibles. La collision est admise ou interdite selon la comparaison d'un nombre aléatoire avec le produit  $(1 - f_i)(1 - f_j)$ .

Une fois la collision admise par cette méthode il existe encore une autre condition : si la somme des énergies de toutes les particules avec  $p < p_F$  est plus petite que l'état d'énergie minimale correspondant aux particules restant dans le noyau, la collision est rejetée. De cette façon, le code tient compte de l'évolution de la mer de Fermi au cours des collisions.

La cascade est ainsi suivie dans le temps. L'arrêt de la cascade est fait lorsque l'on peut supposer qu'une certaine forme de thermalisation a été atteinte. Ceci peut être estimé en regardant l'évolution de l'énergie d'excitation et d'autres grandeurs en fonction du temps. L'évolution de l'énergie d'excitation en fonction du temps est très caractéristique et semblable à celle d'autres grandeurs physiques comme l'énergie cinétique moyenne des particules éjectées (voir figure 1.8). Cette courbe présente un changement de pente en fonction du temps qui a été paramétrée dans cette nouvelle version de INCL et va déterminer le critère d'arrêt de la cascade.

$$t_{stop} = f_{stop} \cdot t_0 \left( \frac{A_T}{208} \right)^{0.16} \quad (1.41)$$

avec  $f_{stop} = 1$  et  $t_0 = 70 \text{ fm}/c$ . Le facteur  $f_{stop}$  nous permet de faire varier ce temps d'arrêt de la cascade pour estimer la stabilité des observables calculées en fonction du temps d'arrêt [55].

Une fois la cascade terminée, il existent trois variables importantes pour la désexcitation du pré-fragment : sa nature, son énergie d'excitation, et son moment angulaire.

- $Z_{PF}, A_{PF}$  ;
- $\vec{L} = \vec{L}_{initial} - \sum_i \vec{r}(i) \wedge \vec{p}(i) - \sum_j \vec{r}(j) \wedge \vec{p}(j)$   
Où  $j$  s'étend sur les particules du pré-fragment et  $i$  sur les particules sorties du noyau cible ;
- pour ce qui concerne l'énergie d'excitation elle est calculée avec la formule :

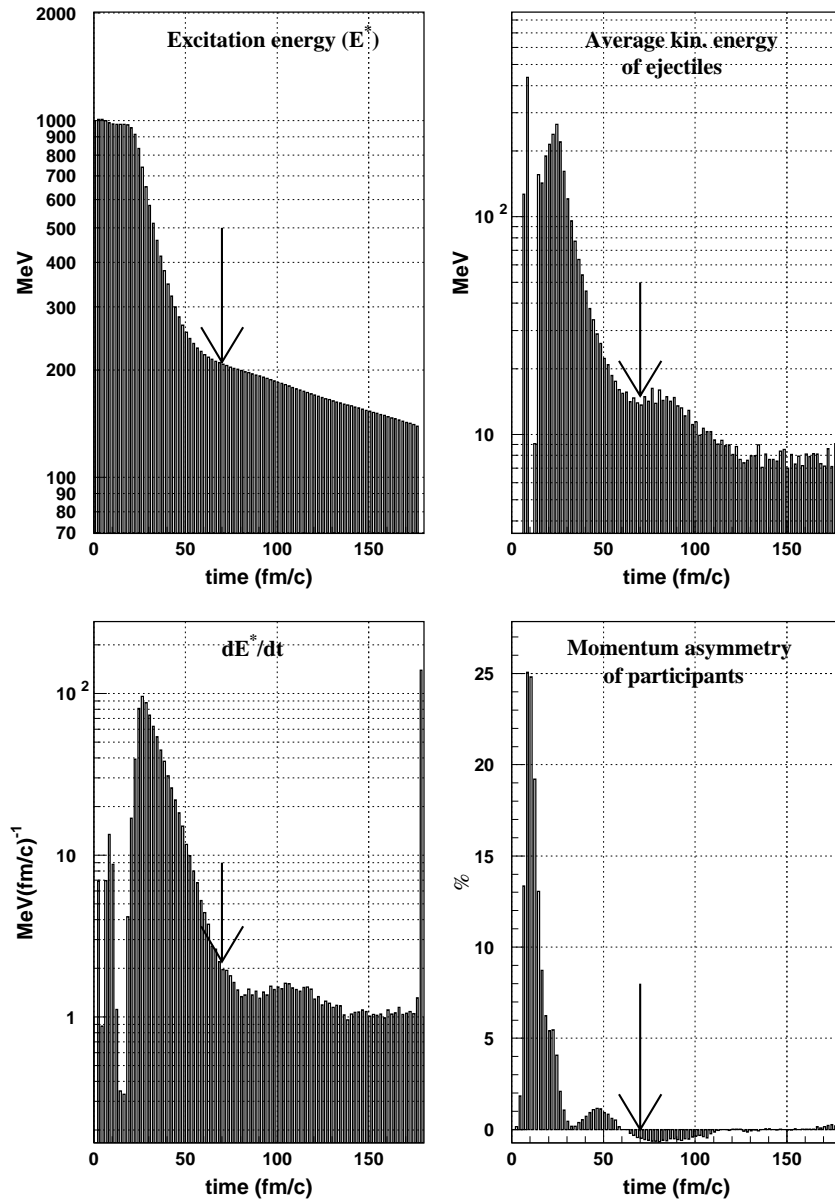
$$E^* = \sum_{i \in A_{PF}} T_i - \left[ \sum_{i \in A_T} T_i^0 - (A_T - A_{PF}) T_F \right] \quad (1.42)$$

Avec  $T_i^0$  l'énergie cinétique initiale des nucléons dans la cible,  $A_T$  le nombre de masse de la cible,  $A_{rem}$  le nombre de masse du pré-fragment et  $T_F$  l'énergie cinétique de Fermi. Le terme entre crochets représente alors l'énergie minimale du pré-fragment.

### 1.2.3 Modélisation de la désexcitation du pré-fragment

À l'issue de la cascade intranucléaire, le noyau excité est défini par sa masse  $A$ , sa charge  $Z$ , son énergie d'excitation  $E^*$  et son moment angulaire  $\vec{L}$ . L'énergie d'excitation est supposée répartie entre les  $A$  nucléons (noyau en équilibre thermodynamique). On suppose que ce pré-fragment a perdu la mémoire du déroulement de l'étape rapide et n'a conservé en mémoire que les grandeurs macroscopiques.

Le pré-fragment a différents modes de désexcitation possibles qui vont entrer en compétition. Leur pondération relative évolue avec le temps (la fission, par exemple, est un phénomène lent) et la nature des particules évaporées (l'évaporation de neutrons augmente le rapport  $Z/A$  du noyau et donc favorise la fission ultérieure). Ces voies de désexcitation sont :



**Fig. 1.8:** Évolution de certaines grandeurs physiques par rapport au temps [55]. Haut-gauche : L'énergie d'excitation; haut-droite : énergie moyenne des particules éjectées; bas-droite : asymétrie de la distribution en impulsion des participants et bas-gauche : dérivée par rapport au temps de l'énergie d'excitation. La flèche indique le temps choisi pour l'arrêt de la cascade

- **la fission** binaire, symétrique ou asymétrique, pour les noyaux lourds ( $A > 150$ ) accompagnée d'évaporation de particules par les produits de fission;
- **l'évaporation** séquentielle de particules légères ( $n$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3He$ ,  ${}^4He$ ) qui est habituellement suivie par une désexcitation  $\gamma$  (à basse énergie d'excitation);

Dans certains cas, à haute énergie d'excitation par nucléon il peut avoir une **multifragmentation** du pré-fragment. Pour les noyaux très légers ( $A < 17$ ) le modèle de **Fermi-Breakup** s'adapte mieux que celui de l'évaporation de particules pour la désexcitation du pré-fragment.

## La Fission

La fission est un processus très complexe donnant encore lieu à bien des études [27], [56]. De ce fait, et puisque dans notre cas d'étude particulière Fe + p cette possibilité de désexcitation du pré-fragment n'est pas possible, on fera juste une description succincte de ce phénomène (Il faut, néanmoins noter à ce point que bien de physiciens nomment la désintégration d'un noyau léger comme le fer en deux parties "fission" [57])

Pour les pré-fragments lourds (et/ou à haute énergie d'excitation) la fission est une voie de désexcitation possible qui va entrer en compétition avec l'évaporation de particules. Une partie de l'énergie d'excitation peut induire une déformation collective du noyau. Quand le noyau s'éloigne de la forme sphérique, l'énergie de surface  $E_S$  augmente alors que l'énergie coulombienne  $E_C$  diminue jusqu'à un point critique de déformation appelé *point selle* où le noyau n'est plus stable et va se diviser en deux fragments de fission (point de scission).

Niels Bohr et John Wheeler [58] donnent en 1939 (l'année même de sa découverte!) une description *statistique* de la fission en introduisant une largeur de décroissance du noyau fissionnant :

$$\Gamma_f^{BW}(E) = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \int_0^{E_i^* - B_f} \rho_s(E_i^* - B_f - \epsilon) d\epsilon \quad (1.43)$$

Où  $\rho(E)$  et  $\rho_s(E_i^* - B_f - \epsilon)$  sont les densités de niveaux du noyau non déformé et au point selle, respectivement.  $\epsilon$  représente l'énergie cinétique relative des deux fragments et  $B_f$  l'énergie de la barrière de fission.

Néanmoins cette description ne tient pas compte du fait que la fission est un processus *dynamique*. En effet, si l'on se base sur le modèle de la goutte liquide de Weizsäcker et Bethe de 1935 [59], [60], il est nécessaire de prendre en compte dans la description du noyau le phénomène de la dissipation  $\beta$ . Au cours du processus de déformation du pré-fragment, l'interaction entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques entraîne un flux de l'énergie collective en énergie interne. La prise en compte de cette dissipation (modélisée par un terme de viscosité) introduit un retard à la fission et conduit à une largeur de fission plus faible que celle de Bohr et Wheeler :

$$\Gamma_f^{Kramers} = \left( \left[ 1 + \left( \frac{\beta}{2\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{\beta}{2\omega_0} \right) \Gamma^{BW} \cdot f_\beta(t) \quad (1.44)$$

avec :

- $\beta$  le coefficient de dissipation de l'ordre de  $2 \cdot 10^{21} s^{-1}$  [27] ;
- $\omega_0$  la fréquence de l'oscillateur harmonique du puits de potentiel inversé décrivant la barrière de fission au point selle ;
- $f_\beta(t)$  la fonction croissante qui va donner la dépendance de la fission en fonction du temps.

Les étapes de désexcitation par évaporation-fission mettent alors en jeu les probabilités dépendantes du temps :

$$Prob_{fis}(t) = \frac{\Gamma_f(t)}{\sum_b \Gamma_b + \Gamma_f(t)} \quad (1.45)$$

où la somme  $\sum_b \Gamma_b$  s'étend sur toutes les particules b évaporées.

### *L'approche phénoménologique*

Dans les codes de simulation du processus de spallation, on peut faire appel à des modèles phénoménologiques pour calculer les probabilités de fission bassées sur l'ajustement directe des sections efficaces expérimentales de fission et évaporation. Deux exemples sont la paramétrisation de Moretto [61] et celle de Atchinson [62].

## **L'évaporation [63]**

Pour calculer la probabilité d'émission d'une particule on utilise un modèle statistique basé sur l'équiprobabilité des états accessibles.

Ce modèle statistique a été décrit par Weisskopf et Ewing en 1940 [64]. On considère les deux processus inverses : émission d'une particule b ( $X \rightarrow Y + b$ ) et son absorption ( $Y + b \rightarrow X$ ). On applique alors le principe de la balance détaillée qui relie les probabilités de transition de ces deux réactions :

$$\rho_X \cdot W_{XY} = \rho_Y \cdot W_{YX} \quad (1.46)$$

Avec  $\rho_X$  la densité d'états du noyau X d'énergie  $E_X^*$  et  $W_{XY}$  la probabilité d'émission d'une particule b d'énergie  $\epsilon$  et de masse réduite  $\mu$ .

$$\rho_X = \rho_i(E_X^*) \quad (1.47)$$

$$W_{XY} = P_b(\epsilon) d\epsilon \quad (1.48)$$

Si on explicite ces termes pour la réaction inverse, la réaction d'absorption, on a :

$\rho_Y$  densité d'états avant l'absorption et  $W_{YX}$  la probabilité d'absorption de la particule b par le noyau Y.

$$\rho_Y = \rho_f(E_Y^*) \cdot (2s_b + 1) \frac{V 4\pi p^2 dp}{h^3} \quad (1.49)$$

$$W_{YX} = \frac{\sigma_{bY}(\epsilon) \cdot d\epsilon/dp}{V} \quad (1.50)$$

Avec  $\sigma_{bY}(\epsilon)$  la section efficace de capture de la particule b par le noyau Y que l'on appellera  $\sigma_b(\epsilon)$  pour alléger la notation.  $V$  est le volume où l'on considère que se déroule la



réaction et  $s_b$  le spin de la particule b. Ainsi, la probabilité d'émission par unité d'énergie de la particule b d'énergie  $\epsilon$  s'écrit :

$$P_b(\epsilon) = \frac{\rho_f(E_Y^*)}{\rho_i(E_X^*)} \cdot (2s_b + 1) \cdot (4\pi p^2/h^3) \cdot \sigma_b(\epsilon) \quad (1.51)$$

où :

$$E_Y^* = E_X^* - Q - \epsilon \quad (1.52)$$

Si l'on intègre cette expression sur l'énergie d'émission de la particule on obtient la largeur partielle du processus  $X \rightarrow Y + b$  (formule de Weisskopf-Ewing) :

$$\Gamma_b(E_X^*) = (2s_b + 1) \frac{\mu}{\hbar^3 \pi^2} \frac{1}{\rho_i(E_X^*)} \times \int_{\epsilon_{seuil}}^{\epsilon_{max}} \sigma_b(\epsilon) \cdot \rho_f(E_X^* - Q - \epsilon) d\epsilon \quad (1.53)$$

avec :

$\mu$  : masse réduite

$s_b$  : spin particule

$\rho_i$  : densité de niveaux du noyau X

$\rho_f$  : densité de niveaux du noyau Y

$\epsilon_{seuil}$  : barrière coulombienne  $V_C(b)$  ou 0 dans le cas des neutrons

$\epsilon_{max}$  : énergie cinétique maximale  $\sim E_X^* - Q$

Q : la différence des excès de masse

Si l'équation 1.53 représente la largeur du processus d'évaporation de la particule b il faut alors tenir compte de la compétition entre les différentes voies d'évaporation possibles (tous les types de particules susceptibles d'être évaporées : n, p,  $\alpha$ , etc.). Donc, la probabilité finale pour évaporer la particule b est le rapport entre sa largeur et la somme des voies :

$$P_b = \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (1.54)$$

On a de façon générale :

$$P_b(\epsilon) \propto \epsilon \cdot \sigma_b(\epsilon) \cdot \frac{\rho_f(E_X^* - Q - \epsilon)}{\rho_i(E_X^*)} \quad (1.55)$$

Les données importantes pour calculer la probabilité d'émission d'une particule sont donc : la section efficace de capture de cette particule (qui inclue la valeur de la barrière coulombienne) et la forme de la densité d'états du noyau.

### La section efficace de la réaction d'absorption $\sigma_b(\epsilon)$

La section efficace de capture peut être décomposée en deux facteurs [64] :

$$\sigma_b(\epsilon) = S_b(\epsilon) \cdot \xi_b(\epsilon) \quad (1.56)$$

Où  $S_b(\epsilon)$  représente la section efficace pour *arriver* à la surface du noyau et  $\xi_b(\epsilon)$  la probabilité que la particule  $b$  échange de l'énergie avec le noyau de manière à former un noyau composé ( $b + Y$ ). De ce fait,  $1 - \xi_b$  est la probabilité d'une diffusion élastique de la particule  $b$  avec le noyau.

Dans le cas de bombardement d'un noyau cible, il est très difficile de distinguer entre les différents moments angulaires. En fait, on peut écrire la section efficace comme une combinaison linéaire de toutes les ondes partielles qui sont en résonance simultanée :

$$S_b(\epsilon) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{l'=k \cdot R} (2l + 1) \cdot Q_l \quad (1.57)$$

Avec, en revanche, pour  $\xi_b(\epsilon)$  une valeur de probabilité moyennée qui vaut :

$$\begin{aligned} \xi &= \epsilon^{1/2} & \epsilon < 1\text{MeV} \\ \xi &\simeq 1 & \epsilon > 3\text{MeV} \end{aligned} \quad (1.58)$$

Le facteur  $Q_l$  "facteur de pénétration ou de transmission" dépend de la nature chargée ou non de la particule  $b$  à capturer. Une forme pour ce facteur peut être trouvée dans la théorie de *Weisskopf et Ewin* de 1940 [64] :

*Particule neutre*

$$\begin{aligned} Q_l &= 1 & \text{pour } Rk \gg l \\ Q_l &= \frac{(Rk)^{2l}}{[(2l+1)(2l-1)(2l-3)\dots]} & \text{pour } Rk \ll l \end{aligned} \quad (1.59)$$

Avec  $R$  le rayon du noyau  $Y$  et  $k$  le nombre d'onde de la particule  $b$  évaporée. Pour la limite classique  $R \gg 1/k$  on retrouve la section efficace de réaction géométrique :  $S_b = \pi R^2$

*Particule chargée*

$$Q_l = \left( \frac{B_l - \epsilon}{\epsilon} \right)^{1/2} \cdot \epsilon^{-2C_l} \quad (1.60)$$

Avec  $C_l$  une fonction donnée en [65] et  $B_l$  la barrière coulombienne et centrifuge pour une particule de moment angulaire  $\hbar l$ .

$$B_l = \frac{zZe^2}{R} + \frac{\hbar^2}{2mR^2} l(l+1) \quad (1.61)$$

D'autres expressions ont été développées par d'autres auteurs pour calculer ce facteur de pénétration comme celle de *Hauser et Feshbach* [66] en 1952. Ce facteur dépendrait du potentiel optique utilisé pour décrire le noyau :

$$\text{Si l'on pose } V(l, r) = V_{\text{nucleaire}}(r) + V_{\text{coulombien}}(r) + V_{\text{centrifuge}}(l, r)$$

Avec :

$$V_{\text{coulombien}} = \frac{1.44 Z_1 \cdot Z_2}{r} \quad (1.62)$$

$$V_{\text{centrifuge}} = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (1.63)$$

Et pour le potentiel nucléaire une paramétrisation dont voici deux exemples :

*Bass (1979) [67]*

$$V_n(r) = \frac{-C_1 C_2}{C_1 + C_2} \cdot \frac{1}{A \exp(s/d_1) + B \exp(s/d_2)} \quad (1.64)$$

Les  $C_i$  et  $s$  sont fonction des rayons des noyaux en jeu et  $A$ ,  $B$ ,  $d_i$  sont des constantes.

*Igo(1958) [68]-Bass(1974)*

$$V_n(r) = -C \exp(-(r - R)/d) \quad (1.65)$$

où  $C$  peut être une constante ou varier avec  $R$ , le rayon du noyau cible.

Parmi toutes les différentes façons de calculer la section efficace de capture, la plupart des codes utilisent une paramétrisation de données expérimentales.

### Densité d'états

La densité d'états  $\rho$  d'un noyau est intimement liée à la température  $T$  du noyau par les équations de la thermodynamique. Le nombre d'états pour un système isolé (comme peut être considéré un système nucléaire en tenant compte de la courte portée de la force forte)  $\Pi(E, N)$  qui a  $N$  particules et une énergie  $E$  autour de  $\Delta E$  peut être calculé à travers la densité d'états  $\rho(E, N)$  :

$$\Pi(E, N) = \rho(E, N) \cdot \Delta E \quad (1.66)$$

et l'entropie du système est donnée par l'expression :

$$S(E, N) = \ln(\prod(E, N)) = \ln(\rho(E, N)) + \ln(\Delta E) \quad (1.67)$$

La température du système est définie à travers la relation :

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S(E, N)}{\partial E} = \frac{\partial \ln(\rho(E, N))}{\partial E} \quad (1.68)$$

Plusieurs expressions plus ou moins complexes ont été proposées pour paramétrer la densité d'états d'un noyau :

- pour un modèle de niveaux équidistants  $g(\epsilon) = g_0$ , où neutrons et protons sont indifférenciés :

$$\rho(E^*) = \frac{\exp(2(aE^*)^{1/2})}{48^{1/2} E^*} \quad (1.69)$$

avec  $a = \frac{\pi^2}{6} g_0$  le **paramètre de densité des niveaux** et  $g_0$  la reciproque de la distance entre niveaux.

- pour un modèle de gaz de Fermi ( $g_0 = \frac{3}{2} \frac{A}{\mu_0}$  au niveau de Fermi) où protons et neutrons sont différenciés :

$$\rho_F(E^*) = \frac{\pi^{1/2} \exp(2(aE^*)^{1/2})}{12 a^{1/4} E^{*5/4}} \quad (1.70)$$

Où  $a = \frac{A\pi^2}{4\mu_0}$  avec  $\mu_0$  le potentiel chimique.

- où, encore d'une manière plus complexe, en tenant compte du moment angulaire ( $j$ ) du noyau, on a :

$$\rho(E^*, j) = \rho_F(E^*) \frac{2j+1}{2(2\pi)^{1/2} \sigma^3} \exp\left(\frac{-(j+1/2)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.71)$$

Avec  $\sigma = JT/\hbar^2$  où  $J$  est le moment d'inertie du noyau excité et  $T$  sa température .

Comme on peut le voir dans ces formules, la valeur de la densité d'états dépend donc du facteur **a**, paramètre de densité de niveaux. Ce facteur a fait l'objet de nombreuses études et a été déterminé par différents auteurs :

- En 1937, Weisskopf [69] part des équations thermodynamiques qui définissent ce paramètre :

$$S(E) = \int \frac{dE}{T(E)} \quad \text{et} \quad E = aT^2 \quad (1.72)$$

Avec ces formules et à partir de données expérimentales concernant la densité d'états à travers la capture électronique et des spectres de désexcitation  $\gamma$ , il cerne la valeur  $5MeV^{-1} < a < 20MeV^{-1}$ .

- En 1965, Gilbert [70] donne une paramétrisation sur des données expérimentales de résonances neutroniques. Elle dépend des effets de paires de nucléons dans le noyau et des effets de couche. Cette formule prend la forme :

$$a/A = 9.17 \cdot 10^{-3}[S(Z) + S(N)] + (a_0) \quad (1.73)$$

où  $S(Z)$  et  $S(N)$  prennent en compte les effets de couche et le paramètre  $a_0$  prend la valeur 0.142 si le noyau est non déformé ou 0.120 si il est déformé. Les effets de paire,  $\delta$ , sont pris en compte dans l'énergie considérée :  $E' = E^* - \delta$ .

- Il existe deux paramétrisations phénoménologiques de ce paramètre dues à Ignatyuk en 1975 [71], [72] :

$$a(A; E^*)/A = a'(A) \left[ 1 - \frac{1 - e^{-0.054 \cdot E^*}}{E^*} \delta W \right] \quad (1.74)$$

Avec  $a'(A) = \frac{1}{6.494}(1 - 0.00041A)$  dans un cas [71] et  $a'(A) = \frac{1}{13.70}(1 - 1.30A^{-1/3}B_S)$  dans l'autre [72], où l'on tient compte d'un effet de déformation  $B_S$  par rapport à une sphère. Le paramètre  $\delta W$ , tabulé, traite les effets de couche et le facteur 0.054 est un facteur d'amortissement de ces effets en fonction de l'énergie.

- En 1981, Tōke [73] fait l'hypothèse d'une surface diffuse pour le noyau et donne une nouvelle paramétrisation de  $a$  :

$$a = \frac{A}{14.61}(1 + 3.114A^{-1/3} + 5.626A^{-2/3} + \dots) \quad (1.75)$$

Ces formules sont seulement quelques exemples d'expressions du paramètre de la densité de niveaux. Comme on verra par la suite, les différents codes de désexcitation statistique utilisent l'une ou l'autre de ces expressions ou des expressions proches qui leur sont propres, comme celle utilisée dans le code ABLA.

## 1.2.4 Quelques codes d'évaporation

D'une manière pratique, nous disposons actuellement de plusieurs codes de désexcitation statistique qui traitent les deux voies possibles : la fission et l'évaporation. Ces codes simulent à travers un calcul Monte Carlo les principes théoriques qui viennent d'être exposés. Ils sont couplés au code de cascade intranucléaire choisi et reçoivent en entrée le pré-fragment laissé par l'étape de cascade.

Du fait que pour le fer la fission n'est pas un mode de désexcitation possible pour le pré-fragment, nous présenterons seulement et de manière très succincte le traitement de l'évaporation dans ces codes.

## Dresner

Le code de "Dresner" a été développé à l'origine d'après les travaux de Dostrovsky et collaborateurs en 1959 [74], [75]. Dans ce code, il existe la possibilité d'évaporer des particules légères telles que p, n et d jusqu'à l' $\alpha$ .

Pour ce qui concerne la densité de niveaux, l'expression choisie est du type :

$$\rho(E) \propto \exp(2(aE)^{1/2}) \quad (1.76)$$

où le paramètre  $a$  dépend de l'énergie :

- A basse énergie d'excitation, le paramètre par défaut tend vers celui de Gilbert-Cameron-Cook (GCC) (le même que celui de Gilbert-Cameron mais avec des nouvelles énergies de paires tabulées).
- A haute énergie, le paramètre choisi est une combinaison entre le paramètre GCC et une troisième paramétrisation de Ignatyuk ( 1.74) de la forme :

$$a/A = [a_{GCC}f(E) + a_{Ignatyuk}(1 - f(E))] \quad (1.77)$$

Où, le facteur  $a'$  qui fait partie de la paramétrisation de Ignatyuk  $a_{Ignatyuk}$  prend la forme :  $a'(A) = 0.1375 - 8.36 \cdot 10^{-5}A$ .  $f(E)$  est une fonction qui tend vers 1 à basse énergie et vers 0 pour les hautes énergies d'excitation. Pour ces hautes énergies d'excitation la valeur du paramètre  $a$  tend vers la valeur asymptotique  $A/8$ .

La section efficace de capture, l'autre paramètre important pour calculer la probabilité d'évaporation d'une particule déterminée, est donnée dans le code de Dresner par une paramétrisation proposée par Dostrovsky [74].

En fin d'étape, le spectre des particules évaporées est calqué sur celui de la probabilité d'émission en fonction de l'énergie  $P_b(\epsilon)$ .

## GEM

Le code "GEM" [76] créé en 2000 par Shiori Furihata est une réactualisation du code de Dresner pour ce qui concerne la paramétrisation des données des sections efficaces de capture. Ce code traite de plus l'évaporation de nombreux noyaux (jusqu'à 66 noyaux de l'hydrogène au magnésium).

Une différence par rapport au code de Dresner est la forme prise par la densité de niveaux dans le noyau :

$$\rho(E) = \frac{\pi^{1/2}}{12} \frac{\exp(2(aE^*)^{1/2})}{a^{1/4}E^{*5/4}} \quad (E > E_{seuil}) \quad (1.78)$$

$$\rho(E) = \frac{1}{T} \cdot e^{(E-E_0)/T} \quad (E < E_{seuil}) \quad (1.79)$$

Avec  $E_{seuil} = 2.5 + \frac{150}{A_{fragment}} + \delta$ ,  $\delta$  étant l'énergie d'apparement du noyau après évaporation (elle a été prise des valeurs données par Cook, ou, à défaut, de celles données par Gilbert et Cameron). Le paramètre de densité de niveaux  $a$  est le même que dans le code de Dresner.

Les barrières coulombiennes diffèrent aussi de celles de Dresner et prennent des valeurs plus réalistes.

## ABLA

Le code ABLA a été développé au GSI au début des années 80 par K. H. Schmidt et collaborateurs. Dans ce code, les particules pouvant être évaporées sont uniquement n, p et particules  $\alpha$ .

Les formulations les plus récentes de la densité de niveaux (comme un gaz de Fermi) et du paramètre de densité de niveaux sont dans l'article de Junghans *et al*, 1998 [77] :

$$\rho(E) = \frac{\pi^{1/2}}{12} \frac{e^S}{a^{1/4} E^{5/4}} \quad (1.80)$$

Avec :

$$S = 2 [a'(E + \delta U' \cdot f(E) + \delta P' \cdot h(E))]^{1/2} \quad (1.81)$$

Les fonctions  $f(E)/E$  et  $h(E)/E$  tendent vers 0 à haute énergie d'excitation et vers 1 à basse énergie.  $\delta U'$  tient compte des effets de couche et  $\delta P'$  de l'appariement.

Le paramètre  $a'$  est une autre paramétrisation due à Ignatyuk qui prend une forme très semblable à celle de Töke (équation 1.75) :

$$a' = \alpha_v A + \alpha_S A^{2/3} B_s + \alpha_k A^{1/3} B_K \quad (1.82)$$

Avec  $\alpha_v = 0.073 \text{ MeV}^{-1}$  le coefficient de volume,  $\alpha_S = 0.095 \text{ MeV}^{-1}$  le coefficient de surface et  $\alpha_k = 0 \text{ MeV}^{-1}$  le coefficient de courbure.  $B_s$  représente la surface d'un noyau déformé normalisée à celle de la configuration sphérique, et  $B_k$  la courbure intégrée du noyau normalisée à celle d'une configuration sphérique.

En ce qui concerne les sections efficaces de capture dans le code ABLA elles ne sont pas utilisées. La probabilité pour évaporer une particule b est calculée à partir du rapport de probabilités avec les autres particules susceptibles d'être évaporées. Et, considérant les sections efficaces de capture égales pour toutes les particules, elles disparaissent dans le

rapport. Une correction doit être, néanmoins, appliquée pour les particules chargées : la barrière coulombienne est préalablement calculée et, si l'énergie de la particule chargée est supérieure à la barrière coulombienne elle sera susceptible d'être évaporée mais si son énergie est inférieure à la barrière la probabilité d'émission sera nulle.

Une conséquence de ne pas utiliser des sections efficaces de capture et de calculer les probabilités d'évaporation à partir des rapports entre particules est que le spectre d'émission des particules doit être imposé. Dans le code ABLA ce spectre en énergie est Maxwellien.

### 1.2.5 Les formules paramétriques

Modéliser la réaction de spallation à travers les codes Monte-Carlo, comme on vient de le voir, est, sans doute, la façon la plus satisfaisante d'un point de vue physique pour prédire le résultat de ces réactions : spectres de neutrons, de particules chargées ainsi que les sections efficaces de production des noyaux résiduels et leur énergie cinétique. En effet, ces modèles sont basés sur des propriétés physiques des noyaux et des interactions, on est donc en droit d'en espérer un pouvoir prédictif. Néanmoins, et comme on le verra dans la suite de ce travail, les codes Monte-Carlo dans leur état actuel sont encore loin de prédire l'ensemble de ces observables avec précision pour toute la gamme de noyaux cible et d'énergies (200 MeV-quelques GeV).

C'est pourquoi une paramétrisation des données expérimentales concernant les sections efficaces de production des résiduels peut s'avérer d'une grande utilité pour certaines applications et études. Dans les années 50, Rudstam [78] était parmi les premiers à étudier ces systématiques des sections efficaces de résiduels de spallation et établir une paramétrisation empirique reproduisant assez bien les taux de production des résidus de masse intermédiaire (jusqu'au fer).

D'autres formules ont été développées depuis pour différentes applications. Notamment en astrophysique où la compréhension des phénomènes de spallation est essentielle pour interpréter l'abondance des différents éléments dans les rayons cosmiques mais aussi dans les météorites ou les surfaces lunaires et planétaires soumises à l'action des rayons cosmiques. Ces raisons ont conduit Silberberg et Tsao à développer leur formule de paramétrisation en 1973 [79] [80] avec des améliorations successives, la dernière (dont on a connaissance) datant de janvier 2000. Dans cette section, trois formules de trois auteurs différents sont brièvement présentées : celle de Silberberg et Tsao, une formule crée par Webber à partir de ses données expérimentales pour l'astrophysique et la formule EPAX écrite par K. Sümmerer qui prédit les sections efficaces des résidus de fragmentation dans la limite de fragmentation. Le résultat de ces formules sera comparé aux données expérimentales dans le chapitre 4.

#### La formule de Silberberg et Tsao

Cette formule [79] [80], développée à partir de 1973, est basée sur les résultats expérimentaux mesurés par Rudstam dans les sections efficaces des résidus de spallation de la réaction  $p+Fe$  :

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-P\Delta A} \cdot e^{-R|Z-SA+TA^2|^{2/3}} \quad (1.83)$$



R étant un paramètre de distribution de largeurs, S un paramètre qui donne le maximum des courbes isobariques de petit nombre de masse et T qui tient compte du déplacement des courbes isotopiques vers la zone des noyaux plus riches en neutrons quand le Z du fragment augmente. Le facteur  $e^{-P\Delta A}$  décrit la diminution de la section efficace à mesure que la différence de masse  $\Delta A$  entre le noyau résiduel et le noyau cible (Fer car la formule utilise la cinématique directe pour la spallation) augmente. P est un paramètre qui dépend de la masse du noyau cible.

De plus, la différence des maximums des courbes isotopiques peut être paramétrée par une loi exponentielle décroissante avec la différence de masse entre le résidu et le projectile. En se basant sur cette appréciation, Silberberg et Tsao ont écrit, donc, une nouvelle formule de paramétrisation :

$$\sigma(A, Z, E) = \sigma_0 f(A) f(E) e^{-P\Delta A} e^{-R|Z-SA+TA^2|^\nu} \Omega \eta \Psi \quad (1.84)$$

qui est applicable dans les conditions suivantes :  $6 < A_f < 200$  et  $9 < A_c < 209$  avec  $A_f$  et  $A_c$  la masse des noyaux résiduels et des noyaux cibles respectivement.

Il convient de spécifier quelques-uns de ces termes :

- $\sigma_0$  est un facteur de normalisation de la section efficace total de réaction,
- $f(A)$  et  $f(E)$  sont des facteurs qui s'appliquent seulement dans le cas des projectiles lourds ( $Z_p > 30$ ),
- $\Omega$  tient compte de la structure nucléaire et du nombre de niveaux stables pour un fragment donné,
- $\eta$  est un paramètre d'appariement dans le noyau résiduel : il est plus grand pour les noyaux pair-pair que pour les impair-impair,
- $\Psi$  représente l'augmentation des résidus d'évaporation légers.

### La formule de Webber

La formule de Webber [81] est applicable aux fragments de spallation avec  $4 < Z < 28$  et  $7 < A < 60$ , et produits par un projectile lourd (cinématique inverse) d'énergie supérieure à 200 MeV.

Cette paramétrisation a été effectuée à partir des données expérimentales des sections efficaces isotopiques pour les fragments de la réaction Fe + p à 573 MeV/A [13], [15]. Postérieurement, une dépendance en énergie du projectile a pu être déduite des données expérimentales des sections efficaces des résidus identifiés en charge et mesurés à différentes énergies [11, 12, 14].

La formule finalement obtenue est :

$$\sigma(Z_f, A_f, E) = \sigma_0(Z_f, Z_p) f_1(Z_f, A_f, Z_p, A_p) f_2(E, Z_f, Z_p) \quad (1.85)$$

Pour un fragment final  $(Z_f, A_f)$  et un projectile  $(Z_p, A_p)$  d'énergie  $E$ .

- Le terme  $\sigma_0$  tient compte du changement de charge  $\Delta Z$ , de manière à ce que la section efficace d'un noyau  $Z_f$  diminue exponentiellement avec la différence de charge entre le fragment et le projectile :

$$\sigma_0 = \sigma_{Z_f} \exp - \frac{Z_p - Z_f}{\Delta Z_f} \exp - \frac{|N_{Z_p} - N_{oZ_f}|}{8.5} \quad (1.86)$$

Où  $\sigma_{Z_f}$  et  $\Delta Z_f$  sont deux paramètres obtenus par minimisation du  $\chi^2$ ,  $N_{Z_p}$  est l'excès de neutrons ( $A - 2Z$ ) du projectile et  $N_{oZ_f}$  est l'excès de neutrons de l'isotope de même charge que le projectile qui se trouve sur la ligne de stabilité  $\beta$ .

- Le deuxième terme  $f_1$  décrit la distribution isotopique pour un noyau de charge  $Z_f$  sous la forme d'une gaussienne de valeur moyenne  $N_{Z_f}$  et de largeur  $\delta_{Z_f}$  dépendant de la charge.

$$f_1(Z_f, A_f, Z_p, A_p) = \frac{1}{\delta_{Z_f} \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp - \frac{(N_i - N_{Z_f})^2}{2\delta_{Z_f}^2} \quad (1.87)$$

- $f_2$  décrit la dépendance en énergie. Elle est très complexe et comprend plusieurs termes, chacun d'entre eux dominant dans une région d'énergie donnée. Tous ces termes ont la même forme :

$$f_2(E, Z_i, \Delta Z) = [1 + m(\Delta Z) g(Z_p) \exp \frac{-(E - E_m)^2}{\Delta E_m} + \dots] \quad (1.88)$$

Le premier terme domine dans la région d'énergie 600-2000 MeV/A. Les coefficients  $m(\Delta Z)$ ,  $E_m$  et  $\Delta E_m$  sont des paramètres ajustés aux données expérimentales. Suivant la même forme, d'autres termes s'ajoutent à cette somme qui sont dominants dans les régions  $E < 200$  MeV et  $2000 < E < 4000$  MeV qui est très proche de la région de "limite de fragmentation", où la section efficace de production des résidus est indépendante de l'énergie du projectile.

### La formule de Sümmerer : EPAX

La formule EPAX [82] a été conçue initialement pour décrire les résidus de fragmentation des réactions de collisions entre ions lourds. Elle est seulement utilisable dans la *limite de fragmentation*, régime pour lequel, les sections efficaces pour chaque fragment de spallation n'augmentent plus avec l'énergie du projectile. Ce régime est atteint pour le fer pour des énergies supérieures à quelques GeV.

Cette formule est sensée décrire la fragmentation pour des projectiles de masse moyenne :  $18 < A_p < 187$ . On utilise donc dans notre cas la cinématique inverse :  $A_p = 56$  et  $A_c = 1$

La version utilisée dans ce travail de thèse date de février 2000. Elle contient des corrections pour traiter les sections efficaces de résidus de spallation de masse éloignée

de celle du projectile : quand leur différence de masse est de l'ordre de 15%–20%. Cette formule paramètre le "couloir des résidus" défini par les maximums des productions isotopiques.

Pour ce qui concerne les fragments "près du projectile", là où la différence de masse entre le fragment et le projectile est de l'ordre de quelques unités atomiques, EPAX prévoit aussi une correction car les courbes isotopiques sont centrées vers la masse du projectile et leur largeur est plus petite.

Le formule EPAX s'écrit :

$$\sigma(Z_f, A_f) = Y_A \cdot \sigma(Z_{prob} - Z_f) \quad (1.89)$$

$Z_{prob}$  correspond à l'élément le plus produit pour ces courbes.

–  $Y_A$  somme des sections efficaces pour une masse  $A_f$  donnée :

$$Y_A = SP \cdot \exp[-P(A_{projectile} - A)] \quad (1.90)$$

$$S = S_2(A_{projectile}^{1/3} + A_{cible}^{1/3} + S_1) \quad (1.91)$$

$$\ln P = P_2 \cdot A_{projectile} + P_1 \quad (1.92)$$

Avec  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $P_1$  et  $P_2$  des paramètres ajustés.

–  $\sigma(Z_{prob} - Z_f)$  paramètre les courbes isobariques :

$$\sigma(Z_{prob} - Z_f) = n \cdot \exp(-R | Z_{prob} - Z_f |^{U_{n(p)}}) \quad (1.93)$$

$$Z_{prob} = Z_\beta + \Delta \begin{cases} Z_\beta \simeq \frac{A}{1.98 + 0.0155A^{2/3}} \\ \Delta = \begin{cases} \Delta_3 A^2 & \text{si } A < \Delta_4 \\ \Delta_2 \cdot A + \Delta_1 & \text{si } A \geq \Delta_4 \end{cases} \end{cases} \quad (1.94)$$

$R$  donne la largeur des courbes isotopiques :  $\ln R = R_2 A + R_1$  et  $n$  est le facteur de normalisation de la section efficace totale de réaction qui est calculée avec le terme  $S$ . Les valeurs des  $\Delta_i$  sont paramétrées,  $\Delta_4$  valant 71.35 u.m.a.

## 1.3 Conclusion

Ce chapitre avait comme objet de faire une description détaillée de la réaction de spallation et donner les concepts nécessaires à la compréhension des résultats d'une telle réaction ainsi que la présentation des modèles que l'on utilisera par la suite afin de les comparer à nos résultats expérimentaux. D'un point de vue purement phénoménologique, nous avons donné les caractéristiques de produits sortant d'une telle réaction : les particules légères et les noyaux résiduels. Ensuite, on a montré la difficulté d'essayer de décrire la réaction de spallation à partir de la résolution de l'équation de Schrödinger et la nécessité d'autre type de modèles qui puissent décrire la réaction et prédire les observables. Ce sont les modèles de type Monte Carlo. Trois de ces modèles qui décrivent la cascade intranucléaire et trois modèles de désexcitation de pré-fragment ont été présentés. Pour finir, nous avons montré une autre manière de prédire les sections efficaces de production des résidus de spallation, ces sont les formules paramétriques ajustées sur un certain nombre de données. La formule de Silberberg et Tsao, la formule de Webber et la formule EPAX ont été brièvement décrites.

Dans les deux chapitres suivantes nous allons présenter l'expérience qui est à la base des résultats de ce travail de thèse. En premier lieu nous ferons une description détaillée du dispositif expérimental utilisé et, ensuite, nous montrerons la méthode d'analyse suivie pour arriver à donner le résultat des sections efficaces de production des noyaux résiduels de la réaction de spallation et leur vitesse de recul.



# Chapitre 2

## Étude Expérimentale

L'expérience dont il est question dans ce travail avait pour but la mesure des sections efficaces isotopiques de chacun des noyaux résiduels produits dans la réaction de spallation  $^{56}\text{Fe} + p$  pour 5 énergies différentes (1500, 1000, 750, 500 et 300 MeV/A) ainsi que de leur vitesse de recul. La méthode de la cinématique inverse a été choisie. Avec cette méthode ce sont les ions de  $^{56}\text{Fe}$  qui constituent le faisceau et les protons la cible. Les noyaux résiduels de la réaction sortent de la cible d'hydrogène liquide avec une vitesse proche de celle du faisceau et peuvent, donc, être séparés et identifiés en vol par un spectromètre magnétique. Pour mener à bien cette expérience les exigences étaient importantes : besoin d'un faisceau de fer intense à des énergies relativistes et d'un spectromètre de grande résolution magnétique capable de séparer les noyaux produits. Le seul dispositif expérimental capable de remplir ces conditions est à GSI (Darmstadt, Allemagne) : le faisceau de fer a été produit par le synchrotron SIS aux énergies souhaitées avec une intensité de  $\approx 10^7$  particules/s et le spectromètre FRS (FRagment Separator) a été utilisé pour l'identification des noyaux résiduels.

Avant sa rencontre avec la cible, le faisceau passe à travers un détecteur appelé SEETRAM qui sert à mesurer son intensité. De cette façon une normalisation de la production des noyaux résiduels peut être effectuée pour obtenir des sections efficaces. L'identification des noyaux a lieu en un temps très court (moins de 300 ns) après leur production. De cette manière on a accès à tous les résidus avant leur décroissance radioactive. D'autre part, un temps de vol pour chaque noyau est mesuré de façon à connaître leur vitesse. Grâce à ce dispositif expérimental toutes les sections efficaces des noyaux produits supérieures à  $\sim 0.01$  mb, ont pu être mesurées ainsi que leurs caractéristiques cinématiques. Dans ce chapitre, nous présentons une description détaillée du dispositif expérimental.

### 2.1 Le faisceau de fer

Le faisceau de fer nécessaire pour cette expérience a été délivré par l'accélérateur SIS [83]. Ce synchrotron est capable d'accélérer tous les ions depuis l'hydrogène jusqu'à l'uranium à une rigidité magnétique maximale de 18 Tm, ce qui correspond à des énergies allant de 1 à 4.5 GeV/A selon l'ion considéré. Comme pour tout synchrotron, le faisceau est découpé en paquets ou *spills* extraits vers les expériences pendant environ 6 secondes avec une période de 12 secondes. L'étalement du paquet de particules accélérées sur 6 secondes permet d'avoir un temps mort de l'acquisition raisonnable. Les intensités maximales varient de  $10^{11}$  *part/spill*

pour le Ne à  $10^9$  *part/spill* pour l’Au ou l’U. Toujours gouverné par le temps mort, nous avons limité l’intensité du faisceau à  $10^7$  *part/spill* dans cette expérience.

Les ions sont extraits d’une source (différentes sources sont utilisées : CHORDIS, PENNING, MEVVA, ECR.) par des techniques qui dépendent des propriétés de l’élément à extraire. Différents états de charge résultent de cette production. Ils sont identifiés et l’état le plus peuplé est choisi pour l’accélération. Ces ions sont ensuite injectés dans un accélérateur lineaire appelé UNILAC qui va augmenter leur énergie jusqu’à 11.5 MeV/A. À leur sortie de l’UNILAC les ions entrent dans le SIS pour être accélérés jusqu’à l’énergie souhaitée. L’état de charge des ions est conservé tout au long de leur accélération grâce à un excellent vide ( $P \simeq 10^{-10}$ Torr.)

Le faisceau ainsi accéléré est ensuite extrait et transféré aux différentes aires expérimentales, le FRS dans notre cas. Ce faisceau possède une excellente résolution en énergie car la dispersion en impulsion  $\Delta p/p$  est inférieure à  $10^{-3}$ .

Dans notre expérience, le faisceau accéléré par le SIS était du  $^{56}\text{Fe}^{25+}$ . En traversant la fenêtre de sortie du SIS (protégeant l’excellent vide de l’accélérateur) le probabilité d’avoir d’ions  $^{56}\text{Fe}^{25+}$  et  $^{56}\text{Fe}^{26+}$  est à peu près équivalente. Néanmoins, la matière formant le conteneur de la cible va totalement ioniser le faisceau de fer qui arrive finalement en forme de  $^{56}\text{Fe}^{26+}$  sur la cible d’hydrogène.

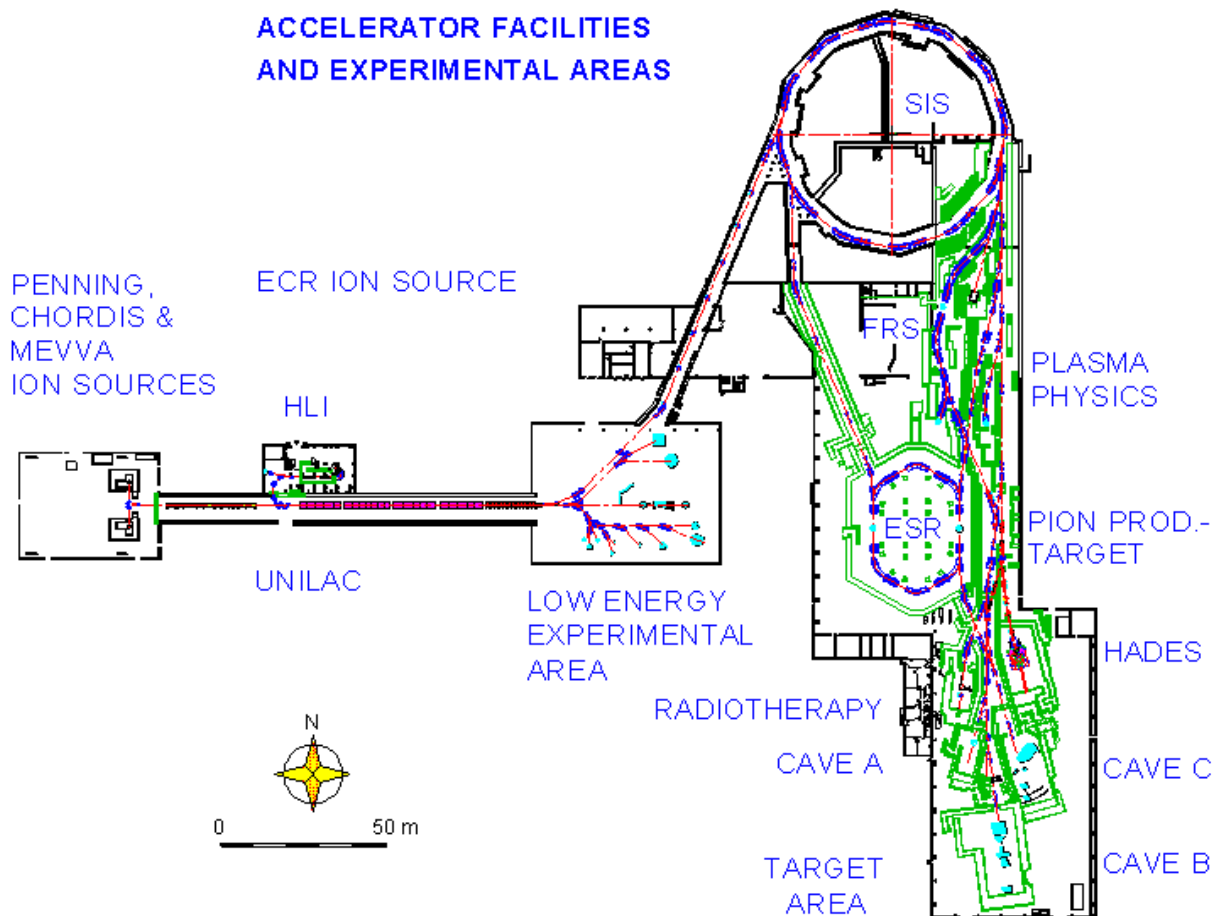
## 2.2 Mesure de l’intensité du faisceau : la SEETRAM

Afin d’obtenir les sections efficaces de production des résiduels de spallation il est nécessaire de normaliser la production détectée par le nombre d’ions de fer incidents. Le détecteur chargé de mesurer l’intensité du faisceau, tout au long de l’irradiation sur la cible, est le *SEcondary-Electron TRAnsmiSSion Monitor* ou **SEETRAM** [28]. Ce détecteur, qui est basé sur l’émission d’électrons secondaires au passage de projectiles ionisants à travers des feuilles minces, permet de mesurer et de surveiller l’intensité du faisceau sans perturber sa qualité.

Il est constitué de trois feuilles de titane de 10  $\mu\text{m}$  d’épaisseur et 11.5 cm de diamètre placées perpendiculairement au faisceau (voir figure 2.1). Dans les expériences précédentes ces feuilles étaient en aluminium mais ce matériau a été remplacé par du titane du fait de sa plus grande stabilité à long terme vis à vis de la production d’électrons secondaires.

Les deux feuilles extérieures sont connectées à un potentiel de +80 V. Au passage des ions du faisceau, des électrons de la feuille centrale sont arrachés proportionnellement au nombre de ces ions incidents. Les électrons arrachés sont ensuite collectés par les feuilles extérieures. Un intégrateur de courant (CI) développé au GSI mesure le courant positif résultant dans la feuille centrale de la façon suivante : Premièrement le courant est transformé en tension. Une tension de 1 Volt correspond à un courant de  $10^{-4}$ -  $10^{-10}$  A, selon la *sensibilité*  $\varepsilon$  utilisée et réglable par pas de 10. Le jeu sur la sensibilité permet de mesurer des intensités très différentes de faisceaux plus ou moins ionisants, sans saturation du détecteur.

$$I = \frac{V}{R} \begin{cases} R = 1/\varepsilon \\ \varepsilon = 10^{-4}\text{-} 10^{-10} \end{cases} \quad (2.1)$$

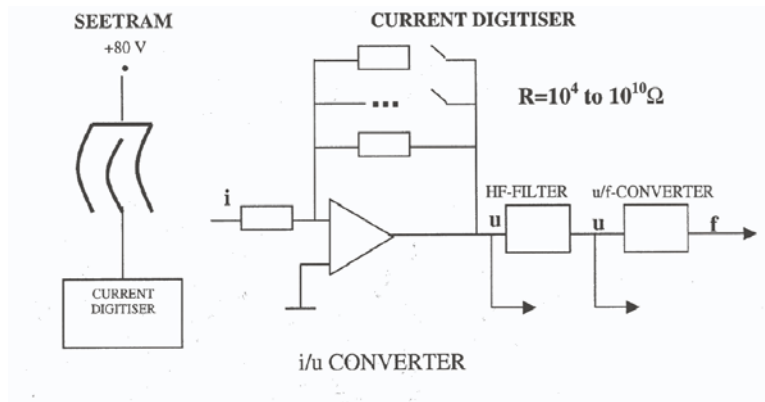


**Fig. 2.1:** Schéma des installations à GSI. Les ions sont extraits de la source et accélérés dans l'UNILAC. Puis ils sont injectés dans le synchrotron SIS pour être accélérés jusqu'à l'énergie souhaitée. Le faisceau est ensuite dirigé vers les aires expérimentales comme dans notre cas le FFragment Separator (FRS) qui a une longueur total de 70 mètres.

Après cette conversion, le signal passe par deux filtres de constantes de temps 0.1 et 1 s respectivement. Le premier est chargé de diminuer le bruit électronique et le second est un convertisseur tension-fréquence. Enfin, le signal est numérisé. Les signaux analogiques sont aussi accessibles à chaque pas de la transformation.

Le signal reçu dans la SEETRAM dépend de la nature des ions composant le faisceau et de leur énergie. Puisqu'un événement détecté dans la SEETRAM n'équivaut pas à un ion incident, le détecteur doit être préalablement calibré. De plus, le convertisseur de courant crée un fond quasi-constant (existant même sans faisceau incident) qui doit être estimé et soustrait du signal reçu afin d'obtenir le vrai nombre d'ions incidents. Ce traitement sera détaillé dans le chapitre concernant la méthode d'analyse.





**Fig. 2.2:** Schéma du détecteur SEETRAM. Ce détecteur mesure l'intensité du faisceau incident. Le courant positif induit dans la feuille centrale au passage du faisceau est converti en tension par l'intégrateur de courant. Ce détecteur doit être préalablement calibré à très basse intensité et à l'aide d'un autre détecteur comme on verra dans le chapitre dédié à l'analyse de l'expérience.

## 2.3 La cible d'hydrogène

Une façon simple et de coût modique pour construire une cible de protons consiste à utiliser une cible de plastique ( $(CH_2)_n$ ) puis une cible de carbone pour soustraire la contribution du carbone. On obtient ainsi la contribution de l'hydrogène à la production des résiduels. Mais cette technique peut s'avérer très délicate notamment dans les zones où la production induite par le carbone est plus importante que celle liée à l'hydrogène.

Pour éviter ce type de problèmes, la collaboration étudiant la spallation [20, 21, 84] avec le FRS s'est dotée d'une cible d'hydrogène liquide [85]. L'épaisseur de cette cible est finalement un compromis qui permet de maximiser la production de noyaux résiduels dans la cible, par rapport au conteneur et minimiser, au même temps le nombre de réaction secondaires de ces noyaux résiduels avec les autres noyaux de la cible.

Cette cible cryogénique a été développée par les ingénieurs du laboratoire Saturne à Saclay, financée par le CEA-IN2P3 et installée à GSI en janvier 1997. Elle fonctionne à une température de 20.5 K et 1.05 bar de pression qui correspondent à la liquéfaction de l'hydrogène.

La cible a la forme d'un cylindre de 3 cm de diamètre et 1 cm de longueur. Les fenêtres d'entrée et de sortie sont en titane de  $20 \mu m$  d'épaisseur chacune. Cet appendice est entouré de 5 feuilles de mylar pour minimiser les échanges thermiques entre la cible et l'extérieur par rayonnement. L'hydrogène est en contact thermique avec un circuit fermé de réfrigération. L'ensemble (cible + réfrigération) est contenu dans une chambre de 30 litres de volume dans laquelle le vide a été fait et qui sert de conteneur de protection en cas de rupture de l'appendice d'hydrogène. Cette rupture pourrait avoir lieu à cause de la grande différence de pression entre la cible et le vide poussé de la ligne du faisceau. Cette deuxième chambre est aussi fermée par des feuilles de  $20 \mu m$  de titane. Le volume total d'hydrogène contenu dans la cible équivaut à 38 litres de gaz d'hydrogène à température et pression ambiante.

Sous la pression de l'hydrogène, les feuilles minces de titane se déforment et il en résulte un bombement que l'on a pu estimer lors d'une précédente expérience [86] à partir de la différence de perte d'énergie d'un faisceau de  $^{197}\text{Au}$  à 300 MeV/A pour différentes valeurs de la translation verticale de la cible par rapport au faisceau. La proportion de variation par rapport à une mesure sur le bord (où l'épaisseur de la cible est de 1 cm) donne une estimation du bombement des feuilles de titane égal à 7%.

Les constructeurs de la cible ont également mesuré mécaniquement le bombement de l'appendice en recréant la même différence de pression, (interieure-extérieure) mais à température ambiante et sans tenir compte des déformations successives du titane après plusieurs radiations. Enfin, on peut aussi déduire l'épaisseur cible en faisant une mesure de la perte d'énergie du faisceau à travers la cible, grâce à la très bonne résolution du spectromètre. Il en résulte un épaisseur de  $87.4 \pm 2.2 \text{ mg/cm}^2$ .

Il faut ajouter que, même si le conteneur en titane a une épaisseur qui est un compromis entre le nombre de noyaux résiduels produits et sa capacité à résister la différence de pressions, le nombre des noyaux résiduels dans le titane n'est pas négligeable. De ce fait, l'expérience sera faite avec la cible pleine d'hydrogène et répétée avec le conteneur vide afin de soustraire sa production en noyaux résiduels. On peut noter à ce titre que les mesures en cible vide peuvent aussi être exploités dans la physique des collisions noyau-noyau (ici Fe + Ti).

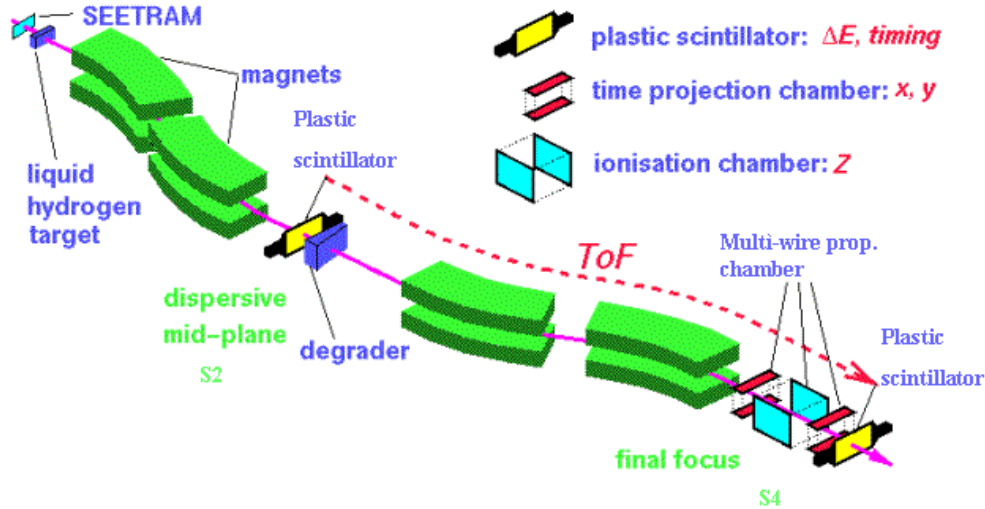
## 2.4 Le spectromètre FRS

La détermination des sections efficaces isotopiques de production des résidus de spallation nécessite un système de détection de haute résolution qui permet l'identification en charge et en masse des noyaux. À des énergies relativistes, le nombre atomique peut être facilement déduit des mesures de perte d'énergie, néanmoins, pour la détermination de la masse, des systèmes de détection sophistiqués sont nécessaires. Dans le cas qui nous occupe l'identification des résidus été réalisée avec le spectromètre magnétique FRagment Separator (FRS) à GSI [87].

Le FRS est un spectromètre magnétique placé à zéro degrés. Il est constitué de deux sections magnétiques chacune composée par deux dipoles déviant de  $30^\circ$ , un ensemble de quadrupoles et de sextupoles. Les dipoles produisent le champ magnétique vertical  $\vec{B}$  qui va courber la trajectoire des noyaux et servir à les sélectionner et les identifier, comme on expliquera par la suite. L'utilisation de deux dipoles par section au lieu d'un seul permet d'augmenter la dispersion et donc la résolution en rigidité magnétique. Les quadrupoles qui sont devant les dipoles servent à focaliser les ions à l'entrée du spectromètre afin de maximiser la transmission. Les quadrupoles situés après les dipoles déterminent les conditions d'optique ionique aux quatre plans focaux. Les sextupoles corrigent les aberrations de second ordre.

Depuis sa création dans la cible et jusqu'au plan focal final, S4 où se situe une chambre d'ionisation et un scintillateur plastique, les résiduels de spallation se propagent dans le vide et traversent deux couches de matière au plan focal intermédiaire S2 : un scintillateur plastique de 3 mm d'épaisseur et un détecteur appelé PPAC de  $110 \text{ mg/cm}^2$  d'épaisseur en équivalent aluminium.

Entre la cible et la détection finale, les ions parcourent une longueur d'environ  $\simeq 70 \text{ m}$ . La rigidité magnétique maximale à laquelle peut arriver le FRS est de 18 Tm qui correspond



**Fig. 2.3:** Dispositif expérimental : Le spectromètre FRS

à un champ magnétique de  $\simeq 1.6$  T créée par une technologie standard. Le FRS possède une acceptation en rigidité magnétique de  $\Delta B\rho/B\rho \pm 1.5\%$  et une acceptation angulaire de  $\Delta\theta \simeq \pm 15$  mrad autour de l'axe central du spectromètre.

Comme on le verra par la suite, la plupart des noyaux résiduels ont une distribution en rigidité magnétique (et donc en impulsion) qui est plus grande que 1.5% autour de sa valeur centrale. Pour cette raison, afin de parcourir toute la distribution d'un noyau résiduel et détecter tous les résidus de la réaction, il est nécessaire de faire plusieurs réglages de la rigidité magnétique centrale du spectromètre. Dans notre cas il a fallu 18-20 réglages pour couvrir l'ensemble des noyaux résiduels. La distribution en impulsion d'un noyau est, en générale, une superposition des événements détectés pour ce noyau avec plusieurs réglages du spectromètre. Pour identifier ces différents réglages on utilise le nom de la masse que devrait avoir un noyau d'Argon pour avoir une rigidité magnétique qui corresponde à la rigidité magnétique centrale du réglage. Ainsi on peut parler, par exemple du réglage centré sur  $1^{37.4}Ar$ .

Le FRS peut être utilisé en différents modes : achromatique, dispersif ou mode de grande acceptation. Pour cette expérience il a été utilisé en mode achromatique. Ce mode correspond dans l'analogie avec l'optique géométrique à une image dispersive dans le plan intermédiaire S2 et une position au plan focal final (S4) indépendante de l'énergie du fragment, permettant ainsi la focalisation des fragments de même A et Z au même point à S4.

### 2.4.1 La procédure de séparation

Le spectromètre magnétique est donc utilisé pour une identification en vol des produits de la réaction Fe + p. La formule qui exprime la rigidité magnétique en fonction du rapport masse sur charge est à la base du processus de sélection des noyaux :

$$B\rho = \frac{p}{Q} = \frac{M\beta}{Q} = \frac{M_0\gamma\beta}{Q} \simeq \frac{A\beta\gamma u}{Q} \quad (2.2)$$

Où  $B\rho$  est la rigidité magnétique,  $p$  l'impulsion du noyau,  $A$  sa masse,  $Q$  sa charge,  $\beta\gamma$  les facteurs relativistes habituels liés à la vitesse du fragment dans le laboratoire et  $u$  l'unité de masse atomique.

Les fragments provenant de la cible arrivent à l'entrée du spectromètre où les éléments magnétiques imposent une valeur de la rigidité magnétique. Seulement les fragments avec cette rigidité magnétique (dîte centrale)  $\pm 1.5\%$  entreront dans le FRS. Une fois dans le plan focal intermédiaire (S2) leur position est mesurée par une latte de scintillateur plastique dont on détecte la luminescence à chaque extrémité. Cette position mesurée dépend de l'écart de la rigidité magnétique du noyau résiduel par rapport à la rigidité magnétique centrale du spectromètre.

Les fragments continuent ensuite leur parcours à travers la deuxième section du spectromètre jusqu'au plan focal final achromatique (S4), où leur position est aussi donnée par un scintillateur plastique (Sc4). Le temps de vol pour chaque noyau entre son passage au scintillateur à S2 et celui à S4 est également mesuré. Dans la zone de S4, juste devant le scintillateur une chambre d'ionisation (MULTI-Sampling Ionisation Chamber) donne par mesure de la perte d'énergie l'information concernant la charge du noyau.

Les noyaux peuvent ainsi être totalement identifiés : leur position à S2 et à S4 et la connaissance de la rigidité magnétique "centrale" donnent accès à leur rigidité magnétique. Les noyaux traversant le FRS étant complètement épluchés dans notre expérience, la charge déduite de leur perte d'énergie dans la MUSIC sera égale à leur nombre atomique  $Z$  :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{\beta^2} \quad (2.3)$$

A travers le temps de vol expérimental, les facteurs  $\beta\gamma$  peuvent être calculés avec une précision suffisante pour calculer la masse du noyau résiduel à l'aide de la formule 2.2. On utilise la rigidité magnétique du fragment dans la deuxième partie du spectromètre ( $(B\rho)_{ion,24}$ ) car le temps de vol expérimentale et donc les facteurs  $\beta\gamma$  sont obtenus par la deuxième partie du spectromètre.

Une fois le noyau identifié ( $Z,A$ ), et grâce à sa position à S2, on peut calculer sa rigidité magnétique dans la première partie du spectromètre (car elle a été modifiée au passage de la matière située au plan focal intermédiaire). La vitesse du fragment dans le référentiel du laboratoire est ainsi déduite à partir de la mesure de  $(B\rho)_{ion,02}$  dans la première partie avec une précision de  $10^{-4}$ , meilleur que celle par temps de vol.

## 2.4.2 Optique Ionique

Pour mieux comprendre comment la séparation isotopique des produits de spallation est faite dans le FRS et les caractéristiques du mode de fonctionnement achromatique il est nécessaire d'expliquer brièvement l'optique ionique du séparateur.

L'équation du mouvement d'une particule chargée qui traverse le séparateur peut s'écrire comme un développement en série des variables qui décrivent sa trajectoire, au premier ordre d'approximation. Ainsi on définit :

z position le long de l'axe optique.

x position transverse horizontale.

y position transverse verticale

$\theta$  l'angle transverse horizontal (dans le plan x-z)

$\phi$  l'angle vertical (dans le plan y-z)

$\delta B\rho = (B\rho - B\rho_0)/B\rho_0$  qui donne l'écart en impulsion par rapport à la trajectoire principale (0), qui suit l'axe optique.

On peut écrire l'évolution des variables transverses (pour simplifier, seulement celles qui sont intéressantes pour l'explication de l'optique ionique) entre deux positions sur l'axe optique, ici plus précisément entre la cible et S2 :

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \theta_2 \\ (\delta B\rho)_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & A_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ (\delta B\rho)_0 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Par définition, un plan focal image est celui dans lequel les coordonnées transversales x et y ne dépendent pas des angles  $\theta$  et  $\phi$ . De plus, le FRS est construit de telle sorte que l'angle à l'arrivée à S2 ne dépend pas de  $(\delta B\rho)_0$ . Ainsi  $A_{12} = 0$  et  $A_{26} = 0$ .

Si on fait, pour simplification, l'hypothèse que l'impact du faisceau sur la cible est quasi ponctuel ( $x_0 = 0$ ) la formule précédente devient :

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \theta_2 \\ (\delta B\rho)_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & 0 & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \theta_0 \\ (\delta B\rho)_0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

C'est-à-dire, que la valeur des coordonnées de la particule dans le plan focal intermédiaire S2 sont :

$$\begin{aligned} x_2 &= A_{16}(\delta B\rho)_0 \\ \theta_2 &= A_{22}\theta_0 \\ (\delta B\rho)_2 &= (\delta B\rho)_0 \end{aligned}$$

car l'impulsion de la particule ne change pas.

De la même façon, pour aller de ce plan focal image intermédiaire jusqu'au plan focal final S4.

$$\begin{pmatrix} x_4 \\ \theta_4 \\ (\delta B\rho)_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & 0 & S_{16} \\ S_{21} & S_{22} & S_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_2 \\ \theta_2 \\ (\delta B\rho)_2 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

où il faut prendre en compte la perte d'énergie de l'ion traversant le scintillateur plastique situé au plan focal intermédiaire qui va modifier un peu sa rigidité magnétique. Ce facteur  $k = \frac{B\rho_{ion24}}{B\rho_{ion02}}$  dépend évidemment de l'énergie initiale et de la charge de l'ion mais, compte tenu de la faible épaisseur de matière en S2 (3 mm), il reste toujours dans les "quelques" ‰. Afin de simplifier la notation, on appelle  $\delta$  l'écart de la rigidité magnétique de l'ion par rapport à la rigidité magnétique centrale dans la première partie du FRS et  $\delta'$  le même écart mais dans la deuxième partie du spectromètre.

Si on substitue les coordonnées au plan focal intermédiaire par leur relation avec les coordonnées de départ on obtient globalement les caractéristiques en S4

$$\begin{aligned} x_4 &= S_{11}A_{16}\delta + S_{16}\delta' \\ \theta_4 &= S_{21}A_{16}\delta + S_{22}A_{22}\theta_0 + S_{26}\delta' \\ \delta' &= K\delta \end{aligned}$$

Donc,

$$\begin{aligned} x_4 &= (S_{11}A_{16} + S_{16}) \cdot \delta + S_{16} \cdot (\delta' - \delta) \\ \theta_4 &= (S_{21}A_{16} + S_{26}) \cdot \delta + S_{26} \cdot (\delta' - \delta) + S_{22}A_{22} \cdot \theta_0 \end{aligned}$$

En mode achromatique on a :

$$S_{11}A_{16} + S_{16} = 0 \quad (2.7)$$

De plus, par construction, le FRS dans ce mode est tel que :

$$S_{21}A_{16} + S_{26} = 0 \quad (2.8)$$

Le facteur  $A_{16}$  est appelé dispersion à S2 et le facteur  $S_{16}$  est la dispersion à S4 qui sont définies comme la distance transversale entre la trajectoire centrale et la trajectoire d'une particule avec  $\delta B\rho = 1\%$  et qui est de l'ordre de 6-8 cm. On a donc,

$$x_4 = S_{16} \cdot (\delta' - \delta) \quad (2.9)$$

$$\theta_4 = S_{26} \cdot (\delta' - \delta) + S_{22} A_{22} \cdot \theta_0 \quad (2.10)$$

A partir de ces équations on peut calculer la rigidité magnétique de l'ion dans les deux parties du spectromètre si on connaît sa position sur les deux plans focaux. Dans la première partie du FRS on peut calculer la rigidité magnétique du fragment, celle qu'il a à la sortie de la cible :

$$\delta = \frac{x_2}{A_{16}} \quad (2.11)$$

$$(B\rho)_{ion,02} = (B\rho)_{central} \cdot \left(1 + \frac{x_2}{A_{16}}\right) \quad (2.12)$$

Et, de la même façon, dans la deuxième partie du spectromètre, la rigidité magnétique qui a été modifiée par la traversée de matière à S2, mais qui est assez proche de la première :

$$\delta' = \frac{x_4 + \frac{S_{16}}{A_{16}} \cdot x_2}{S_{16}} \quad (2.13)$$

$$(B\rho)_{ion,24} = (B\rho)_{central} \cdot \left(1 + \frac{x_4 + \frac{S_{16}}{A_{16}} \cdot x_2}{S_{16}}\right) \quad (2.14)$$

Cette dernière rigidité magnétique est celle qu'il faut utiliser avec l'information de perte d'énergie fournie par le détecteur MUSIC pour déterminer le nombre de masse  $A$ .

### 2.4.3 Les détecteurs utilisés pour l'identification

Différents détecteurs ont été utilisés tout au long de la ligne du FRS pour donner l'information nécessaire à l'identification des fragments :

1. deux scintillateurs plastiques pour la mesure de la position des fragments aux plans focaux S2 et S4 respectivement et le temps de vol entre ces deux plans ;
2. une chambre d'ionisation appelée MUSIC qui permet de déduire la charge des fragments ainsi que l'angle de leur trajectoire.

Plusieurs chambres multi-fils ont été utilisées pendant l'expérience, plus particulièrement pendant la procédure de calibration, afin de localiser et de guider le faisceau dans le FRS. Elles sont situées aux plans S1 (entre le premier et le deuxième dipole), S2 (plan focal intermédiaire) et S3 (entre le troisième et le quatrième dipole). Ces chambres sont retirées pendant la prise de données car leur épaisseur perturbe la trajectoire des fragments. Contrairement à ces trois chambres, une autre chambre multi-fils placée à S4 (plan focal final) est présente pendant

toute l'expérience et donne une mesure supplémentaire de la position des fragments de laquelle un angle de leur trajectoire peut être déduit.

Les résiduels de spallation du fer sont des éléments légers et cette caractéristique a permis de s'affranchir de certaines couches de matière qui étaient parfois nécessaires pour d'autres expériences avec des faisceaux plus lourds : l'éplucheur de niobium et le dégradeur d'énergie en S2. En effet, les calculs réalisés avec le programme *Lieschen* montrent que, dans cette réaction, les résiduels de spallation sont totalement épluchés pour 98% d'entre eux. Les changements d'état de charge qu'ils pourraient subir en traversant les différentes couches de matière sont négligeables. Le dégradeur n'est pas nécessaire du fait que les distributions en vitesse des fragments sont suffisamment larges et la résolution en masse nécessaire ( $\approx 56$ ) moins grande que pour le Pb ou l'U ( $\approx 210$ )

Pendant cette expérience un autre détecteur en position qui ne fait pas partie de l'équipement standard du FRS a été testé à S2. C'est un PPAC (Parallel Plates Avalanche Counter), détecteur rempli de gaz sensible au passage des ions. Ses avantages par rapport à d'autres détecteurs de position sont : sa très faible épaisseur, sa rapidité de réponse et la précision de la localisation qui est de  $\sim 1$  mm.

Néanmoins, son utilisation dans cette expérience était d'ordre expérimental et ses signaux ne seront pas utilisés dans l'analyse par la suite.

#### 2.4.4 Les scintillateurs plastiques

Les deux scintillateurs sont placés au plan focal intermédiaire S2 et final S4. Ils donnent la position des fragments et le temps de vol entre ces deux plans. Un scintillateur de 3 mm d'épaisseur a été choisi à S2 et de 5 mm à S4.

Sur les côtés de chaque scintillateur sont placés des guides de lumière auxquels 2 photomultiplicateurs rapides sont couplés. Le signal de l'anode de chaque photomultiplicateur est envoyé vers un discriminateur à fraction constante (CFD). Pour le scintillateur à S2 ce signal a été doublé et envoyé vers 2 CFD différents afin de disposer de deux signaux de la position avec différentes caractéristiques. Les sorties de ces modules serviront comme "start" et "stop" pour un convertisseur analogique de temps (TAC) qui fournira une information sur la position du fragment à partir de la différence de temps des signaux collectés sur les cotés opposés d'un même détecteur. La résolution typique est de  $\simeq 4mm$ .

Le temps de vol du fragment est mesuré à partir des signaux des photomultiplicateurs du même côté des deux scintillateurs. La moyenne des signaux droit et gauche, mesurés de façon indépendante, donne une mesure du temps de vol qui corrige le temps de propagation de la lumière dans chaque scintillateur. Le signal analogique du TAC est converti puis codé par un convertisseur analogique-digital (ADC). Vu la rapidité des signaux de ces détecteurs (de l'ordre de la centaine de picosecondes), ils sont aussi utilisés pour déclencher l'ensemble de l'acquisition. C'est le scintillateur Sc4 placé à la sortie du FRS qui joue le rôle de "trigger".

Le flux des fragments arrivant sur les scintillateurs plastiques est  $< 10^5$  noyaux par seconde. Pour ce régime de fonctionnement les scintillateurs ont une efficacité de détection de  $\simeq 100\%$ .



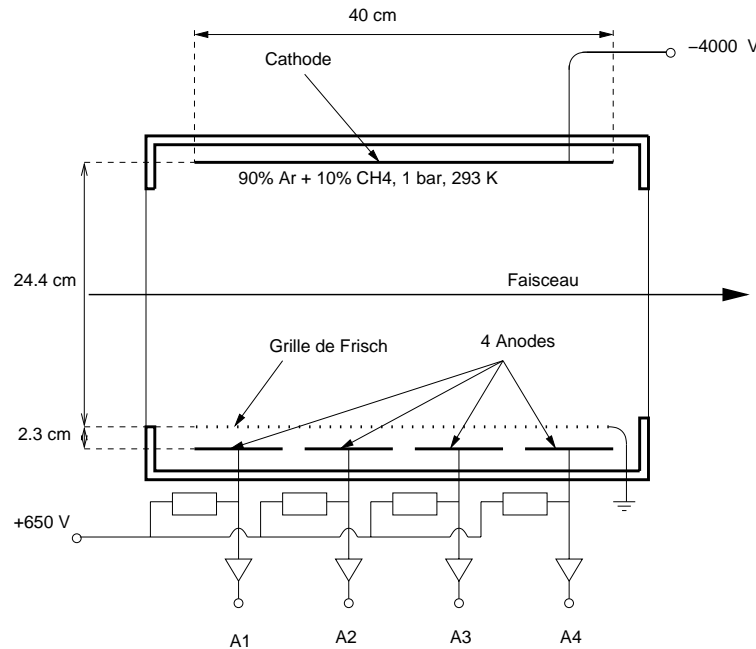
## 2.4.5 La chambre d'ionisation : MUSIC

Le détecteur MUSIC (MUltiple Sampling Ionisation Chamber) [88] est utilisé pour identifier la charge de l'ion traversant le FRS. Comme il a déjà été mentionné, dans cette expérience les résiduels de spallation sont complètement épluchés tout au long de leur parcours à travers le FRS et le changement de leur état de charge est négligeable. De ce fait, leur identification est extrêmement simplifiée et peut être pratiquement faite à partir de leur perte d'énergie dans la MUSIC moyennant néanmoins quelques corrections qui seront décrites dans le chapitre dédié à la méthode d'analyse.

La formule de Bethe-Bloch qui donne la perte d'énergie d'un ion traversant un milieu ( $Z_m, A_m$ ) peut être appliquée à nos ions relativistes.

$$-\frac{dE}{dx} = K(ze)^2 \frac{Z_m}{A_m} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.15)$$

Avec cette relation on voit que la perte d'énergie d'un ion dans un milieu est proportionnel au carré de la charge de l'ion ( $ze$ ). Dans le cas qui nous occupe, cette charge est proportionnelle à son nombre atomique  $Z$ .



**Fig. 2.4:** Schéma de la chambre d'ionisation MUSIC

Le détecteur MUSIC est placé au plan focal final S4, juste avant le scintillateur plastique. Il est constitué d'un conteneur cylindrique d'Al de 600 mm de profondeur et 450 mm de diamètre. Les fenêtres d'entrée et de sortie sont en kapton de  $25\mu\text{m}$  d'épaisseur. Son schéma est montré sur la figure 2.4. Les quatre anodes de 100 mm chacune et séparées de 2 mm entre elles sont portées à une tension positive de 650 V. La cathode est portée à une haute tension de -4000 V. À une distance de 23 mm des anodes, il existe une grille de Frisch reliée à la

masse qui permet de collecter après migration le signal provenant des électrons créés lors du passage de l'ion en s'affranchissant de la dépendance de ce signal avec le point de passage dans le détecteur. Ce conteneur est rempli d'un gaz composé à 90% d'Ar et 10% de méthane à température et pression ambiante (monitorées et suivies tout au long de l'expérience). Pour une description plus détaillée voir [88].

Quand l'ion passe à travers la MUSIC il produit par ionisation du gaz un nuage d'électrons qui est proportionnel à sa perte d'énergie et, par conséquence au carré de sa charge. Ce nuage d'électrons est entraîné vers les anodes par le champ électrique régnant dans la chambre, à vitesse constante à cause du ralentissement dans le gaz. La charge reçue dans les anodes est transformée en tension par des préamplificateurs de charge. Des amplificateurs vont ensuite augmenter et traiter la forme de ces signaux. Pour la détermination finale de la charge d'un ion durant l'analyse, ces quatre signaux indépendants seront moyennés. On obtiendra ainsi une réduction du bruit dans la MUSIC. Pour le nombre d'ions arrivant au plan focal final ( $\simeq 10^3$  ions par seconde), l'efficacité de ce détecteur est de  $\simeq 100\%$ .

Bien que le rôle principal de ce détecteur soit celui qui vient d'être décrit il peut aussi apporter d'autres informations comme la position des ions. En effet, si on utilise le signal du scintillateur plastique qui est situé en S4 juste à côté de la MUSIC comme "start" et le signal reçu pour un anode comme "stop", on a une mesure du temps de dérive des électrons dans la chambre et, grâce à la connaissance de la vitesse de dérive des électrons, une mesure de la position horizontale de l'ion lors de son passage. La résolution en position pour ce type de détecteur est même meilleure que pour des chambres multi-fils ( $< 1$  mm). Du fait que l'on dispose de 4 signaux de cette nature (séparés de  $\approx 100$  mm le long de l'axe optique), une trace de la trajectoire de l'ion et donc de son angle par rapport à l'axe du faisceau dans le plan horizontal peut être déduite.

## 2.5 La prise des données

L'acquisition d'un événement expérimental est déclenchée si un fragment traverse le scintillateur plastique au plan focal final S4 avec un signal supérieur à son seuil de détection. Puisqu'il déclenche l'acquisition, on dit que le scintillateur à S4 est le *trigger*.

Le système d'acquisition standard du FRS utilise 3 processeurs, un maître et deux esclaves qui collectent l'information. Les signaux électroniques issus des détecteurs arrivent dans des modules placés sur un chasis CAMAC où ils sont transformés en valeurs numériques. Les processeurs esclaves lisent alors ces signaux numériques dans les modules du chasis CAMAC. Le processeur maître contrôle le serveur et collecte l'information des processeurs esclaves. Au total 69 signaux différents (qui ont été préalablement lus et retardés) sont enregistrées pour chaque événement. Parmi ces signaux se trouvent les signaux du détecteur SEETRAM, les signaux de temps qui vont nous fournir l'information sur la mesure de position des scintillateurs et des chambres multifils, la mesure du temps de vol, le temps de dérive dans la MUSIC (qui donne une autre mesure de la position du noyau) et la perte d'énergie dans ce même détecteur, etc...

Parmi ces variables enregistrées, il faut distinguer les échelles. Elles sont au nombre de 8 et appellées : *triggers libres*, *triggers acceptés*, signal Seetram, Spill, horloge (1 Hz), chambre

IC, IC PC1 et IC PC2. La lecture de ces échelles se réalise pour chaque *trigger* (et non de manière intégrée sur le *spill* comme c'est souvent le cas) à partir de modules qui ne sont jamais effacés.

L'échelle appelée *trigger libres* compte tous les fragments arrivant sur S4, pendant que *triggers acceptés* tient compte uniquement des événements qui ont pu être enregistrés sur bande du fait que l'électronique était occupée par l'enregistrement d'un événement précédent. On a ainsi une mesure du temps mort de l'acquisition.

Bien que le *trigger* physique soit donné par le signal du scintillateur situé au plan focal final S4, on dispose toujours d'un autre *trigger*, une horloge de 1 Hz. Dans le cas où il n'y a pas des fragments arrivant sur S4, une acquisition est quand même déclenchée toutes les secondes. Ce *trigger* à 1 Hz permet en particulier la mesure du bruit de fond de la SEETRAM entre les *spills* du faisceau.

Pendant la prise des données, afin de vérifier que celle-ci se faisait correctement, une analyse *en ligne* avait lieu. Deux logiciels donnaient des informations importantes pour le déroulement de l'expérience : *Lieschen* et *Amadeus*. Le logiciel *Lieschen* fait une prévision des noyaux résiduels de la réaction de spallation, de leur rigidité magnétique et donc de leur position à travers le FRS suivant la rigidité magnétique centrale imposé sur les dipôles pour chaque réglage. *Amadeus*, de son côté, calcule la perte d'énergie des noyaux lors de leur passage à travers une épaisseur de matière donnée. Ceci est utilisé, entre autres, pour calibrer le temps de vol entre les scintillateurs.

# Chapitre 3

## Analyse des données

En utilisant le dispositif expérimental qui vient d'être décrit dans le chapitre précédent, on obtient une série d'informations qu'il faut analyser et traiter afin d'obtenir les sections efficaces de production des résidus de spallation et leurs vitesses de recul. Dans ce chapitre on présente la méthode d'analyse que nous avons suivie pour aboutir à la meilleure résolution possible pour l'identification en charge et en masse des espèces produites par la réaction de spallation ainsi que pour leurs caractéristiques cinétiques.

Il faut signaler que ce travail de thèse donne des résultats expérimentaux pour 5 énergies différentes du faisceau de Fer (1500, 1000, 750, 500 et 300 MeV/A) ce qui revient à effectuer 10 analyses des données (Compte tenu de l'analyse de la cible pleine et de la cible vide pour chaque énergie). La philosophie est toujours la même mais des particularités dans l'analyse ont été trouvées pour chacune des énergies de la réaction. L'analyse a donc pris une très grande partie du temps dédié à la thèse mais a donné une bonne vision d'ensemble sur les différents problèmes que pose un tel dispositif expérimental (L'expérience ne nécessitait cependant pas de considérer différents états de charge pour les noyaux car, selon les calculs de *Lieschen*, les noyaux qui avait pris un électron à la sortie de la cible étaient dans la proportion de 3 pour 1000).

### 3.1 Calibration des détecteurs

#### 3.1.1 Calibration en position

La position des résidus à leur passage par le plan focal intermédiaire et final est mesurée par les scintillateurs plastiques. Ces scintillateurs ont une extension de 220 mm pour SC2 (soit  $\pm 110$  mm de chaque côté de l'axe du faisceau) et 200 mm ( $\pm 100$  mm) pour SC4.

Le signal de temps qui provient de chaque côté du scintillateur, après passage pour un discriminateur à fraction constante (CFD) est comme "start" ou "stop" d'un convertisseur digital. À partir de cette différence de temps entre les deux côtés du scintillateur on déduit la position de la particule lors de son passage dans le scintillateur. C'est la relation canal-position sur l'axe horizontal x (perpendiculaire à l'axe du faisceau) que l'on veut obtenir quand on calibre les signaux de temps des scintillateurs. Rappelons à ce sujet que dans cette expérience on disposait de deux CFD en parallèle pour mesurer la position à S2, donc deux calibrations indépendantes.

Pour ce faire on peut utiliser deux méthodes différentes :

- On défocalise le faisceau de fer incident de façon à être sûr de couvrir la totalité de l'extension des scintillateurs. On utilise ensuite des fentes qui sont situées à S1, c'est à dire, juste avant l'entrée de la première section magnétique pour SC2 et à S3 (avant le quatrième dipôle) pour SC4. On mesure l'extension du spectre en position sur les scintillateurs pour différentes ouvertures des fentes, ce qui permet de fixer le nombre de mm par canal.
- On peut aussi choisir un champ magnétique pour lequel la plupart de fragments sélectionnés sont des fragments légers. Comme ces fragments ont une distribution en vitesse très large, ils vont couvrir la totalité du scintillateur à S2. De cette façon on peut dire que les extrêmes de l'histogramme que l'on voit correspondent à  $\pm 110$  mm. Attention, cette méthode est uniquement valable pour calibrer le scintillateur à S2 car le scintillateur à S4 n'est jamais totalement couvert du fait que le spectromètre est utilisé en mode achromatique. Les résultats obtenus par ces deux méthodes sont très semblables.

Les résultats obtenus (par une de ces deux méthodes) pour les différents détecteurs sont :

- Scintillateur à S2 (Rappelons que à S2 on dispose de deux mesures indépendantes de la position, 2 CFD différents) :
  1. pos (mm) =  $-0.392 \text{ canal} + 602.5$
  2. pos (mm) =  $-0.901 \text{ canal} + 1419.0$
- Scintillateur à S4 : pos (mm) =  $-0.4464 \text{ canal} + 669.6$

### 3.1.2 Calcul de la dispersion

Comme il a été décrit dans le chapitre précédent, la rigidité magnétique des fragments peut être déduite à partir de leur position aux deux plans focaux et de deux paramètres de l'optique ionique du spectromètre :

Ainsi, pour la première partie du spectromètre on a :

$$(B\rho)_{ion,02} = (B\rho)_{central} \cdot \left(1 + \frac{x_2}{A_{16}}\right) \quad (3.1)$$

avec  $A_{16}$  le terme de dispersion de l'optique ionique entr la cible et S2. Et pour la deuxième section magnétique du spectromètre :

$$(B\rho)_{ion,24} = (B\rho)_{central} \cdot \left(1 + \frac{x_4}{S_{16}} + \frac{x_2}{A_{16}}\right) \quad (3.2)$$

avec  $S_{16}$  la dispersion entre S2 et S4.

Les résultats obtenus pour ces deux paramètres sont les suivants :

Energie	$A_{16}$ (cm)	$S_{16}$ (cm)
1500	5.88	-8.44
1000	6.99	-8.49
750	6.80	-8.28
500	6.05	-7.32
300	6.82	-8.30

**Tab. 3.1:** Valeurs obtenues pour les dispersions à S2 ( $A_{16}$ ) et à S4 ( $S_{16}$ ) pour les 5 énergies de l'expérience.

La rigidité magnétique centrale  $(B\rho)_{central}$  est déterminée expérimentalement à partir des valeurs des champs magnétiques et des rayons de courbure de chaque dipôle. La valeur de la rigidité magnétique centrale est établie à partir du faisceau dont on connaît parfaitement la masse, la charge et l'énergie corrigée des différentes pertes dans les matériaux traversés grâce au programme *Amadeus*. Les champs magnétiques sont mesurés avec des sondes type Hall, avec une précision d'environ  $10^{-4}$ . On déduit alors les rayons magnétiques pour chaque énergie. Cette méthode permet de corriger de petites imperfections et de mesurer en fait des écarts de  $B\rho$  par rapport au faisceau qui sera toujours la référence.

D'un point de vue physique les deux paramètres optiques (dispersions à S2 et S4) représentent la distance transversale entre la trajectoire centrale et la trajectoire d'une particule avec  $\delta B\rho = 1\%$ . Ils peuvent donc être mesurés en début de l'expérience et pour chaque énergie du faisceau. Pour ce faire, on centre le faisceau en S2 et S4 et on note la valeur du champ magnétique nécessaire pour avoir le faisceau centré. Ensuite, on augmente le champ magnétique de la première section magnétique de 1% et on regarde sa nouvelle position sur SC2. Cette position correspond à la dispersion à S2. De la même façon, si avec le faisceau centré à S2 on augmente de 1% le champ magnétique de la deuxième partie on obtient expérimentalement la valeur de la dispersion à S4.

Ces deux paramètres dépendent légèrement de l'énergie du faisceau, mais leur valeur est approximativement de 7 cm pour la première partie et de 8 cm pour la deuxième. Ici encore, la dépendance avec l'énergie masque des petits effets non pris en compte, toute l'optique étant ici basée sur le faisceau expérimental, la mesure des champs magnétiques et des positions en S2 et S4.

Du fait que les quadropôles situés juste avant et après le plan focal intermédiaire déterminent une distance transverse maximale d'acceptance qui est de  $x_2 = \pm 11$  cm, on voit bien que l'acceptance en rigidité magnétique (ou en impulsion) du spectromètre est de  $\simeq \pm 1.5\%$  :

$$\frac{\Delta p}{p_c} = \frac{\Delta B\rho}{B\rho_c} = \frac{x_2}{A_{16}} \simeq \pm 1.5\% \quad (3.3)$$

On déduit donc, que l'acceptance en impulsion peut être augmentée en réduisant la dispersion à travers l'optique ionique choisie dans le spectromètre. Néanmoins, si cette dispersion est faible, la résolution en  $B\rho$  nécessaire pour séparer les masses des différents résidus ne sera pas suffisante comme on le verra par la suite. On choisit des optiques qui vont nous donner un compromis entre l'acceptance du spectromètre et la résolution en masse.

### 3.1.3 Calibration du temps de vol

Comme il a déjà été indiqué au chapitre précédent, la mesure de temps de vol se réalise à travers les scintillateurs plastiques placés dans les plans focaux intermédiaire et final. Chacun des scintillateurs dispose de deux photomultiplicateurs rapides (un de chaque côté) qui envoient leur signal sur un discriminateur à fraction constante (CFD). Ces signaux sont, ensuite, utilisés comme "start" et "stop" d'un convertisseur analogique de temps (TAC) à 4096 canaux qui va nous donner la mesure du temps écoulé. La correspondance canaux-nanosecondes a été établie à l'aide d'un générateur d'impulsions. Dans cette expérience, on dispose de deux mesures de temps de vol correspondant à la différence de temps entre les signaux des deux photomultiplicateurs du même côté des deux scintillateurs (S1G-S2G et S1D-S2D). Le temps de vol est finalement calculé comme la moyenne de ces deux temps expérimentaux, ce qui corrige au premier ordre la dépendance avec le point de passage des noyaux dans les scintillateurs.

Le signal reçu comme "start" de la mesure est celui provenant du scintillateur à S4. De cette manière on limite le nombre d'événements enregistrés à ceux qui effectivement arrivent jusqu'à la sortie du spectromètre. Néanmoins, physiquement, on sait que le signal à S4 est postérieur à celui de S2, il faut, donc, retarder le signal du scintillateur à S2. De cette façon, le temps de vol mesuré ne correspond pas au vrai temps de vol mais à :

$$ToF^* = T_0 - ToF_{vrai} \quad (3.4)$$

Où  $ToF^*$  est le temps de vol mesuré,  $ToF_{vrai}$  est le vrai temps de vol et  $T_0$  est le retard introduit.

D'un autre côté, on sait que le vrai temps de vol correspond à  $\frac{d}{v}$ ,  $d$  étant la distance entre les deux plans focaux. On a, donc, l'expression suivante :

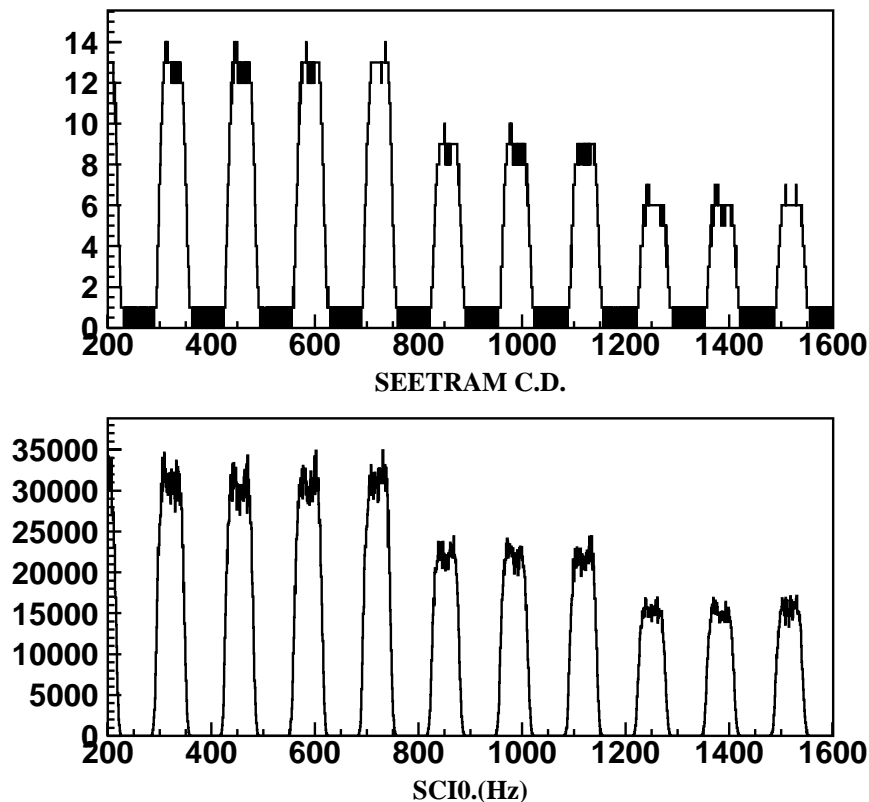
$$\frac{1}{v} = \frac{T_0}{d} - \frac{1}{d} \cdot ToF^* \quad (3.5)$$

Avec le faisceau de  $^{56}Fe$  et différentes épaisseurs de matériaux à S2, on peut obtenir différentes valeurs du temps de vol. Grâce au logiciel appelé *Amadeus* on peut calculer la vitesse du fer ralenti par chaque matériau. Avec ces données on fait une régression linéaire pour déduire la distance entre les deux plans focaux et le retard électronique introduit. Le résultat obtenu est  $d = 36,34$  m et  $T_0 = 214,01$  ns.

### 3.1.4 Calibration du détecteur SEETRAM

Le détecteur SEETRAM, qui a été décrit au chapitre précédent, est chargé de mesurer le nombre de particules incidentes de façon à pouvoir normaliser la production des différents résidus identifiés et obtenir ainsi des sections efficaces. Néanmoins, ce détecteur ne donne pas une réponse directe du nombre de particules incidentes mais une réponse proportionnelle. Il faut, donc, préalablement connaître le facteur de proportionnalité.

La méthode choisie consiste à baisser l'intensité du faisceau et interposer un autre détecteur, dans notre cas un scintillateur plastique, qui va nous donner le nombre exact de particules incidentes. Le scintillateur plastique est capable de compter individuellement les particules si l'intensité n'est pas trop grande ( $< 10^5$  p/s). On suppose qu'à haute intensité du faisceau la réponse du détecteur SEETRAM est proportionnelle du fait que les électrons secondaires sont créés en une surface très mince sans effets d'écrantage de charge.



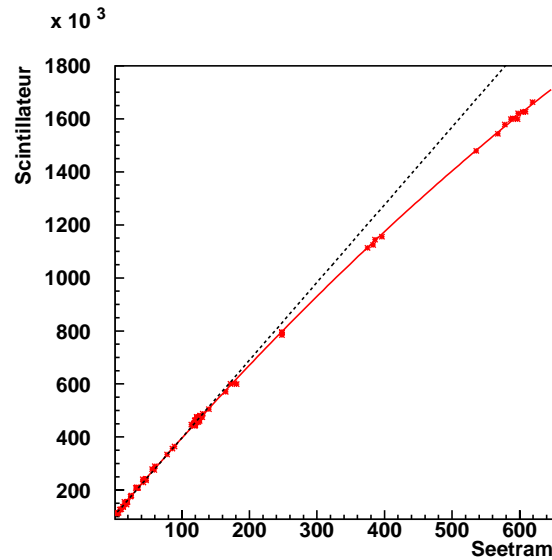
**Fig. 3.1:** Réponse du détecteur SEETRAM (haut) et du scintillateur plastique (bas) pour un fichier de calibration à 1,5 GeV/A. On peut voir la structure en paquets ou "spills" du faisceau de fer.

La figure 3.1 montre la réponse de la SEETRAM et du scintillateur plastique pendant la prise de données pour un des fichiers de calibration à 1,5 GeV/A. On peut reconnaître la structure en paquets ou "spills" du faisceau en fonction du temps. Ces spills ont une durée de l'ordre de 6 secondes avec une période d'environ 12 secondes. La réponse de la SEETRAM présente un fond visible entre deux spills causé par un courant mince qui a été introduit à l'entrée de l'intégrateur de courant afin d'avoir un courant total positif. Celui-ci est réglable mais doit être soustrait afin de calculer le vrai nombre de coups enregistrés par la SEETRAM qui correspondent à des ions incidents traversant le détecteur.

La méthode de calibration consiste à varier progressivement l'intensité du faisceau et représenter la valeur de l'intégrale sur chaque spill de la réponse du scintillateur par rapport



à celle de la SEETRAM. Le relation entre le nombre de coups par spill dans le scintillateur et la SEETRAM est linéaire jusqu'à ce que l'intensité du faisceau sature la réponse du scintillateur plastique. C'est ce facteur linéaire qui correspond au facteur de calibration de la SEETRAM. Un exemple est montré sur la figure 3.2 où la réponse de la SEETRAM est représentée sur l'axe x et celle du scintillateur sur l'axe y. On peut soit trouver le terme de proportionalité dans la région parfaitement linéaire, soit ajuster un polynôme de degré supérieur sur une zone un peu plus grande et garder le terme linéaire.

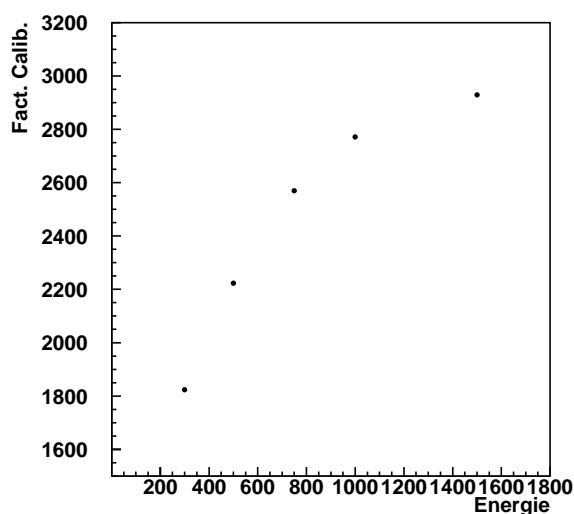


**Fig. 3.2:** Relation entre la réponse du scintillateur qui donne le nombre d'ions de fer incident (axe y) et celle de la SEETRAM (axe x), pour chaque "spill" du faisceau. Cette relation est linéaire jusqu'à la saturation du scintillateur avec l'intensité du faisceau incident. On a aussi tracé un polynôme de degré deux avec un terme linéaire de 2983,3 et une régression linéaire avec une pente de 2929,8. Cette figure correspond à la calibration de la SETRAM à 1500 MeV/A

Le nombre d'électrons secondaires créés dans la feuille en titane de la SEETRAM dépend de la nature de l'ion incident et aussi de son énergie. Il est donc nécessaire d'effectuer une nouvelle calibration du détecteur pour chaque énergie du faisceau. Le résultat final des facteurs de calibration en fonction de l'énergie du faisceau est présenté sur le tableau 3.2 et représenté sur la figure 3.3. Pour certains énergies on dispose de deux fichiers de calibration. Le facteur finalement choisi est celui de la régression linéaire (sa moyenne dans le cas d'avoir deux étalonnages) et la comparaison avec le terme linéaire d'une parabole nous donne une estimation de l'erreur de ce facteur de calibration qui peut être chiffrée autour de  $\pm 2,8\%$ .

Energie (MeV/A)	P2	P1
1500	2983	2929
	2913	Pas assez de points
1000	2879	2771
750	2722	2570
500	2286	2245
	2306	2201
300	1832	1824

**Tab. 3.2:** Facteurs de calibration de la SEETRAM. Le facteur finalement choisi est celui donné pour la régression linéaire (P1). Le différence avec le terme linéaire du polynôme de degré 2 (P2) nous donne une estimation de l'erreur du facteur de calibration, autour de  $\pm 2,8\%$ .



**Fig. 3.3:** Évolution de la valeur du facteur de calibration de la SEETRAM avec l'énergie du faisceau de fer. Ces valeurs sont la moyenne de deux calibrations différentes faites en début et en fin d'expérience pour chaque énergie.

## 3.2 Identification des résidus

Le premier pas pour calculer les sections efficaces de résidus de spallation consiste à identifier en charge et en masse les noyaux détectés. Pour la détermination de la charge on va utiliser le signal de perte d'énergie laissé par l'ion dans la chambre d'ionisation appelée MUSIC et qui a été décrite dans le chapitre 2. Ce signal doit être traité, comme on le verra par la suite, si l'on veut obtenir une bonne résolution sur le spectre de la perte d'énergie qui nous permette de différencier la charge de chaque ion sans ambiguïté. Une fois la charge déterminée et en utilisant la vitesse du fragment (calculée à partir du temps de vol) et la rigidité magnétique du fragment on peut déterminer la masse de l'ion.

### 3.2.1 Identification en charge

La perte d'énergie dans le gaz de remplissage de la MUSIC pour des ions relativistes suit la formule de Bethe et Bloch ( 2.15) qui établie la relation suivante :

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \cdot f(v) \quad (3.6)$$

où  $Z$  est la charge de l'ion et  $v$  sa vitesse.

Mis à part cette dépendance connue de la perte d'énergie par rapport à la vitesse de l'ion, il existe aussi une dépendance avec sa trajectoire. En effet, pour une même perte d'énergie de l'ion dans la chambre, le signal recueilli ne sera pas le même si l'ion passe à proximité de la cathode ou près de la grille de Frish. Le nuage d'électrons créé au point de passage de l'ion doit parcourir dans chaque cas une distance plus ou moins grande pour rejoindre l'anode de la MUSIC. Au cours de leur dérive, quelques électrons peuvent se recombinaer avec les atomes du gaz et le signal finalement collecté est diminué en conséquence. Cette dépendance avec la position à S4 du signal collecté est partiellement corrigée par la grille de Frisch. On corrige ici expérimentalement les dépendances résiduelles au maximum de l'ordre de 7%.

En appelant  $x_4$  la coordonnée horizontale au passage de la trajectoire dans les détecteurs on a donc un signal qui est de la forme  $\Delta E \propto f(Z, v, x_4)$ . Si l'on veut obtenir une bonne séparation pour l'identification, les dépendances en vitesse et en position doivent être éliminées.

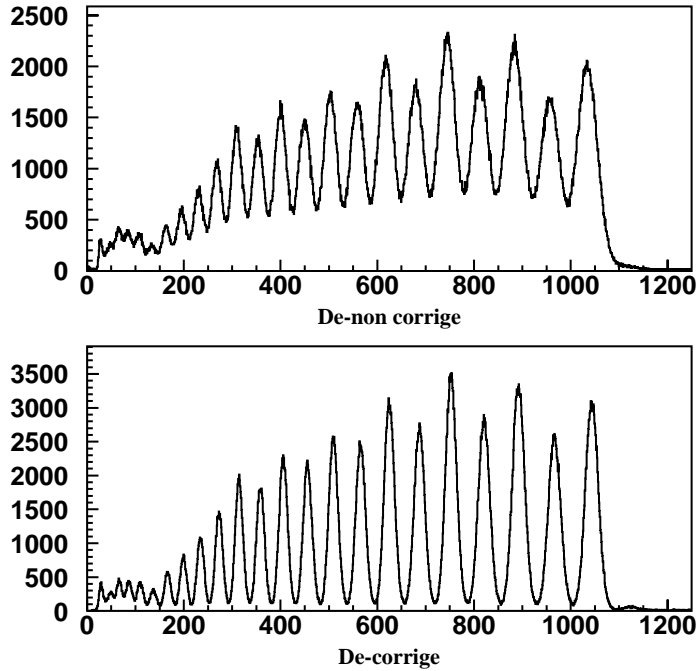
Ces deux dépendances ont été corrigées comme il suit :

- Pour la dépendance en position on a utilisé une procédure expérimentale. Tout d'abord on défocalise le faisceau. De cette manière on a uniquement un noyau ( $Z=26$ ,  $A=56$ ) à une énergie bien définie qui couvre toutes les positions possibles à S4. On corrige alors la dépendance de manière à ce que, quelque soit le point de passage, la perte d'énergie obtenue reste constante.

$$\Delta E_{correct_4} = \Delta E_{mes} \cdot f(x_4) \quad (3.7)$$

- La dépendance avec la vitesse de l'ion est corrigée grâce à la mesure expérimentale du temps de vol entre les deux scintillateurs Sc2 et Sc4. De cette manière on obtient :

$$\Delta E_{correctv} = \Delta E_{correctx4} \cdot g(v) \quad (3.8)$$



**Fig. 3.4:** Haut : signal direct de la perte d'énergie dans l'anode 4 de la MUSIC, en canaux. Bas : perte d'énergie moyenne dans 3 anodes de la MUSIC après correction en position et en vitesse des résidus. Cette figure provient d'un fichier de l'expérience à 300 MeV/A pour lequel le  $B\rho_{central}$  est celui de  $l^{37.4}Ar$

Sur la figure 3.4 on présente le signal de perte d'énergie des résidus entrant dans le spectromètre pour la réaction à 300 MeV/A pour un fichier centré sur le  $l^{37.4}Ar$ . Comme on peut le voir sur cette figure, la résolution obtenue après avoir moyenné sur les différentes anodes de la MUSIC et les corrections citées est réellement très bonne. A toutes les énergies, on obtient une séparation quasi totale entre les différentes charges.

Le pas suivant consiste à attribuer une charge précise à chaque pic de perte d'énergie dans la figure en canaux. La méthode choisie dans la plupart des énergies analysées consiste à faire, tout d'abord, une mesure de la perte d'énergie dans la MUSIC uniquement avec le faisceau incident. L'intensité est pour cela très réduite et ne permet pas de compter simultanément des noyaux résiduels avec une précision suffisante. Avec cette mesure on a connaissance de la position du pic de  $Z = 26$ . Du fait que tant la pression que la température du gaz dans le détecteur sont monitorées et on a vérifié qu'elles se sont maintenues approximativement

constantes pendant la prise de données, les pics se maintiennent à peu près dans la même position sur le spectre. Ainsi, le pic situé à coté de la position qui correspondait à  $Z = 26$  est le  $Z = 25$  et on peut ensuite assigner un  $Z$  à chaque pic. Il faut aussi préciser que dans cette expérience réalisée sur un nombre limité de charges, la dynamique n'a pas nécessité de changements de sensibilité des chaînes d'électronique de MUSIC.

Rappelons que dans les mesures des noyaux résiduels, le faisceau, beaucoup plus intense, ne doit pas arriver dans les détecteurs. Soit le  $B\rho$  central de mesure est suffisamment différent de celui du faisceau pour que celui ci ne rentre pas dans la ligne du spectromètre, soit des pelles arrêtent le faisceau en S1 pour mesurer des  $B\rho$  très proches de celui du faisceau. Ceci empêchera la mesure d'une partie de la distribution en rigidité magnétique voisine de celle du faisceau pour quelques noyaux résiduels.

### 3.2.2 Identification en masse

Le rapport  $A/Q$  du noyau résiduel est déduit de la formule :

$$\frac{A}{Q} = \frac{300 \cdot B \cdot \rho_{24}}{u \cdot \beta \cdot \gamma} \quad (3.9)$$

avec  $u = 931.5 \text{ MeV}$  l'unité de masse atomique. Pour ce calcul on utilise les facteurs cinétiques  $\beta \cdot \gamma$  qui peuvent être calculés à partir du temps de vol mesuré entre Sc2 et Sc4 et de la distance déduite de la calibration de ce même temps de vol. La rigidité magnétique du noyau est celle calculée pour la deuxième partie du spectromètre (voir formule 3.2).

On obtient ainsi, d'une manière expérimentale, un rapport  $A/Q$  qui dépend des positions mesurées à S2, à S4 et du temps de vol (ToF).

$$\frac{A}{Q} = f(x_2, x_4, ToF) \quad (3.10)$$

Rappelons que dans cette expérience les noyaux sont totalement ionisés ( $Q=Z$ ). Bien sûr le rapport  $A/Q$  d'une particule est une caractéristique physique bien définie qui ne peut pas dépendre de sa trajectoire ou de son temps de vol. On peut ainsi améliorer la résolution du spectre obtenu pour les valeurs de  $A/Q$  en éliminant ces dépendances ou au moins celles qui présentent les variations les plus importantes.

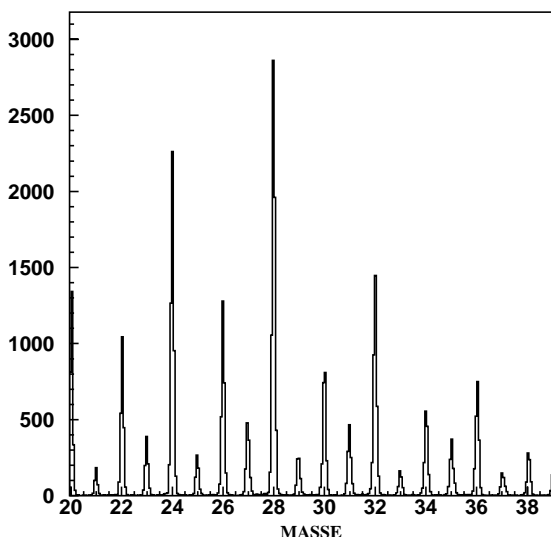
La méthode consiste à tracer des spectres bidimensionnels  $A/Q$  versus ces trois variables et voir si une dépendance existe. Dans le cas qui nous concerne, la seule dépendance réellement existante était celle avec la position en S4. Ceci n'est pas très surprenant. En effet, le scintillateur à S4 est supposé se trouver au plan focal final du spectromètre, mais il a été positionné manuellement au début de l'expérience (contrairement au scintillateur à S2 qui est situé précisément au plan focal intermédiaire). Si la position réelle du scintillateur à S4 n'est pas exactement celle du plan focal final, on peut trouver une légère dépendance

de la valeur de  $A/Q$  avec  $x_4$ , qui est, en fait, une dépendance avec l'angle d'arrivée de la particule sur Sc4.

Après correction de la dépendance en S4 et étalonnage de la masse, la résolution obtenue est de  $\frac{\Delta A}{A} \approx 10^{-2}$ . Ce résultat est représenté sur la figure 3.5

On obtient le spectre de masses en multipliant le rapport  $A/Q$  par la charge déterminée, événement par événement avec les signaux de MUSIC. Les pics obtenus se situent autour de la bonne valeur de la masse (ceci peut être vérifié avec un réglage qui laisse uniquement passer le faisceau). La ligne verticale  $A/Q = 2$  de la figure 3.6 permet une identification sans ambiguïté des noyaux  $N=Z$ .

En effet, sur la figure 3.6 on représente le rapport  $A/Q$  des résidus face à la perte d'énergie. Chaque tache de cette figure correspond à un fragment  $(Z,A)$  donné et la ligne verticale représente les noyaux avec  $A/Q = 2$ , c'est à dire  $Z = N$ . On peut aussi reconnaître dans cette figure les noyaux manquants  ${}^8\text{Be}$  ( $N = Z = 4$ ) et  ${}^9\text{B}$  ( $N = 4, Z = 5$ ) car non liés par l'interaction forte. Ceci permet une vérification de notre identification en charge et en masse pour tous les résidus.

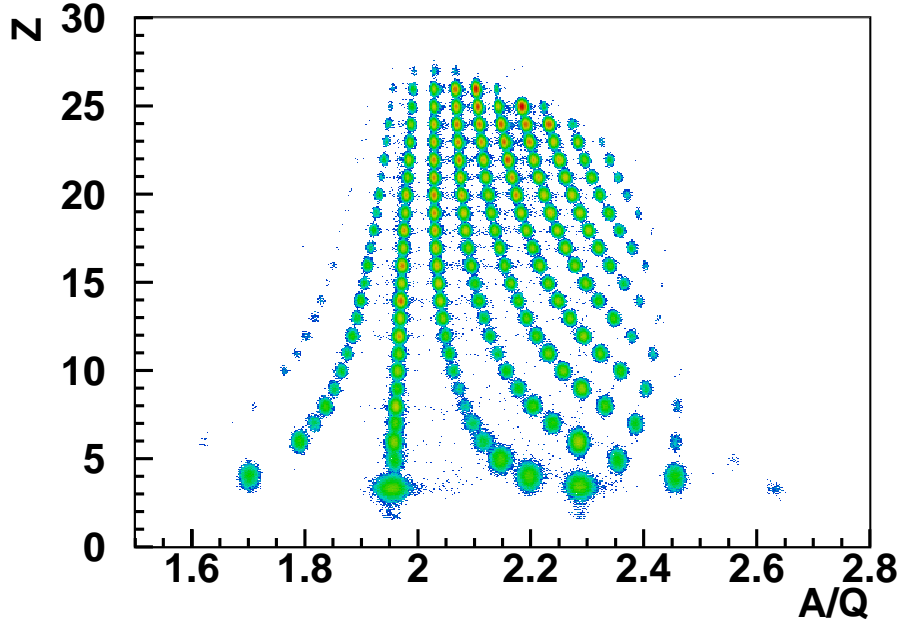


**Fig. 3.5:** Résolution obtenue pour la masse des résidus de la réaction  $\text{Fe} + p$  à 1 GeV/A. Ce fichier correspond à un réglage du spectromètre centré sur le  ${}^{35}\text{Ar}$ . L'effet pair-impair est visible sur ce spectre.

## 3.3 Distribution de la vitesse des résidus

### 3.3.1 Reconstruction des distributions en vitesse

La reconstruction de la distribution en vitesse de chaque noyau résiduel  $(Z,A)$  est nécessaire, non seulement pour obtenir ses caractéristiques cinématiques mais aussi pour le calcul de



**Fig. 3.6:** Noyaux résiduels produits dans la réaction  $^{56}\text{Fe} + p$  à 1 GeV/A. La représentation montre la charge des résidus face à leur rapport  $A/Z$ . La ligne droite correspond au rapport  $A/Q = 2$ , c'est-à-dire  $N = Z$ . Du fait que les noyaux  $^8\text{Be}$  et  $^9\text{B}$  n'existent pas naturellement, une identification complète de tous les résidus est possible grâce à cette représentation.

la section efficace de production. En effet, la plupart des noyaux produits dans la réaction  $^{56}\text{Fe} + p$  présentent une distribution en vitesse qui est plus large que l'acceptance du spectromètre ( $\pm 1.5\%$ ). Ainsi, il est nécessaire de couvrir tout le spectre des vitesses en détectant les résidus pour plusieurs valeurs de leur rigidité magnétique. C'est à partir de l'intégrale de cette distribution que l'on peut obtenir le nombre total de noyaux d'une espèce donnée produits dans la réaction de spallation.

### Calcul de la vitesse des résidus dans le référentiel du projectile au repos

Le premier pas consiste donc à calculer, pour chaque événement, la vitesse du noyau. S'il est vrai que l'on dispose d'une mesure expérimentale de la vitesse par le temps de vol entre Sc2 et Sc4, cette mesure n'est pas suffisamment précise. Elle est uniquement utilisée, comme on vient de le voir, pour l'identification du noyau.

On calcule la vitesse du noyau à travers la formule :

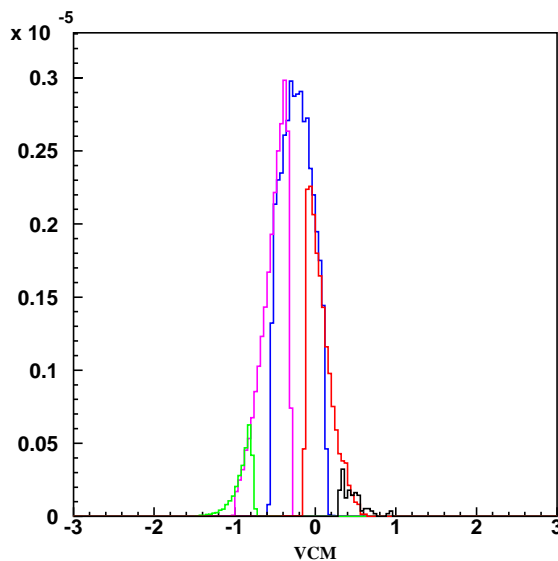
$$\beta \cdot \gamma = \frac{300}{u} \frac{B\rho_{02}}{A/Q} \quad (3.11)$$

où  $B\rho_{02}$  est la rigidité magnétique du fragment calculée dans la première partie du spectromètre. Du fait que les valeurs A et Q sont des valeurs entières sans erreur, l'incertitude dans le calcul de la vitesse par cette méthode provient uniquement de l'incertitude sur la rigidité magnétique, qui est de  $3 \cdot 10^{-4}$ . On obtient ainsi une valeur beaucoup plus précise que par la mesure directe du temps de vol.

Mais cette vitesse ne correspond pas exactement à la vraie vitesse de production des résidus, car, avant d'arriver à l'entrée du spectromètre, le fragment a traversé différentes couches de matière qui l'ont ralenti. À l'aide du programme *Amadeus* on peut estimer cette perte et remonter à la vitesse du fragment à la moitié de la cible d'hydrogène (point de production des noyaux résiduels en moyenne).

Enfin, on applique une transformation de Lorentz afin d'obtenir la valeur des vitesses des résidus dans le référentiel du fer au repos, c'est à dire, comme si l'expérience avait été effectuée en cinématique directe. Pour ce faire, on utilise la vitesse du faisceau calculée avec *Amadeus* au milieu de l'épaisseur de la cible.

Dans la figure 3.7 on montre un exemple de la reconstruction du spectre en vitesse du noyau résiduel  $^{38}K$  dans la réaction à 1 GeV/A à partir de 5 réglages différents en rigidité magnétique du spectromètre. À partir de ces spectres on peut connaître la vitesse moyenne des résidus mais aussi la largeur de cette distribution laquelle, va être utilisée, comme on le verra par la suite, pour calculer les pertes des résidus par transmission à travers le spectromètre.



**Fig. 3.7:** Reconstruction de la distribution en vitesse du noyau résiduel  $^{38}K$  à 1 GeV/A. Cette distribution est complète grâce à la superposition de 5 réglages différents en rigidité magnétique centrale du spectromètre. Ils sont normalisés en tenant compte du nombre de protons incidents et du temps mort.

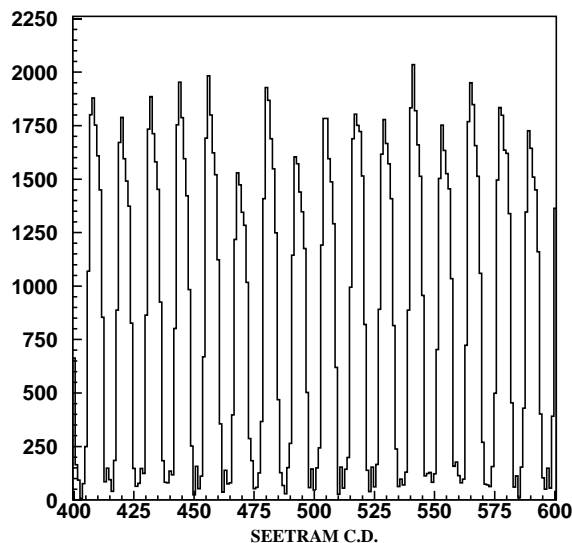


## Normalisation de la production

Comme il vient d'être indiqué, la reconstruction en vitesse d'un noyau donné se fait par superposition de plusieurs réglages du spectromètre. Comme les conditions de mesure sont différentes pour chaque réglage, il faut normaliser chaque fichier en tenant compte du nombre de particules incidentes et du temps mort de l'acquisition.

Pour ce faire, on utilise le signal du détecteur SEETRAM qui est enregistré tout au long de la mesure. Pour un certain réglage on peut connaître le nombre de particules incidentes à travers l'intégrale du spectre de SEETRAM corrigée de la subtraction du courant de fond entre spills et multipliée par le facteur de calibration que l'on a obtenu précédemment.

Dans la figure 3.8 on montre une partie de ce spectre pour un fichier centré sur le  $^{43.8}\text{Ar}$  durant l'expérience  $^{56}\text{Fe}+p$  à 750 MeV/A. Comme on peut observer il existe un fond entre les *spills* du faisceau qui correspond à un courant électronique introduit à l'entrée de l'intégrateur de courant afin d'obtenir un courant total positif et mesurable. Ce fond doit être estimé pour chaque fichier et soustrait afin d'obtenir le vrai nombre de particules incidentes. L'incertitude sur la détermination de ce fond reste inférieure à 2%. C'est l'erreur sur la détermination du facteur de calibration (de l'ordre de  $\pm 2,8\%$ ) qui prédomine sur l'incertitude totale dans la normalisation au nombre d'ions incidents.



**Fig. 3.8:** Représentation du comptage du détecteur SEETRAM pendant la prise de données du fichier centré sur l' $^{43.8}\text{Ar}$  à 750 MeV/A. Le bruit électronique est toujours présent et peut être vu sur cette figure entre chaque spill du faisceau.

### 3.3.2 Les distributions incomplètes

Un des problèmes principaux concernant l'analyse a été celui créé par les distributions en vitesse incomplètes. En effet, le faisceau a une intensité de l'ordre de  $10^7$  *part/s*. Cette

intensité pourrait endommager nos détecteurs si le faisceau passait directement à travers le spectromètre. C'est pourquoi lorsque dans un certain réglage du spectromètre la rigidité magnétique du spectromètre est proche de celle du faisceau (rappelons que le FRS a une acceptation en rigidité magnétique de  $\pm 1.5\%$ ) on interpose des fentes à S1 pour bloquer le faisceau et protéger les détecteurs. L'expérience est donc aveugle pour une petite bande de rigidité magnétique.

Cependant, certains noyaux résiduels possèdent une partie importante de leur distribution en vitesse dans cette zone de rigidité magnétique. Cette partie de leur distribution n'est donc jamais détectée. Un exemple peut être vu sur la figure 3.9.

Il faut alors interpoler pour estimer cette zone manquante. Pour cela, on ajuste une gaussienne à la partie de la distribution que l'on a obtenu expérimentalement. Certaines fois, la distribution est très coupée et donc l'interpolation (voir l'extrapolation) plus difficile. Pour lever cette incertitude on impose un des paramètres, celui de la vitesse moyenne que l'on peut raisonnablement calculer en interpolant entre la vitesse de deux noyaux voisins (les isotopes du même élément avec la même masse plus ou moins 1).

L'erreur associée à la détermination de la production de ces noyaux et à leurs paramètres cinétiques est estimée individuellement avec différentes distributions gaussiennes possibles. Elle varie entre 2% – 4% pouvant atteindre jusqu'à 10% pour les noyaux les plus coupés. Il existe, néanmoins un cas, celui du  $^{54}Mn$ , pour lequel il n'a pas été possible de trouver une gaussienne unique et déterminée car la partie de la distribution en vitesse qui est mesurée expérimentalement correspond uniquement aux deux extrêmes et la zone non mesurée est pratiquement "la distribution entière". La section efficace que l'on donnera pour cet isotope est donc interpolée à partir des valeurs des sections efficaces des autres isotopes du  $Mn$ .

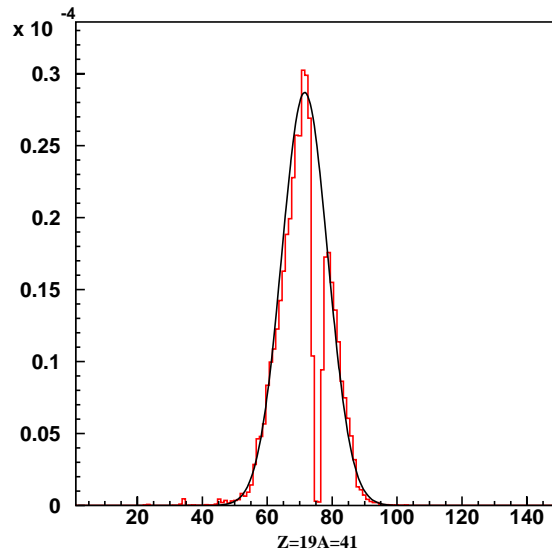
### 3.4 Calcul des sections efficaces de production

Pour obtenir la section efficace de production d'un noyau résiduel (Z,A) il faut tout d'abord normaliser la production détectée au nombre d'ions incidents et aussi au nombre d'atomes d'hydrogène dans la cible. Ensuite il est nécessaire d'appliquer toute une série de facteurs de correction qui tiennent compte des pertes de résidus liées à la méthode expérimentale. On a ainsi :

$$\sigma(Z, A) = \frac{Y(Z, A) \cdot f_{\tau}}{N_{pro} \cdot N_{cible}} \cdot f_c \cdot f_{trans} \cdot f_{sec} \quad (3.12)$$

où :

- le rapport  $\frac{Y(Z,A) \cdot f_{\tau}}{N_{pro}}$  est l'intégrale de la distribution en vitesse complète pour le noyau (Z,A), car chaque fichier qui la compose a été préalablement normalisé par le nombre d'ions de fer incidents  $N_{pro}$  et tient compte du temps mort de l'acquisition  $f_{\tau}$  ;



**Fig. 3.9:** La reconstruction de la distribution en vitesse de certains noyaux n'est pas complète, comme c'est le cas du  $^{41}K$ . On doit donc trouver la distribution gaussienne qui s'ajuste le mieux à la partie de la distribution obtenue expérimentalement. Sur cette figure l'axe des abscisse est en canaux.

- $N_{cible}$  est le nombre d'atomes d'hydrogène présents dans la cible par unité de surface ;
- $f_{\epsilon}$  représente la correction due à l'efficacité des détecteurs ;
- $f_{trans}$  corrige les pertes de transmission à travers le spectromètre FRS ;
- $f_{sec}$  prend en compte les réactions secondaires qui ont pu se produire dans les différents matériaux tout au long du parcours du noyau.

Nous allons par la suite détailler tous ces facteurs.

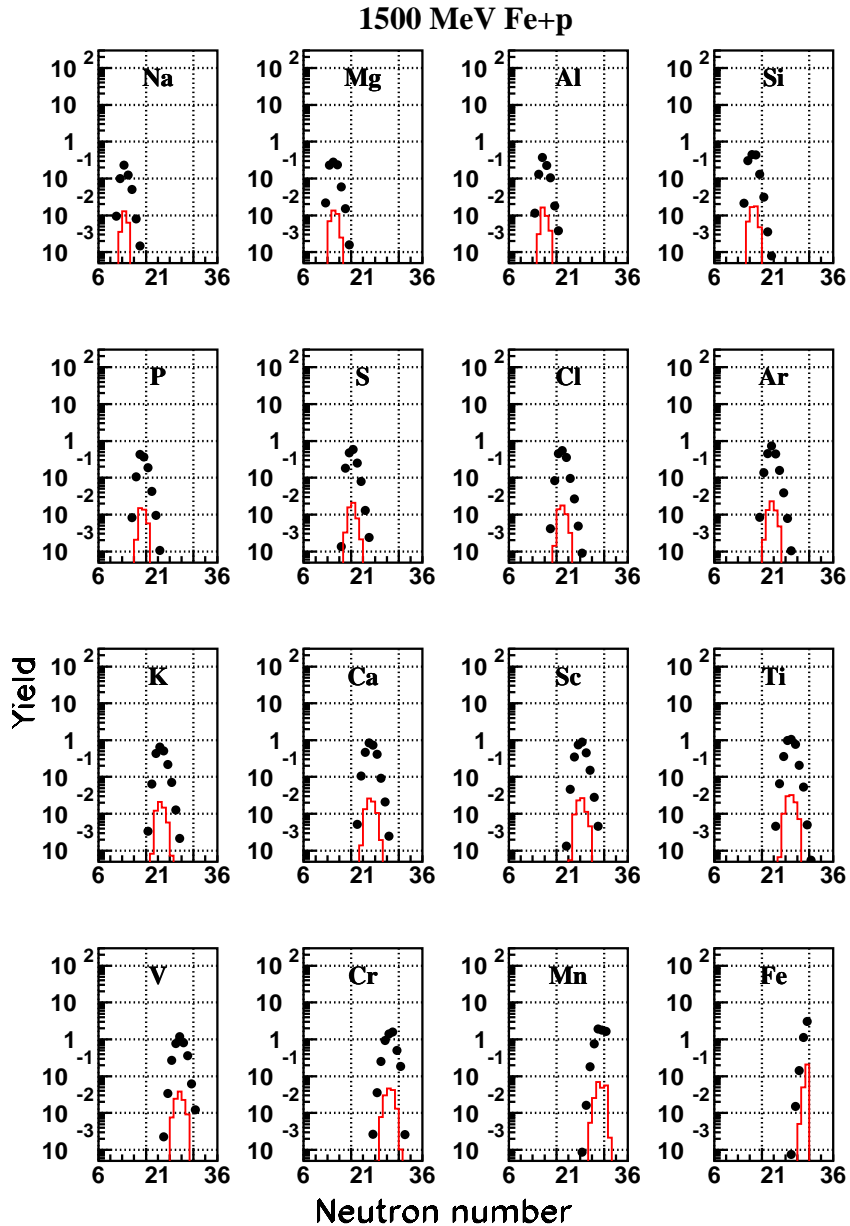
### 3.4.1 Soustraction de la cible vide

Dans le chapitre 2 on a décrit la forme et la composition de la cible d'hydrogène. Dû au fait que l'hydrogène est liquide, il est contenu dans une enceinte limitée par des feuilles de titane d'une épaisseur totale de  $36 \text{ mg/cm}^2$ . Les ions de fer incidents vont interagir aussi avec le titane au même temps qu'avec la cible d'hydrogène liquide. La production détectée est donc l'ensemble de ces deux contributions.

Afin de séparer ces deux contributions, l'ensemble des réglages du spectromètre a été répété mais, cette fois-ci, uniquement avec la cible vide d'hydrogène. Et ceci pour toutes les énergies du faisceau, bien entendu. La méthode consiste alors à faire l'analyse de la cible vide : identification des résidus et reconstruction de leurs spectres en vitesse de la même façon que pour la cible pleine. De cette manière on peut soustraire les deux intégrales  $\frac{Y(Z,A)_{c,pleine} \cdot f_{\tau}}{N_{pro}} - \frac{Y(Z,A)_{c,vide} \cdot f_{\tau}}{N_{pro}}$  afin d'obtenir uniquement la production d'un noyau dans la réaction de spallation  $^{56}Fe + p$ .

Finalement, la contribution de la cible vide peut être chiffrée autour de 3% pour les noyaux proche en masse de celle du projectile et augmentant jusqu'à 20% pour les résidus les plus légers.

Sur la figure 3.10 on a représenté à 1500 MeV la production des différents isotopes détectée pour la cible pleine d'hydrogène (points) et pour les mêmes isotopes quand la cible est vide. L'unité étant arbitraire on peut voir la différence entre les deux contributions.



**Fig. 3.10:** Production isotopique détectée en cible pleine d'hydrogène (points) et en cible vide (ligne). L'unité est arbitraire.

### 3.4.2 Détermination du nombre d'atomes dans la cible : $N_{cible}$

Le nombre d'atomes d'hydrogène dans la cible peut être calculé à partir de l'épaisseur de la cible avec la formule :

$$N_{cible} = N_{av} \cdot \frac{t_{cible}}{m_{cible}} \quad (3.13)$$

Avec  $N_{av}$  le nombre d'Avogadro,  $m_{cible}$  la masse atomique de l'hydrogène et  $t_{cible}$  l'épaisseur de la cible en  $g/cm^2$ .

Comme il a déjà été expliqué au chapitre précédent, l'épaisseur de la cible n'est pas constante, les parois de l'enceinte de titane présentant un bombement à cause de la différence de pression existant entre le l'intérieure de la cible et le vide environnant. On estime à 2,5% l'incertitude sur l'épaisseur cible résultant de ce bombement.

L'épaisseur considérée pour le calcul est donc celle au centre de la cible [86] :  $87.4 \pm 2.2$   $mg/cm^2$  et le nombre d'atomes résultant dans la cible est de  $5.21 \cdot 10^{22}$   $at/cm^2$ .

### 3.4.3 Temps mort : $f_\tau$

Tout au long de l'expérience on enregistre le nombre d'événements qui ont été réellement enregistrés avec tous les paramètres nécessaires à l'analyse (*triggers acceptés*)  $N_{acc}$  et aussi tous les événements qui ont été détectés par le scintillateur à S4 (le *trigger*) mais qui n'ont pas pu être pris en compte dans l'analyse parce que, au moment de leur arrivée le système d'acquisition était déjà occupé, ces sont les *triggers libres*  $N_{free}$ .

Du fait que le nombre de particules arrivant au scintillateur à S4 est de l'ordre de  $10^3 - 10^4$   $part/s$  et qu'un scintillateur peut compter sans pertes jusqu'à des taux de  $10^5$   $part/s$ , l'efficacité de Sc4 (donc des *triggers libres*) est considérée comme égale à 1. Ainsi, le facteur de correction du au temps mort de l'acquisition peut être calculé comme le rapport :

$$f_\tau = \frac{N_{free}}{N_{acc}} \quad (3.14)$$

Le temps mort de l'acquisition varie de 10 à 30% selon la région des noyaux sur laquelle le spectromètre est centré. Quand on regarde dans des régions de rigidité magnétique où la production de résidus n'est pas très élevée, le temps mort est très faible, car le système d'acquisition est presque toujours disponible pour accepter les noyaux qui arrivent. En revanche, dans la région de rigidité magnétique proche de celle du projectile, où le nombre de noyaux résiduels est très élevé, le temps mort peut être très grand. Pour maintenir ce temps mort en dessous de 30% on doit baisser l'intensité du faisceau incident.

### 3.4.4 Efficacité de détection : $f_\epsilon$

Une estimation de l'efficacité globale de détection est obtenue dans notre expérience par le rapport entre le nombre d'événements qui sont enregistrés  $N_{acc}$  et la somme de tout ceux qui sont finalement dépouillés. Pour qu'un événement soit dépouillé dans l'analyse il faut que l'on dispose d'un signal correcte dans tous les détecteurs : positions dans les scintillateurs à S2 et S4, une valeur pour le temps de vol et pour la perte d'énergie dans la MUSIC. Cette efficacité comprend donc l'efficacité des différents détecteurs et celle de leur analyse. Elle vaut environ 96 – 99% dans la plupart des réglages du spectromètre.

### 3.4.5 Transmission des résidus à travers le spectromètre : $f_{trans}$

La correction de transmission est, sans aucun doute, le facteur plus important tenant compte des pertes dans la détection. Elle est due au fait que le spectromètre FRS a une acceptation angulaire restreinte et de ce fait tous les résidus produits (même s'ils ont la bonne rigidité magnétique) ne vont pas être transmis à travers le spectromètre.

L'acceptation angulaire du FRS va être déterminée par ses caractéristiques géométriques (principalement la taille des ouvertures dans les éléments magnétiques) et par l'optique ionique. Pour l'optique de référence, l'ouverture angulaire du spectromètre est de  $\Delta\theta = 15$  *mrad*.

Avec cette acceptation angulaire, le pourcentage de résidus transmis à travers le spectromètre va dépendre de la distribution angulaire de ces fragments qui dépend, à son tour, du mécanisme de la réaction et son énergie.

Les résidus proviennent de l'évaporation de nucléons (ou de noyaux légers) à partir du pré-fragment chaud sortant de la cascade. Afin de déterminer la vitesse de ces résidus nous sommes amenés à faire des hypothèses :

1. On considère les nucléons dans le noyau cible sous le modèle d'un gaz de Fermi. Le paramètre d'impact entre le proton incident et le noyau cible est aléatoire. Après l'éjection de quelques nucléons durant la phase de cascade le pré-fragment se retrouve avec une impulsion finale qui est une distribution gaussienne dans les trois dimensions de l'espace centrée autour d'un recul d'ensemble dans la direction du faisceau incident.
2. L'évaporation de nucléons (et/ou noyaux légers) dans le référentiel du noyau lourd est raisonnablement considérée comme isotrope. Cette évaporation va avoir l'effet d'augmenter la largeur de la distribution mais elle ne va pas changer la forme ni la valeur moyenne de la vitesse de recul du noyau. Cette hypothèse est, dans une certaine mesure prouvée expérimentalement car la distribution de la composante de la vitesse parallèle au faisceau que l'on mesure suit effectivement une loi gaussienne.

Avec ces hypothèses réalistes, on calcule la distribution angulaire des résidus dans le système du laboratoire. La largeur de la distribution angulaire  $\sigma(\theta)$  d'émission d'un résidu est donnée par la formule :

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma(v_{\perp})}{v_{\parallel}} \quad (3.15)$$

où  $v_{\perp}$  et  $v_{\parallel}$  sont les composantes de la vitesse du résidu perpendiculaire et parallèle à l'axe du faisceau, respectivement.

Expérimentalement on a uniquement accès à la vitesse parallèle  $v_{\parallel}$  et à sa largeur  $\sigma(v_{\parallel})$  mais si l'on fait l'hypothèse réaliste que  $\sigma(v_{\parallel}) \simeq \sigma(v_{\perp})$  dans le référentiel du projectile, nous pouvons calculer la distribution angulaire des résidus à partir des nos données expérimentales.

Après avoir établi ces hypothèses pour décrire la cinématique de la réaction, on doit connaître l'angle d'acceptance du spectromètre pour chaque noyau. Comme on a indiqué, cet angle dépend des caractéristiques géométriques du FRS, de son optique ionique et du noyau résiduel. Une méthode pour calculer cet angle consiste à simuler par la technique Monte-Carlo la trajectoire de chaque noyau dans le FRS. Le principal problème de cette méthode est le temps de calcul qui est d'approximativement 10 minutes par noyau.

Pour calculer cet angle d'acceptance,  $\alpha_{eff}$ , on a utilisé le programme de transmission écrit en 2000 par Jorge Pereira et collaborateurs [89]. Ce logiciel tient compte de la forme des ouvertures dans les éléments magnétiques du spectromètre et du calcul des trajectoires dans la ligne magnétique. Il paramétrise ensuite l'angle effectif (qui a été calculé par la technique Monte Carlo) vu par un noyau entrant en fonction de sa trajectoire et de l'optique ionique dans le spectromètre. La dépendance avec la trajectoire de la particule est donnée par ses positions dans le plan focal dispersif, S2, et la plan focal final S4. On a ainsi  $\alpha_{eff}(x_2, x_4)$  pour une optique ionique donnée dans le FRS.

La transmission à travers la spectromètre peut alors être calculée si l'on considère que, dans le référentiel du laboratoire, la distribution angulaire des résidus est une gaussienne :

$$\frac{dT}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi\sigma(\theta)^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma(\theta)^2}\right) \quad (3.16)$$

Si on intègre sur tout l'angle  $\phi$  et sur l'angle effectif d'ouverture en  $\theta$ , on obtient :

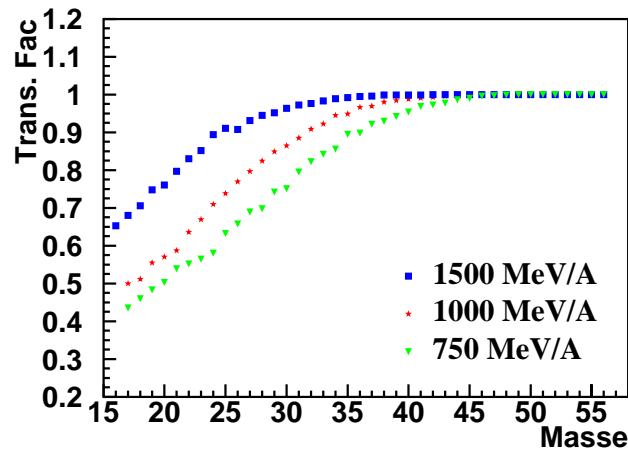
$$T = \frac{1}{2\pi\sigma(\theta)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha_{eff}(x_2, x_4)} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma(\theta)^2}\right) d\phi \sin\theta d\theta \quad (3.17)$$

avec  $\sin\theta \simeq \theta$

On peut calculer alors la transmission à travers la formule :

$$T = 1 - \exp\left(-\frac{\alpha_{eff}(x_2, x_4)^2}{2\sigma(\theta)^2}\right) \quad (3.18)$$

On a utilisé alors les  $\sigma(\theta)$  calculés à travers les  $\sigma(v_{\parallel})$  mesurés expérimentalement. Néanmoins, on peut aussi utiliser un angle d'entrée du spectromètre qui soit le même pour tous les fragments quelque soit leur position moyenne en S2 et S4, soit 15 mrad (dans le cas des trois énergies plus grandes, comme on le verra dans la section suivante). Cette méthode *a priori* plus grossière de calcul de transmission est beaucoup plus rapide. En comparant le résultat obtenu avec un angle  $\alpha_{eff}(x_2, x_4)$  et un angle moyen de 15 mrad pour tous les fragments, la différence des facteurs de transmission varie entre 1 et 15% pour les fragments les plus légers (donc ceux pour lesquels la transmission est la plus petite) pour une énergie faible du faisceau incident. Sur la figure 3.11 on montre les facteurs de transmission calculés avec un angle moyen par rapport à la masse du fragment.



**Fig. 3.11:** Facteurs de transmission (calculés à partir des largeurs en vitesse expérimentales et un angle d'entrée moyen de 15 mrad) par rapport à la masse du fragment.

### 3.4.6 Un problème inattendu dans le calcul de la transmission

Comme on vient de le voir, la transmission à travers le spectromètre FRS peut être calculée quand on connaît l'optique ionique. Cette optique est définie par les courants dans les différents éléments magnétiques du FRS.

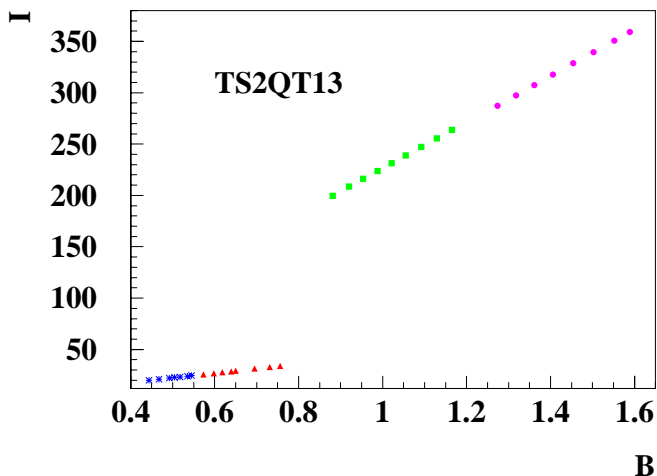
Après l'analyse des données expérimentales des résidus de spallation  $^{56}\text{Fe} + p$  à 300 et 500 MeV/A on s'est aperçu que la somme des différentes sections efficaces isotopiques de production, c'est à dire la section efficace totale de réaction à ces deux énergies, était plus petite que prévue. Comparées aux sections efficaces totales de réaction données par les codes ou comparées à des données expérimentales existantes [90], notre mesure intégrée était de l'ordre de 30% plus petite.



Cette différence provenait d'un mauvais calcul de la transmission et la raison peut être comprise en regardant la figure 3.12. Dans cette figure on représente le courant circulant dans un des quadrupôles en fonction du champ magnétique dans le dipole le plus proche. Le premier groupe de points (étoiles) correspond à des mesures faites à 300 MeV/A, le second à 500 MEV/A (triangles), le troisième (carrés) à 1 GeV/A et le dernier groupe (cercles) à des mesures effectuées à 1,5 GeV/A. Ce que l'on peut déduire à travers cette figure est que la relation de proportionnalité n'est pas la même, ce qui signifie que l'optique ionique pour ces deux groupes d'énergies (300-500 et 1000-1500) n'est pas la même. Le même effet est observe pour d'autres quadrupoles de la ligne.

Nous avons donc utilisé par erreur une optique non standard pour les mesures à 300 et 500 MeV/A. Les quadrupôles jouent un rôle fondamentale dans la transmission à travers le spectromètre car ils sont chargés de focaliser les fragments. La transmission a donc du être recalculée pour les optiques utilisées à 300 et 500 MeV/A qui n'étaient pas les optiques standard. Signalons qu'il n'y a pas d'autres conséquences liées à ce choix d'optique puisque les résolutions qui auraient pu être affectées ont été contrôlées par l'analyse de chaque énergie, et les identifications (en charge et en masse) calibrées à chaque énergie comme nous l'avons précédemment expliqué.

Nous avons du reprendre la calcul de l'acceptance pour cette optique et trouvé un angle d'entrée de  $\pm 9,15$  mrad au lieu du 15 mrad attendu avec l'optique standard.



**Fig. 3.12:** représentation du courant circulant dans le quadrupôle TS2QT13 en fonction du champ magnétique crée par ce courant. Les étoiles correspondent aux mesures faites à 300 MeV/A, les triangles à 500 MeV/A, les carrés à 1000 MeV/A et les cercles à 1500 MeV/A. La relation de proportionnalité n'est pas la même pour les fichiers à 300-500 MeV/A et pour ceux à 1000-1500 MeV/A. L'optique ionique est donc différente entre ces deux groupes.

### 3.4.7 Correction des réactions secondaires : $f_{sec}$

Jusqu'ici on a considéré qu'un résidu créé dans la cible d'hydrogène liquide ne subit aucun changement dans sa nature jusqu'à sa détection. Mais ceci peut n'est pas rigoureusement exact si la section efficace de réaction de ce résidu est élevée. En fait, un résidu créé dans la cible peut ensuite interagir avec des atomes d'hydrogène ou des fenêtres du fait de l'épaisseur de la cible. Ainsi, le résidu détecté ne sera pas celui qui a été créé dans la réaction de spallation primaire mais celui résultant d'une réaction secondaire. Ces réactions secondaires, qui sont également des réactions de spallation, diminuent la production des noyaux les plus lourds et augmentent les résidus légers détectés, mais, bien sûr, sans changer la section efficace totale de réaction.

Les réactions secondaires peuvent se produire, non seulement dans la cible mais aussi avec toute matière s'interposant sur la trajectoire des fragments depuis leur création dans la cible jusqu'à leur détection à Sc4. Dans notre cas particulière, la seule épaisseur de matière importante en dehors de la cible est celle du scintillateur plastique à S2. Les facteurs qui en résultent, comme nous allons le voir, ne représentent pas, dans notre expérience, des corrections très importantes.

Les corrections des réactions secondaires ont été évaluées à partir du formalisme développé par K.-H. Schmidt [91]. Pour évaluer le facteur de correction dû aux réactions secondaires, on part de l'hypothèse que ce facteur va dépendre uniquement de la masse du résidu de spallation. Ainsi on a :

$$\sigma_{app}(A) = \sigma_0(A) \cdot f_{sec}(A) \quad (3.19)$$

Où  $\sigma_{app}(A)$  est la section efficace déduite à travers l'expérience pour l'ensemble des noyaux avec le même nombre de masse A :  $\sigma_{app}(A) = \sum_{Z_i} \sigma_{app}(Z_i, A)$ ;  $\sigma_0(A)$  est sa vraie section efficace de production par spallation et  $f_{sec}(A)$  est le facteur de correction des réactions secondaires.

La section efficace apparente pour une masse A résulte de la perte de certains noyaux par réactions secondaires mais aussi le gain provenant des noyaux avec une masse plus grande qui vont, par réaction secondaires, peupler la masse A considérée. On a ainsi :

$$\sigma_{app}(A) = \sigma_0(A) - \sigma_0(A) \cdot \sigma_{tot}(A) \cdot N_{atm} + \sum_{A_i=A+1}^{A_{pro}} \sigma_0(A_i) \cdot \sigma_0(A_i \rightarrow A) \cdot N_{atm} \quad (3.20)$$

Où le premier terme est la section efficace réelle de production du noyau avec masse A par spallation, le deuxième terme représente les pertes par réaction secondaires :  $\sigma_{tot}(A)$  est la section efficace de réaction du noyau A et  $N_{atm}$  est le nombre d'atomes avec lesquelles il peut réagir. Le troisième terme  $\sigma_0(A_i \rightarrow A)$  tient compte des noyaux qui, par réactions secondaires vont finir par avoir une masse A et donc peupler la section efficace apparente.

Pour calculer ce dernier terme on va utiliser l'hypothèse que la section efficace de réaction d'un noyau est proportionnelle à la perte de masse qu'il va subir dans cette réaction. De cette manière on a :

$$\frac{\sigma_0(A_1 - \rightarrow A_1 - \Delta A)}{\sigma_0(A_2 - \rightarrow A_2 - \Delta A)} = \frac{\sigma_{tot}(A_1)}{\sigma_{tot}(A_2)} \quad (3.21)$$

En se référant aux sections efficaces mesurées pour le projectile, on a :

$$\sigma_0(A_i - \rightarrow A_i - \Delta A) = \sigma_0(A_{proj} - \rightarrow A_{proj} - \Delta A) \cdot \frac{\sigma_{tot}(A_i)}{\sigma_{tot}(A_{proj})} \quad (3.22)$$

où tous les facteurs sont connus :  $\sigma_0(A_{proj} - \rightarrow A_{proj} - \Delta A)$  est la section efficace de réaction par spallation du noyau  $A = A_{proj} - \Delta A$ ,  $\sigma_{tot}(A_{proj})$  la section efficace totale de réaction du fer et  $\sigma_{tot}(A_i)$  la section efficace totale de réaction du noyau avec masse  $A_i$  dans l'élément considéré (hydrogène dans le cas de la cible et hydrogène et carbone dans le cas du scintillateur plastique). Ces dernières sections efficaces ont été calculées à l'aide d'une formule géométrique due à Kox [92].

Il faut remarquer que la section efficace  $\sigma_0(A_{proj} - \rightarrow A_{proj} - \Delta A)$  est bien la section efficace expérimentale corrigée des effets de réactions secondaires. En effet, en partant du projectile pour évaluer l'équation 3.20 et en descendant les masses  $A$ , on calcule la section efficace corrigée pour le noyau  $A$  qui servira dans le dernier terme de cette même équation pour corriger la section efficace du noyau  $A - 1$  suivant. Le résultat est donc une série d'équations que l'on résout de proche en proche à partir du fer.

Finalement on obtient que les facteurs de correction par réactions secondaires dans la cible d'hydrogène sont de l'ordre de 8% au maximum pour les résidus les plus légers et en ce qui concerne les corrections dues au scintillateur à S2 elles sont, au maximum de 0.7%. Ce sont donc des corrections très petites à nos sections efficaces. Il faut remarquer néanmoins, que dans le calcul des réaction secondaires dans le scintillateur il faudrait tenir compte que les nouveaux résidus créés peuvent avoir une vitesse telle qu'il ne soient plus transmis par le spectromètre. La valeur calculée est donc une correction maximale mais elle reste de toutes manières très faible.

Une méthode similaire mais plus sophistiquée puisqu'elle prend explicitement en compte l'intégrale sur la profondeur à laquelle a eu lieu la première interaction dans la cible a été proposé par L. Tassan-Got et collaborateurs [93, 94]. Elle donne dans notre cas des corrections similaires à quelques pour mille.

### **l'atténuation du faisceau**

Il faut aussi tenir compte du fait que le faisceau n'est pas d'intensité constante tout au long de sa traversée de la cible, car il a un certain taux de réaction qui va faire diminuer le nombre d'ions de fer susceptibles de réagir avec l'hydrogène liquide. Cette atténuation du faisceau a été chiffrée à environ 2% et a été incluse dans les calculs.

### 3.5 Incertitudes

Nos sections efficaces  $\sigma(Z, A)$  sont obtenues par soustraction de deux mesures indépendantes : cible pleine  $\sigma_{cp}(Z, A)$  et cible vide  $\sigma_{cv}(Z, A)$  réalisées avec une certaine statistique  $N_{cp}(Z, A)$  et  $N_{cv}(Z, A)$ . L'erreur statistique sur la soustraction est donc :

$$\varepsilon(\sigma(Z, A)) = \sqrt{\frac{\sigma_{cp}(Z, A)^2}{N_{cp}(Z, A)} + \frac{\sigma_{cv}(Z, A)^2}{N_{cv}(Z, A)}}$$

calculée à partir de la statistique de chaque isotope. Les autres termes d'erreur sont parfaitement ou fortement corrélés pour les deux mesures. Ils concernent l'épaisseur de la cible, la normalisation du faisceau, l'interpolation éventuelle du spectre de vitesses et l'évaluation de la transmission pour l'isotope considéré. On les affectera donc aux sections efficaces obtenues après correction de la cible vide.

1. L'erreur concernant le nombre d'atomes dans la cible  $\varepsilon(N_{at})$ , qui a été évaluée à l'aide d'une expérience dédiée [86] est de  $\pm 2,5\%$
2. L'erreur sur la calibration du facteur SEETRAM évaluée par deux méthodes d'analyse (régression linéaire ou parabolique) et par des répétitions de calibration à la même énergie est de  $\pm 2,8\%$ .
3. Dans le cas des réactions secondaires l'incertitude principale vient de la méthode utilisée pour calculer la section efficace de réaction total des résidus dans le matériau considéré (cible d'hydrogène ou scintillateur). Ces valeurs sont calculées dans notre programme avec la formule de Kox [92]. L'erreur sur ces valeurs sont estimées en les comparant aux données expérimentales de Webber et collaborateurs [11] lorsqu'elles existent et donnent  $\pm 7,6\%$  environ. L'erreur que ce facteur induit dans les corrections par réactions secondaires est inférieur à  $\pm 1\%$  pour la plus part des noyaux.
4. Comme il a été indiqué dans ce chapitre la distribution en vitesse de certains isotopes (en règle générale deux par élément) étant incomplète il a fallu la reconstruire afin de calculer la section efficace de production de ces noyaux. L'erreur associé à cette reconstitution est de l'ordre de  $\pm 2 - 3\%$  pouvant atteindre  $\pm 10\%$  pour les noyaux légers qui ont une distribution en vitesse plus large et moins bien définie que celle des noyaux lourds.
5. La transmission des noyaux résiduels à travers le spectromètre FRS a été évaluée par deux méthodes différentes (pour les énergies de 1500, 1000 et 750 MeV/A) comme il a été indiqué dans ce chapitre. Dans un cas l'angle d'ouverture du spectromètre était donnée en fonction de la position du noyau résiduel aux plans focaux S2 et S4. Dans l'autre cas, nous avons pris un angle moyen d'entrée qui est de 15 mrad pour les énergies du faisceau de 1500, 1000 et 750 et de 9, 15 mrad dans le cas des énergies du faisceau de 500 et 300 MeV/A. La différence trouvée pour le facteur de transmission entre ces deux méthodes varie entre  $\pm 1\%$  et  $\pm 15\%$ . Elle est le plus grand pour les noyaux les

plus légers à des faibles énergies du faisceau incident. Il existe aussi une erreur associée à la valeur de la largeur du spectre des vitesses. Cette variable rentre dans le calcul de la transmission et son influence donne une incertitude sur la transmission inférieure à  $\pm 3\%$  pour l'ensemble des noyaux.

L'incertitude totale sur la section efficace de production d'un fragment se calcule alors par la somme quadratique de tous ces facteurs. L'incertitude totale obtenue varie entre  $\pm 5$  et  $\pm 20\%$  pour l'ensemble des noyaux détectés.

# Chapitre 4

## Résultats expérimentaux et discussion

Dans ce chapitre nous présentons les résultats expérimentaux obtenus sur les sections efficaces et les distributions en vitesse des noyaux résiduels dans la réaction de spallation  $^{56}\text{Fe} + p$  à 5 énergies différentes : 300, 500, 750, 1000 et 1500 MeV/A. Après une présentation des résultats expérimentaux concernant les propriétés cinématiques des résidus de spallation, ils seront comparés aux prédictions faites par Goldhaber et Morrissey qui ont été décrites dans le chapitre 1. En ce qui concerne les sections efficaces isotopiques, nos mesures seront confrontées à des données expérimentales déjà existantes : les distributions en charge des résidus en cinématique inverse [12], [14] et des résultats pour quelques isotopes à partir des mesures en cinématique directe [10].

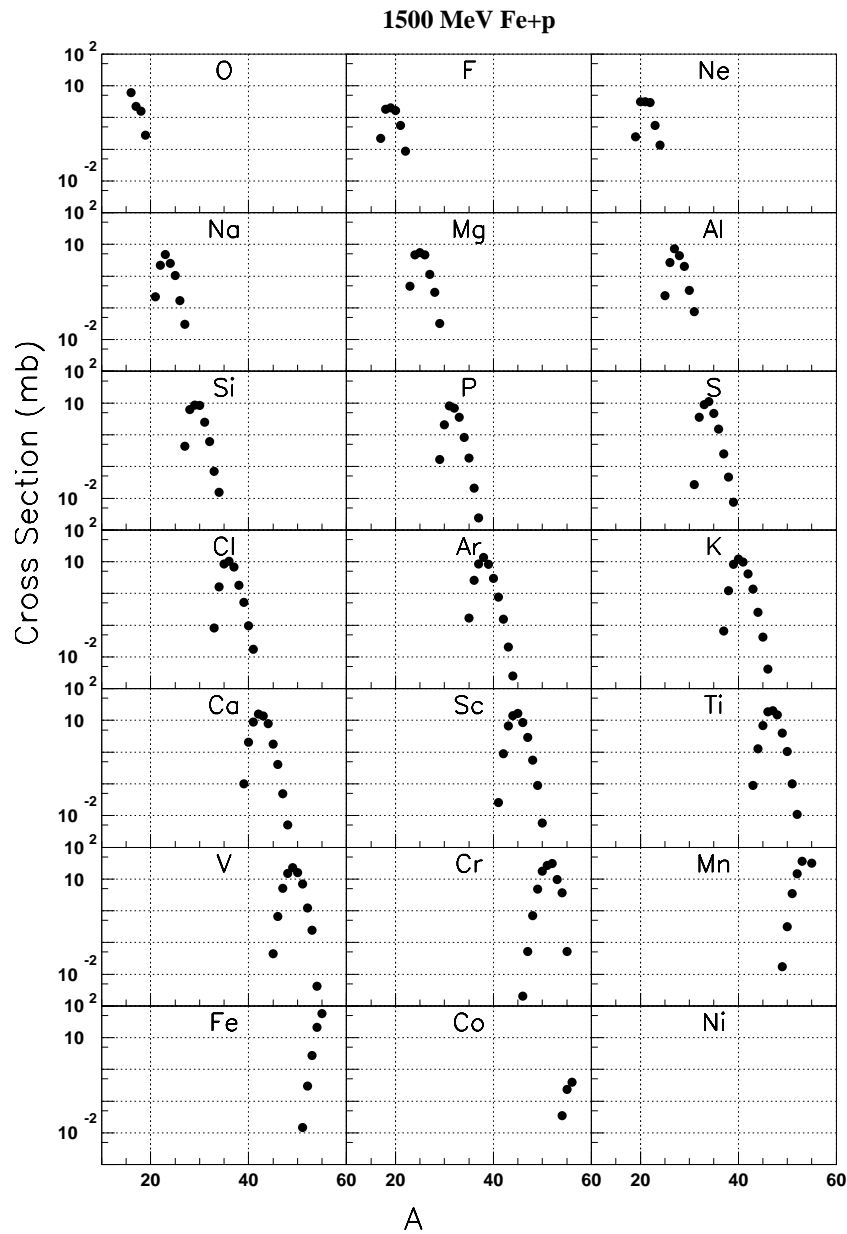
Ensuite nous aborderons la comparaison des résultats expérimentaux aux modèles décrivant la réaction de spallation qui ont été présentés au chapitre 2. Avec ces différents modèles nous essayerons de voir l'influence des deux étapes (cascade et évaporation) dans le résultat final.

Pour finir ce chapitre de résultats nous montrerons la comparaison de nos données avec le résultat qui est prévu par des formules paramétriques.

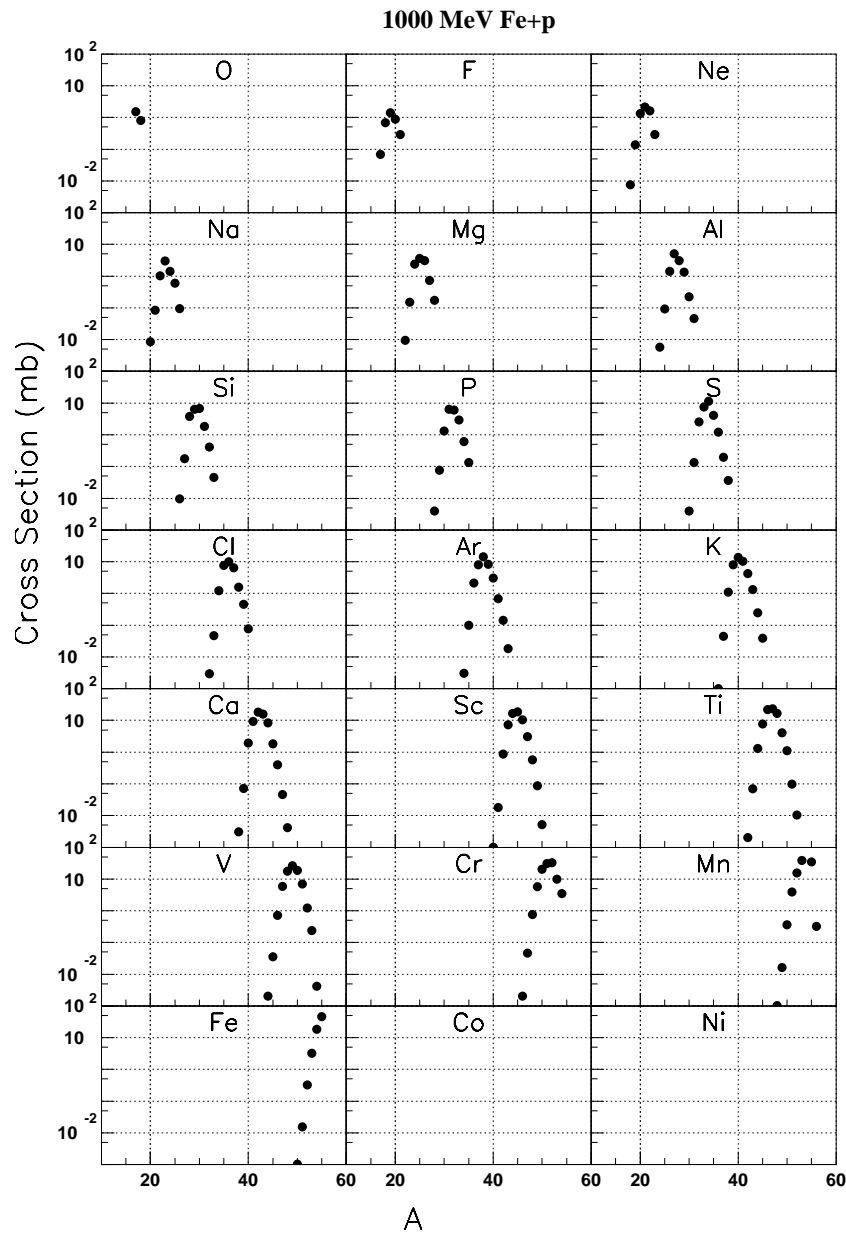
### 4.1 Les résultats expérimentaux : sections efficaces

Nous avons mesuré la section efficace de production et la distribution en vitesse de la plupart des isotopes pour les éléments allant du fer ( $Z=26$ ) à l'oxygène ( $Z=8$ ). Avec la méthode expérimentale décrite, on arrive à détecter même les résidus qui ont été produits avec des sections efficaces de l'ordre de  $10^{-2} - 10^{-3}$  mb avec une incertitude autour de 5 à 20%.

Nous présentons sur les figures 4.1 à 4.5 les distributions isotopiques des résidus de spallation obtenus aux 5 énergies du faisceau : 1500, 1000, 750, 500 et 300 MeV/A. Les sections efficaces et leurs incertitudes pour les cinq énergies sont tabulées dans l'annexe A.

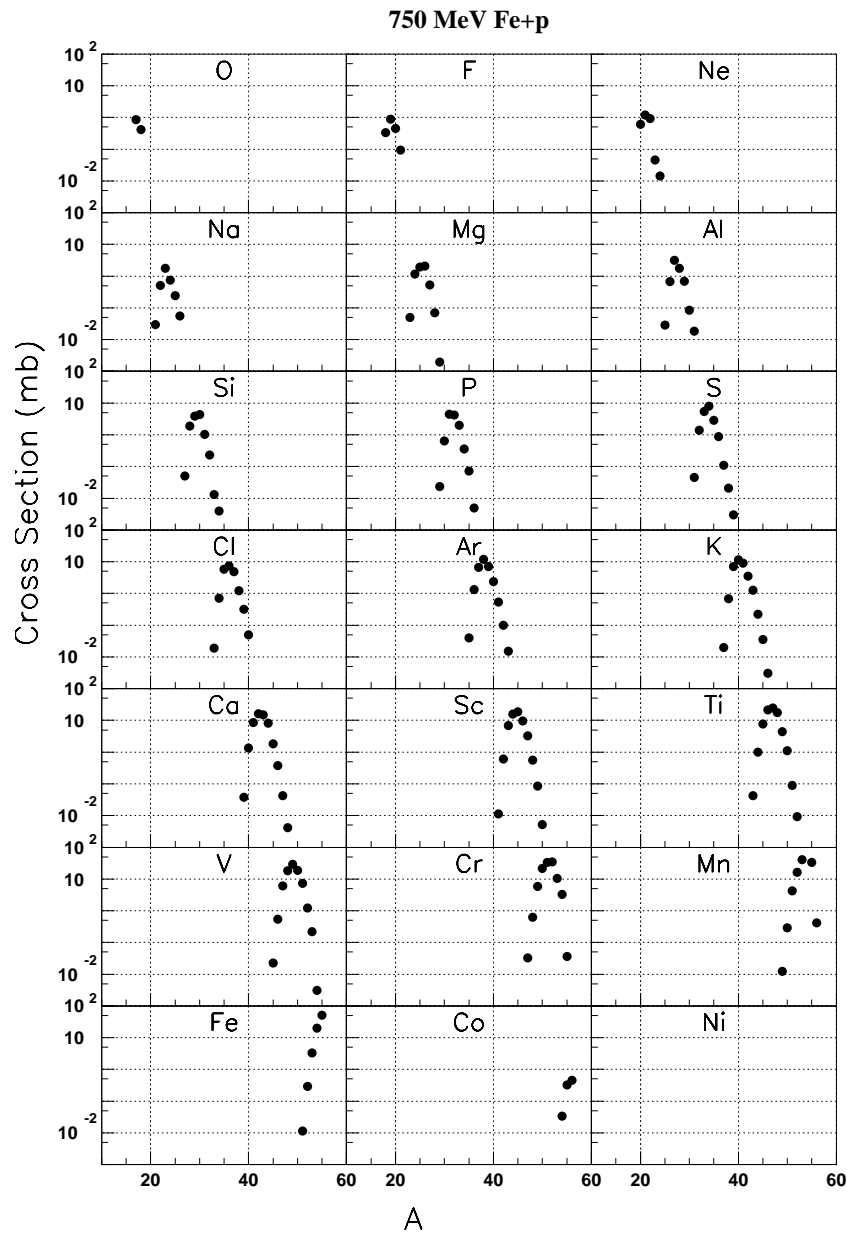


**Fig. 4.1:** Distributions isotopiques des résidus de spallation  $^{56}\text{Fe} + p$  à 1500 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux de l'oxygène. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points.

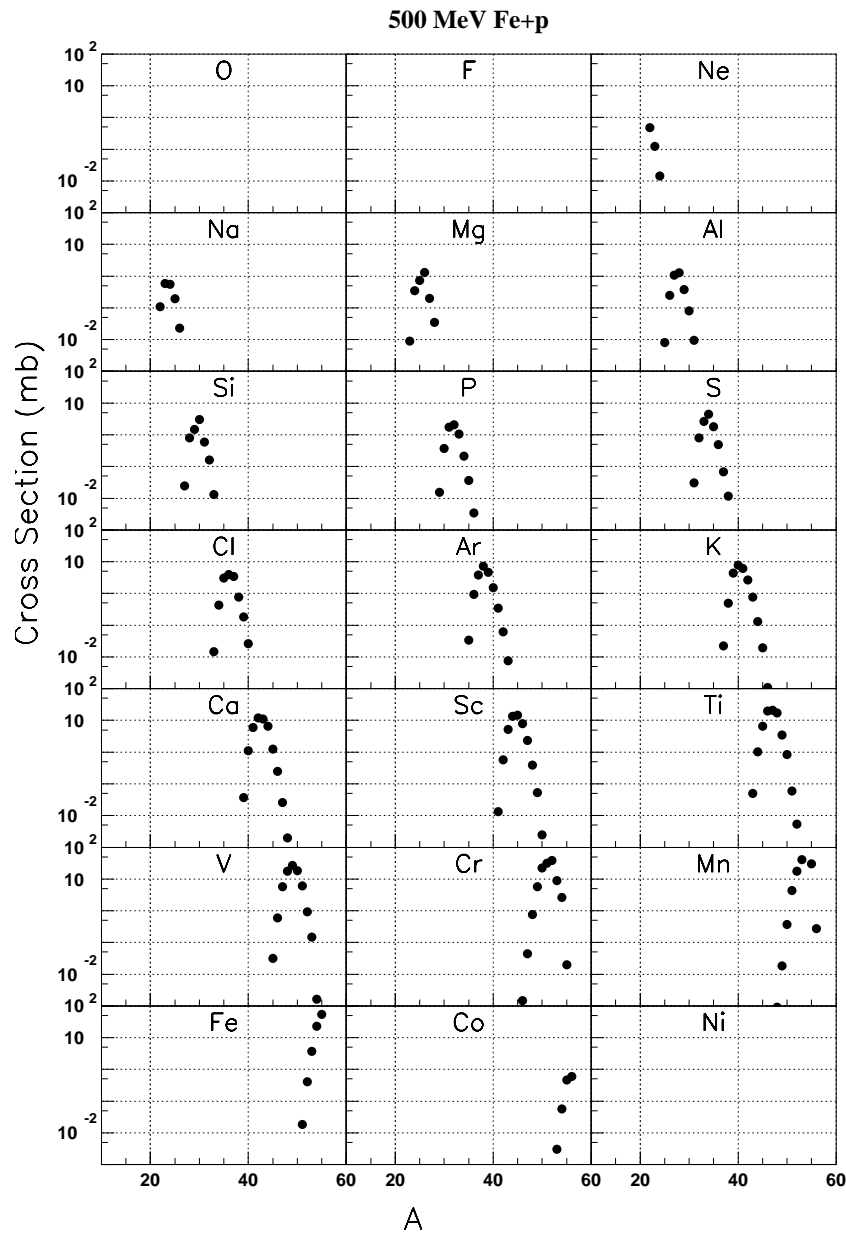


**Fig. 4.2:** Distributions isotopiques des résidus de spallation  $^{56}\text{Fe} + p$  à 1000 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux de l'oxygène. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points.

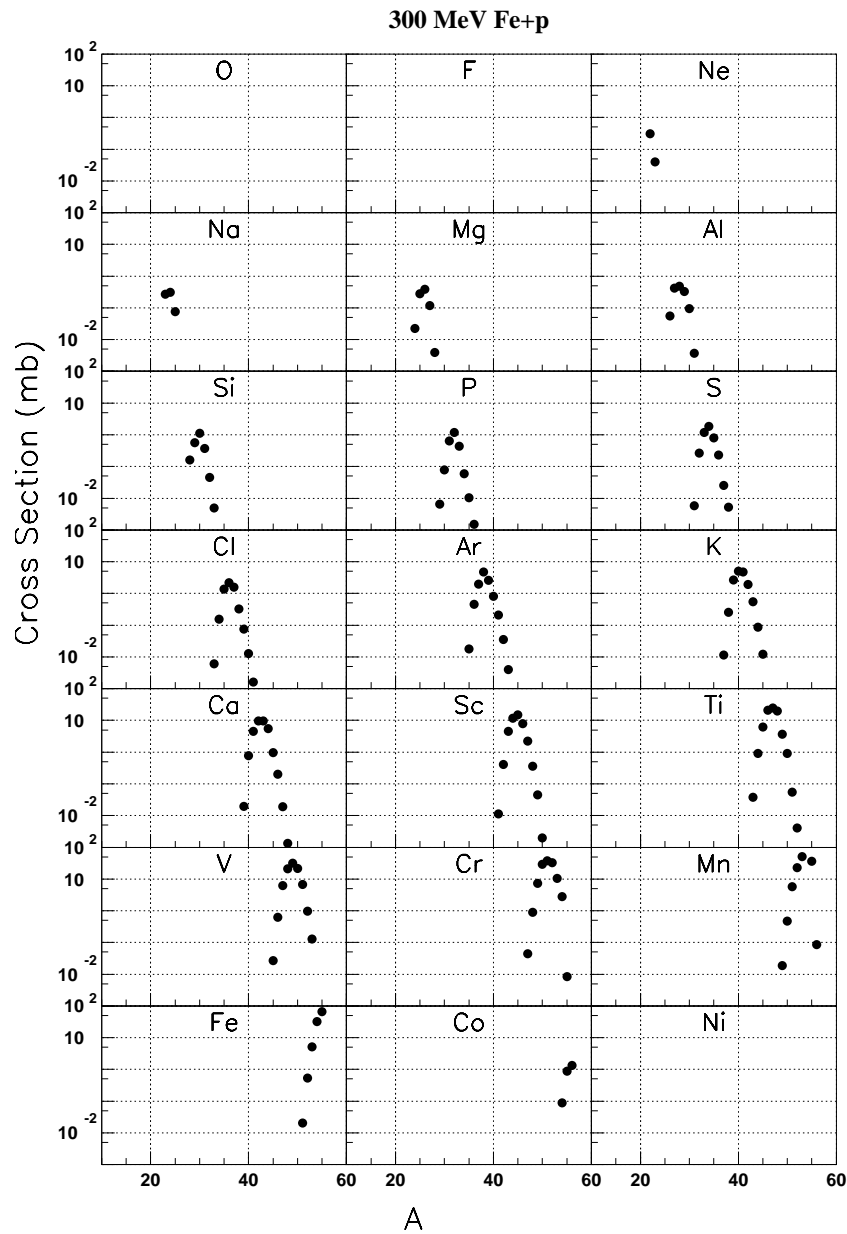




**Fig. 4.3:** Distributions isotopiques des résidus de spallation  $^{56}\text{Fe}+p$  à 750 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux de l'oxygène. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points.



**Fig. 4.4:** Distributions isotopiques des résidus de spallation  $^{56}\text{Fe}+p$  à 500 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux du néon. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points.

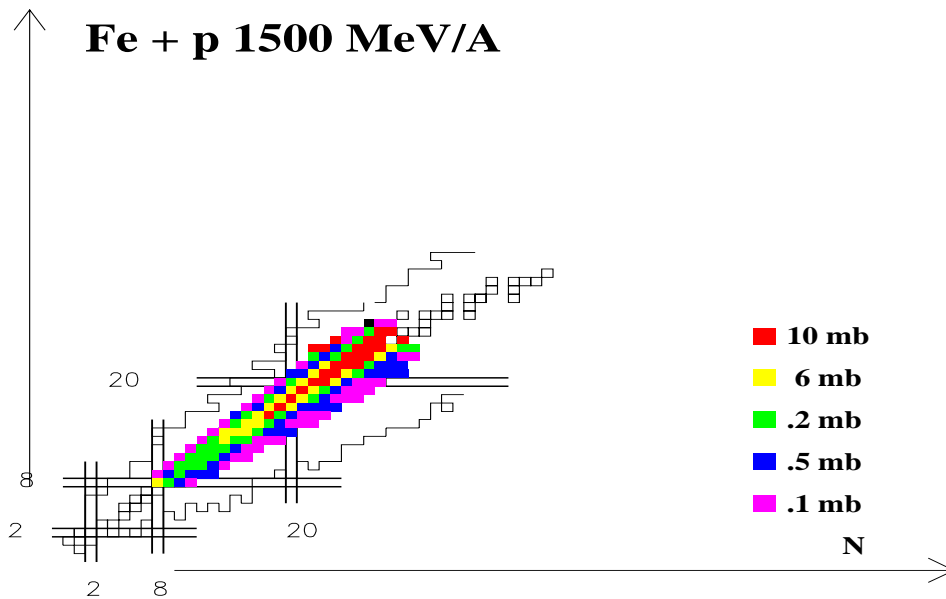


**Fig. 4.5:** Distributions isotopiques des résidus de spallation  $^{56}\text{Fe}+p$  à 300 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux du néon. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points.

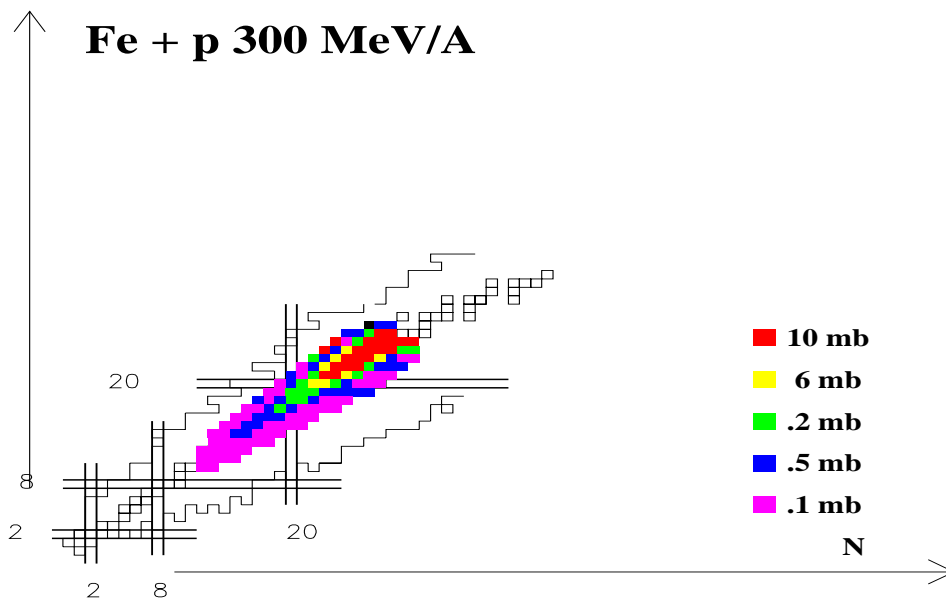
Sur les figures 4.6 et 4.7 on montre une vue d'ensemble de tous les noyaux résiduels produits dans la réaction  $^{56}\text{Fe} + p$  à 1500 et 300 MeV/A respectivement. Essentiellement, les noyaux résiduels produits sont les mêmes quelque soit l'énergie du faisceau de Fe. La différence principale réside dans le fait qu'à haute énergie les noyaux légers sont produits avec une section efficace plus grande qu'à basse énergie. En revanche, les noyaux résiduels avec une masse proche de celle du projectile sont moins produits à haute énergie du faisceau qu'à basse. Cet effet est très visible sur la figure 4.13 où on montre la distribution en masse des résidus pour les 5 énergies du faisceau de fer. Ceci est facilement compréhensible car pour une grande énergie du projectile, l'énergie d'excitation qui reste dans le pré-fragment après thermalisation est en général plus grande. Lorsque le pré-fragment a beaucoup d'énergie d'excitation il va évaporer plus de particules laissant plus de résidus légers. La section efficace totale de réaction reste, en revanche très peu dépendante de l'énergie dans ce domaine.

Les noyaux résiduels produits se situent des deux côtés de la vallée de stabilité mais avec le maximum de leur distribution du côté déficient en neutrons. En règle générale, on peut dire par l'observation des distributions isotopiques qu'elles ont une forme en "cloche" asymétrique avec le maximum situé du côté déficient en neutrons de la vallée de stabilité et avec une pente plus abrupte du côté des isotopes pauvres en neutrons.

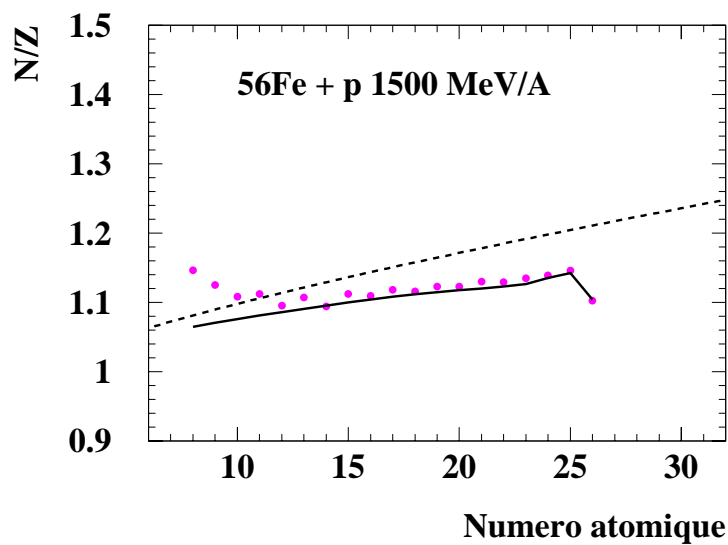
Sur les figures 4.8- 4.12 on montre les résultats expérimentales pour les cinq énergies (cercles) du rapport N/Z du maximum de chaque courbe isotopique par rapport à la charge de l'élément. Comme on peut le voir, ce rapport est situé sur le couloir des résidus (qui est paramétrisé par la ligne continue d'après la formule EPAX [82] ) pour les résidus proches de la masse du projectile. En revanche, il devient plus grand que celui attendu dans le couloir des résidus quand on regarde les résiduels les plus légers produits, car il se situe plutôt dans la vallée de stabilité (paramétrisée par la ligne pointillée) et même au-delà du côté des noyaux riches en neutrons. Cette tendance à s'éloigner de la ligne paramétrisant le couloir des résidus est plus importante quand l'énergie du faisceau incident considéré est plus faible.



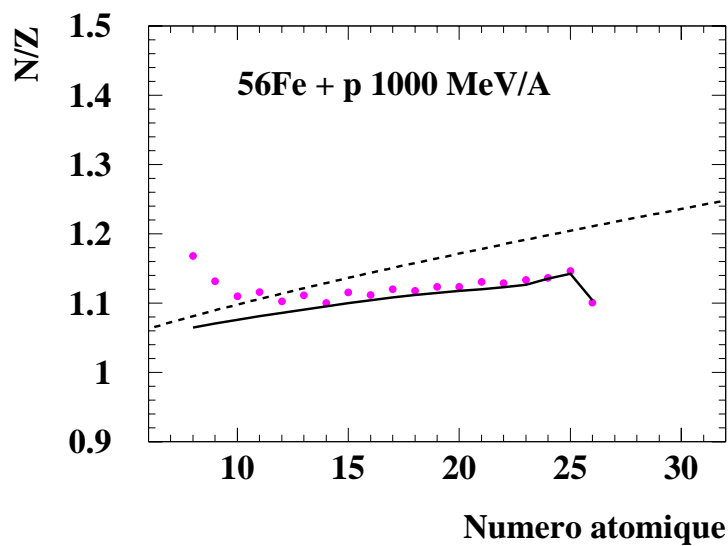
**Fig. 4.6:** Production totale des résidus de spallation mesurés dans ce travail pour la réaction  $^{56}\text{Fe} + p$  à 1500 MeV/A. La vallée de stabilité est représentée par des carrés vides et les nombres magiques correspondants à des couches fermées sont indiqués par un double trait droit.



**Fig. 4.7:** figure équivalente à la figure 4.6 mais pour les résidus détectés à 300 MeV/A.



**Fig. 4.8:** Rapport  $N/Z$  du maximum de chaque courbe isotopique par rapport au nombre de charge de l'élément. La ligne pointillée représente la paramétrisation du couloir de résidus selon la formule EPAX [82] et la ligne continue le rapport  $N/Z$  de la vallée de stabilité. Cette figure correspond aux données expérimentales à 1500 MeV/A.



**Fig. 4.9:** Idem que la figure 4.8 mais avec les données expérimentales à 1000 MeV/A.

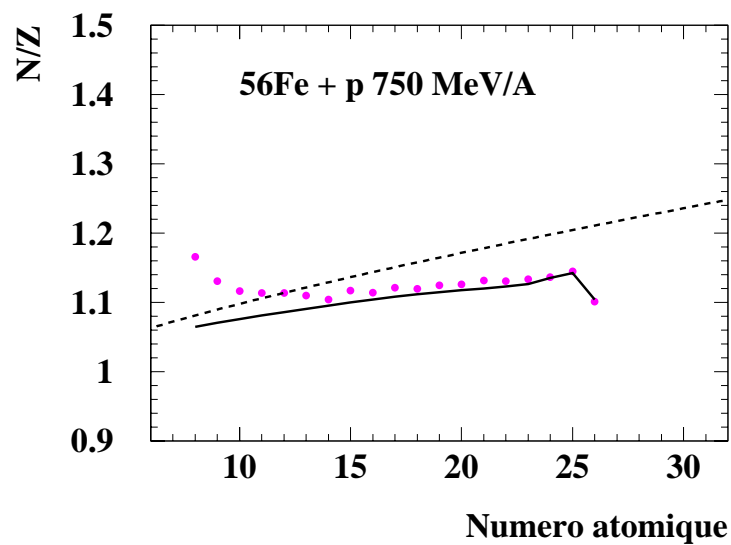


Fig. 4.10: Idem que la figure 4.8 mais avec les données expérimentales à 750 MeV/A.

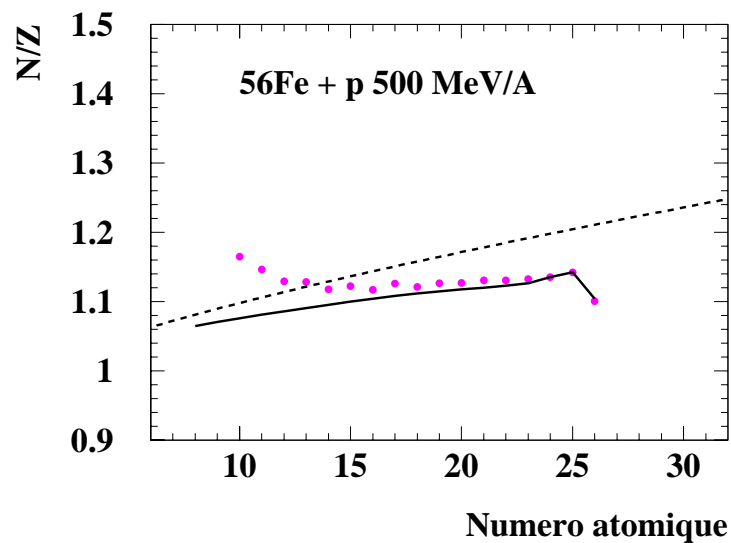


Fig. 4.11: Idem que la figure 4.8 mais avec les données expérimentales à 500 MeV/A.

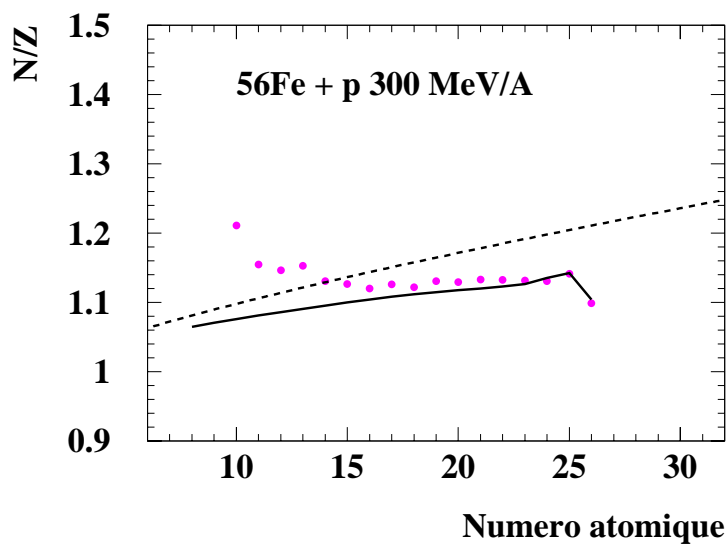


Fig. 4.12: Idem que la figure 4.8 mais avec les données expérimentales à 300 MeV/A.

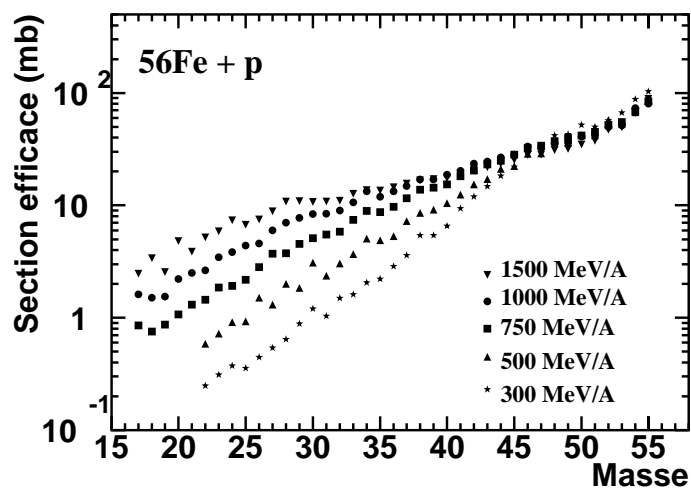


Fig. 4.13: Distribution en masse des résidus de spallation de la réaction  $^{56}\text{Fe} + p$  à 5 énergies différentes du faisceau de fer incident.



## 4.2 Les résultats expérimentaux : propriétés cinématiques

### 4.2.1 les vitesses expérimentales

Comme nous l'avons déjà expliqué dans les chapitres précédents, avec notre méthode expérimentale on a accès au module de la vitesse de chacun des noyaux résiduels. Dans notre analyse, on remonte à la vitesse longitudinale qu'avait le résidu au moment de sa création (en tenant compte de la perte d'énergie dans la demi cible) et on représente cette valeur dans le référentiel du projectile au repos, comme nous l'avons expliqué au chapitre concernant la méthode d'analyse.

À partir de ces distributions on peut obtenir la valeur moyenne de la vitesse longitudinale de recul et la largeur de cette distribution. Les valeurs expérimentales sont présentées à la fin de ce travail dans l'annexe B. Les distributions des vitesses expérimentales sont bien représentées par une forme gaussienne ce qui va nous aider à reconstruire les distributions incomplètes (voir figure 3.9). Rappelons que pour celles-ci la vitesse de recul moyenne a été fixée à partir des isotopes du même élément avec des masses  $\pm 1$  la masse du noyau considéré. On obtient alors la largeur par ajustement avec les données.

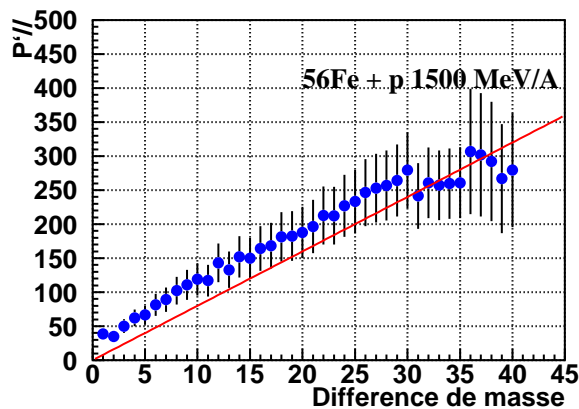
En ce qui concerne l'incertitude sur la valeur moyenne de la vitesse des résidus, elle a été calculée à partir de l'erreur sur l'ajustement gaussien et en tenant compte des erreurs introduits par les facteurs de normalisation des différents settings composant la distribution ainsi que de l'incertitude introduite par le fait de ne pas connaître exactement la position de création du résidu dans la cible (quelques per mille). Les erreurs finales comprises entre 15 et 30% ou 35 % quand on ajuste la vitesse moyenne pour les isotopes le plus extrêmes dans chaque courbe isotopique (ceux qui ont été produits avec une section efficace de l'ordre de  $10^{-2} - 10^{-3}$  mb) car leurs distributions ne sont pas très bien définies. En fait, on s'intéresse surtout au comportement de ces valeurs en fonction de la masse du noyau résiduel. On fait pour cela une moyenne pondérée par la section efficace de production pour tous les noyaux ayant la même masse et ces isotopes moins bien mesurés joueront donc peu dans la valeur des énergies cinétiques en fonction de la masse.

Au chapitre 1 nous avons présenté le paramètre proposé par Morrissey [36],  $P'_{\parallel}$  qui vise à donner la valeur de l'impulsion des résidus de spallation créés par évaporation du pré-fragment indépendamment de l'énergie du faisceau incident (pour la définition de cette variable, voir équation 1.7). On peut transformer nos données de vitesses (en cm/ns) pour obtenir  $P'_{\parallel}$  (en MeV/c) en utilisant la vitesse du faisceau. Morrissey prédit une relation linéaire entre la variable  $P'_{\parallel}$  et la différence de masse entre le résidu et le noyau incident :  $P'_{\parallel} = 8 \times \Delta A$ . Les résultats expérimentales obtenus sont montrés pour les cinq énergies sur les figures 4.14, 4.15, 4.16, 4.17 et 4.18 comparés à cette prédiction.

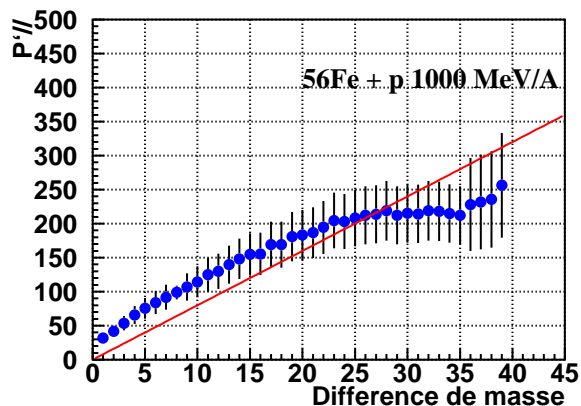
Ces résultats montrent que la relation est croissante et linéaire avec la différence de masse entre le résidu et le projectile mais avec une pente un peu moins forte que celle prédite par Morrissey jusqu'à  $\Delta A \approx 25$ . Puis, quand on regarde les noyaux résiduels produits les plus légers, il existe une sorte de saturation de l'impulsion de recul à des vitesses plus petites que celles prédites par Morrissey. En fait, à part à la plus grande énergie 1,5 GeV/A, pour

laquelle la relation linéaire est assez correcte, une dépendance du genre  $P'_{\parallel} = 37\sqrt{\Delta A}$  serait plus proche de nos données.

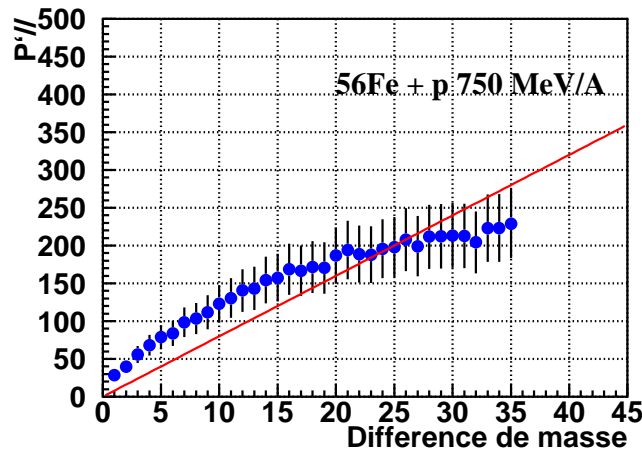
Cet effet pourrait être encore un indice que les noyaux les plus légers sont formés aussi par un mécanisme plus complexe qu'une simple évaporation.



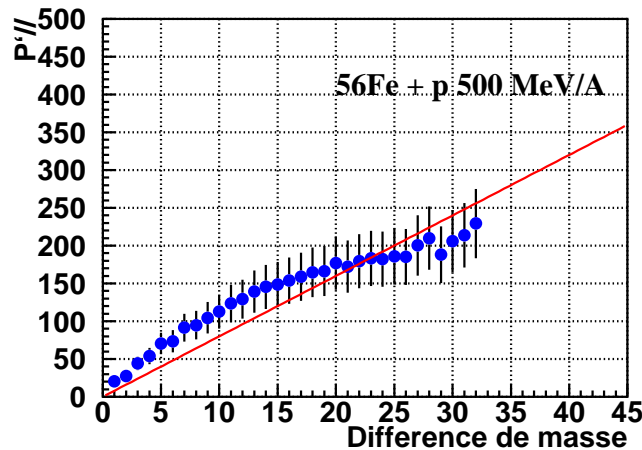
**Fig. 4.14:** Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite  $P'_{\parallel}$  en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à  $1500 \text{ MeV/A}$



**Fig. 4.15:** Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite  $P'_{\parallel}$  en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à  $1000 \text{ MeV/A}$

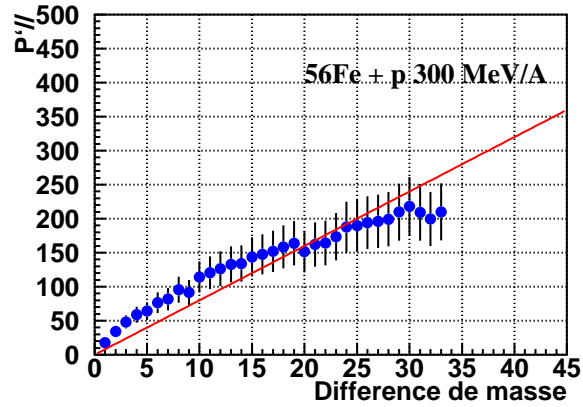


**Fig. 4.16:** Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite  $P'_{||}$  en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à 750 MeV/A



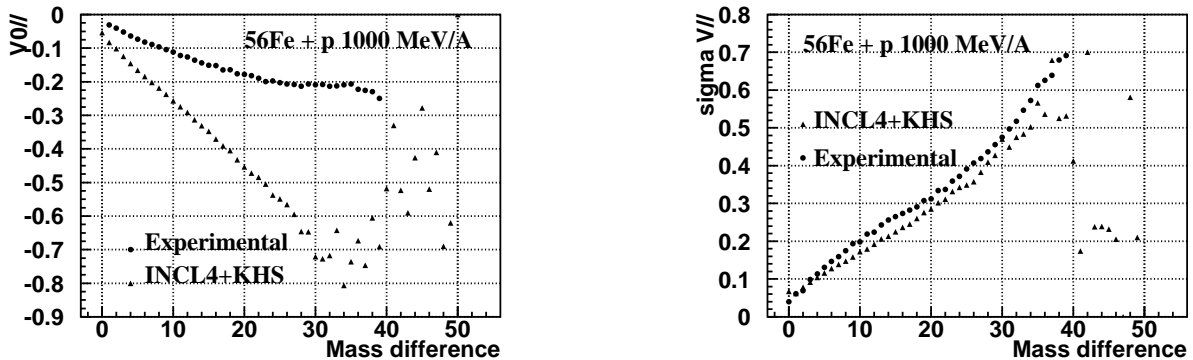
**Fig. 4.17:** Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite  $P'_{||}$  en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à 500 MeV/A

Nous pouvons aussi comparer les vitesses expérimentales avec les résultats prévus par le code INCL4. Sur la figure ci-dessous, gauche on montre la comparaison entre les vitesses expérimentales de recul en  $cm/ns$  à 1000 MeV et celles données par INCL4. Comme on peut observer la différence est très importante et agmente avec la perte de masse du fragment. La même comparaison avait été aussi réalisé avec les données du  $Pb$  et on observait déjà une grande différence mais a peu près constante quelque elle était la masse du résidu [55].



**Fig. 4.18:** Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite  $P'_{||}$  en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à 300 MeV/A

Sur la figure de droite on voit la comparaison des largeurs des distributions de vitesse, dans ce cas, l'accord avec le code est beaucoup meilleur si bien on constate une différence de normalisation générale. Dans ces deux figures, les derniers points de INCL4 ne sont pas à prendre en compte car sa valeur est produit d'une manque de statistique. Comme on le verra dans la suite, pour les applications on utilise souvent l'énergie cinétique des résidus et pas leur vitesse. Dans ce cas, les valeurs des codes sont beaucoup plus proches des résultats expérimentaux car l'influence de la largeur dans le calcul de l'énergie cinétique est trois fois plus grande que celle de la vitesse de recul (voir equation 5.6).



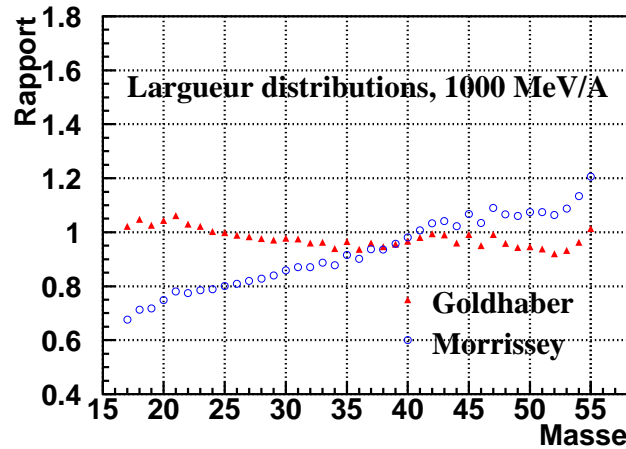
**Fig. 4.19:** A gauche vitesses expérimentales de recul en  $cm/ns$  comparées au résultat donné par le code de cascade INCL4. A droite comparaison des largeurs expérimentales et celle de INCL4.

## 4.2.2 Comparaison des largeurs des distributions avec les prédictions de Goldhaber et Morrissey

L'autre paramètre cinématique que l'on peut obtenir expérimentalement est la largeur de la distribution en vitesse des résidus. Il est d'une grande importance car, entre autres choses, il est utilisé pour le calcul du facteur de transmission des noyaux à travers le FRS qui est fondamental pour obtenir les sections efficaces de production.

Comme il a déjà été expliqué au chapitre 1, il existe une prédiction de la valeur de ces largeurs donnée par Goldhaber [38] ( voir l'équation 1.9). Cette largeur prédite par Goldhaber se réfère à la largeur de la distribution en vitesse que doit avoir le pré-fragment avant de commencer à évaporer. A l'opposé, Morrissey propose une systématique qui prend en compte l'élargissement qui va se produire dans les distributions de vitesses comme conséquence de la phase d'évaporation (voir équation 1.10).

Sur la figure 4.20 on représente le rapport entre la largeur expérimentale et celle prédite par Goldhaber (triangles) ou celle de Morrissey (cercles vides). Dans le cas de la formule de Goldhaber, le facteur  $\frac{p_F}{\sqrt{5}}$  est pris égal à 103 MeV/c qui correspond à une valeur standard de 230 MeV/c pour l'impulsion de Fermi  $p_F$  des nucléons dans le noyau.



**Fig. 4.20:** Rapport entre la valeur de la largeur de la distribution en vitesse expérimentale (moyenne pondérée par la section efficace) et la valeur prédite par Goldhaber (triangles) et Morrissey (cercles vides).

On peut observer que la systématique de Morrissey surestime la valeur des largeurs pour les noyaux très légers et elle sous-estime la largeur pour les noyaux proche du projectile. En revanche, la prédiction de Goldhaber est en bon accord avec l'ensemble des noyaux résiduels. L'exemple qui a été montré dans ces figures correspond aux résidus détectés à 1 GeV/A, mais cette conclusion est la même pour toutes les énergies du faisceau incident.

### 4.3 Comparaison aux mesures en cinématique inverse de Webber *et al.*

Dès 1990, W. R. Webber et collaborateurs [11, 12, 13] ont entrepris des mesures en cinématique inverse auprès de l'accélérateur Saturne (CEA, Saclay) afin d'obtenir des sections efficaces des noyaux résultant des réactions entre plusieurs types de faisceaux légers avec des cibles d'hydrogène, helium ou carbone. Ils ont utilisé, en particulier, un faisceau de  $^{56}\text{Fe}$  qui a été accéléré à plusieurs énergies allant de 330 à 1615 MeV/A.

Les noyaux résiduels étaient détectés dans un télescope formé par trois modules : un module pour l'identification de la charge, un deuxième module pour une identification isotopique et un troisième module de fragments. Dans la plupart des mesures publiées uniquement le premier module fut utilisé. Il était formé par deux scintillateurs  $\text{CaF}_2$  de 1,20 et 1,50  $\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur respectivement, un compteur Cerenkov et un troisième scintillateur en  $\text{CaF}_2$  de 2,20  $\text{g}/\text{cm}^2$ . Ce module donnait la mesure de la charge de la particule sortant de la cible. Une des avantages de ce dispositif expérimental était sa grande acceptance angulaire car, placé juste derrière la cible, le module d'identification en charge couvrait  $14^\circ$  assurant ainsi la détection de la totalité des fragments sortant de la cible.

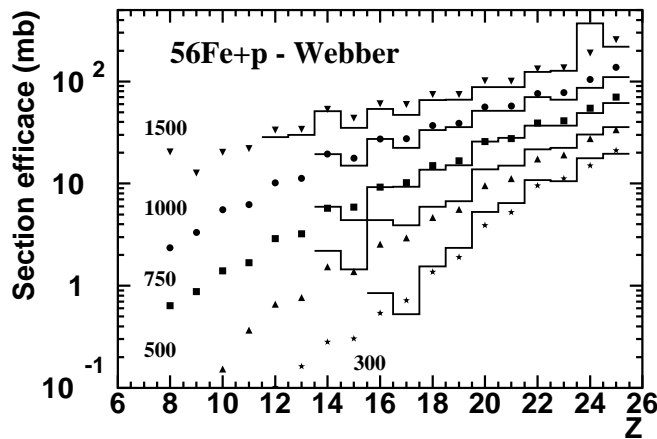
Lors des premières mesures réalisées en 1990 [11, 12] les sections efficaces des noyaux résiduels sur cible d'hydrogène furent calculées à partir d'une soustraction  $\text{CH}_2 - \text{C}$ . Néanmoins, en 1993-94, au laboratoire national de SATURNE [14, 15], une cible d'hydrogène liquide de  $1,52 \pm 0,01 \text{ g}/\text{cm}^2$  fût utilisée. Les résultats des deux expériences ont été comparés et il en résulte un bon accord allant de 3% à 15% suffisant pour les applications en astrophysique auxquelles ces mesures étaient destinées.

Du fait de la relativement grande épaisseur de la cible d'hydrogène, les corrections de réactions secondaires deviennent importantes. Ces corrections ont été calculées soit à l'aide des sections efficaces de production des résidus obtenues dans l'expérience soit à l'aide du calcul réalisé avec la formule paramétrique du même auteur qui a été présentée au chapitre 1. Dans certains cas, ces corrections dues aux réactions secondaires peuvent être de l'ordre de 15%.

Sur la figure 4.21 est montrée la comparaison de nos résultats expérimentaux avec les distributions en charge de Webber et collaborateurs. Pour ce faire, nous avons effectué la somme de nos sections efficaces isotopiques pour tous les isotopes du même élément. Afin de représenter sur la même figure d'une manière visible les résultats des cinq énergies disponibles on a dû multiplier les résultats par un facteur d'échelle : 2 à 1500 MeV/A, 0,5 à 750 MeV/A, 0,25 à 500 MeV/A et 0,125 à 300 MeV/A. Nos résultats expérimentaux sont comparés aux mesures de Webber et collaborateurs qui ont été effectuées à des énergies proches de celle de notre expérience : 1512, 1086, 724, 520 et 330 MeV/A.

Comme il peut être vu sur la figure, l'accord entre les mesures de Webber *et al* et nos résultats expérimentaux est très bon. La différence entre ces données peut être chiffrée autour de 10% pour les plus hautes énergies : 1500, 1000 et 750 MeV/A. Cette différence est très faible si l'on tient compte des incertitudes dans les deux mesures (les incertitudes des mesures de Webber et collaborateurs varient entre 1,5 et 20%). En revanche, dans le cas des résultats

à 500 et 300 MeV/A la différence est un peu plus grande (en moyenne, autour de 30% pour 500 MeV/A et de 20% pour 300 MeV/A). Il faut ajouter à cela que la différence augmente avec le  $\Delta Z$  considéré à ces énergies. Cet effet pourrait faire penser au problème de calcul de la transmission qui a été trouvé pour ces deux énergies dans notre expérience. Néanmoins il faut aussi tenir compte du fait que pour les faibles énergies les corrections en réactions secondaires de Webber et collaborateurs sont plus importantes et peuvent augmenter l'erreur sur leur mesure. D'un autre côté, on remarque sur cette figure que avec notre méthode expérimentale, basée sur l'utilisation du spectromètre FRS, on a accès à un grand nombre d'éléments résiduels qui n'ont pas pu être détectés avec la procédure utilisée par Webber et ses collaborateurs. Ceci peut expliquer, comme on le verra dans la suite, le fait que la formule paramétrique de Webber donne des bons résultats pour les éléments auxquels Webber a accès mais montre d'importantes différences avec nos résidus plus légers. Remarquons aussi que le résultat de Webber pour  $Z = 24$  à 1512 MeV/A semble suspect par continuité en  $Z$  et en énergie.

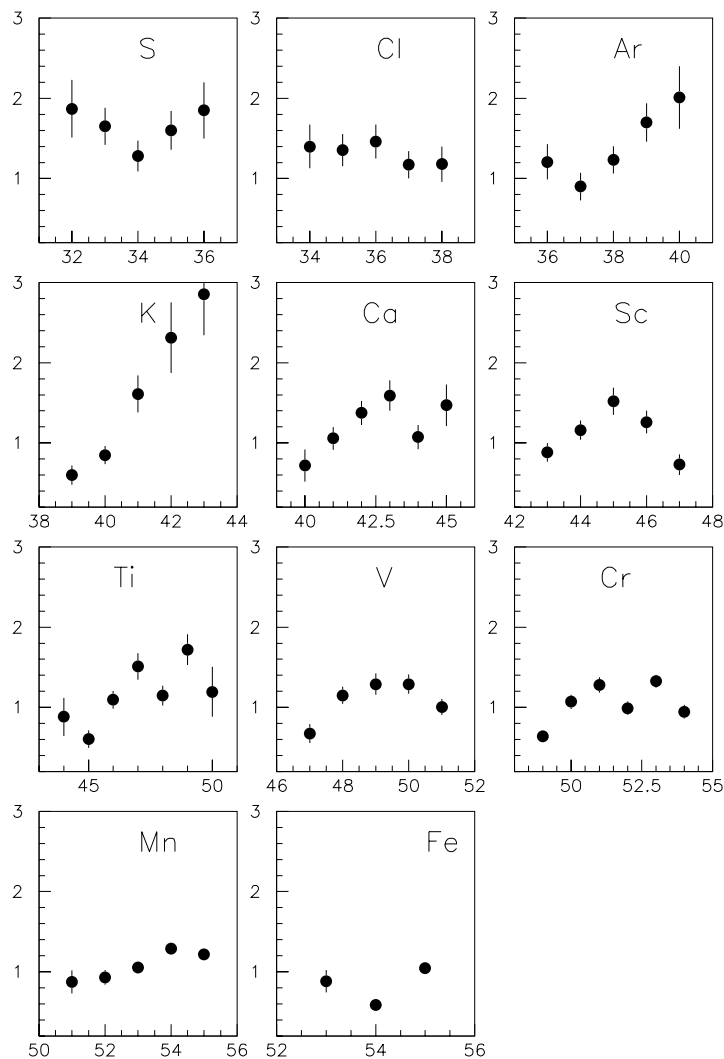


**Fig. 4.21:** Distribution en charge des noyaux résiduels. Nos résultats expérimentaux (points) sont comparés aux mesures expérimentales en cinématique inverse de Webber et collaborateurs (histogrammes) [11, 12, 14]. Excepté les résultats à 1000 MeV/A, les résultats pour les autres énergies ont été multipliés par un facteur d'échelle pour une meilleure visibilité sur la figure. La comparaison a été effectuée avec les mesures de Webber et collaborateurs à des énergies proches de celles de notre expérience : 1512, 1086, 724, 520 et 330 MeV/A.

Pour une des énergies du faisceau incident de fer, 573 MeV/A, Webber et collaborateurs [13, 15] obtiennent des sections efficaces isotopiques des résidus de spallation. Pour cette expérience les autres deux modules du télescope sont utilisés. L'identification isotopique est réalisée en utilisant un compteur Cerenkov X et trois modules de perte d'énergie E1, E2 et E3. Pour ceci il est nécessaire que les noyaux s'arrêtent dans le détecteur. Le module des fragments qui est composé d'un scintillateur en NE 102 sert à s'assurer que le

fragment principal s'est bien arrêté dans le module d'identification isotopique et à identifier la charge des fragments les plus légers qui rentrent dans ce module. Dans ces données, deux corrections importantes ont été prises en compte : les réactions secondaires qui ont pu se produire dans les détecteurs et les réactions secondaires dans la cible.

Le résultat final est montré sur la figure 4.22. Seulement 4 ou 5 isotopes du Mn au S sont disponibles. Ces mesures de Webber et collaborateurs sont comparées à nos résultats expérimentaux à 500 MeV/A. Les différences pour certains isotopes peuvent être considérables et peuvent ne pas être compatibles avec les erreurs sur les deux mesures. Il faut néanmoins se rappeler que l'on compare des mesures avec 73 MeV de différence pour le faisceau incident. Ceci est important surtout pour les noyaux d'une masse loin de celle du fer.



**Fig. 4.22:** Rapport entre l'expérience de Webber à 573 MeV/A et notre mesure à 500 MeV/A en fonction du nombre de masse du noyau résiduel.



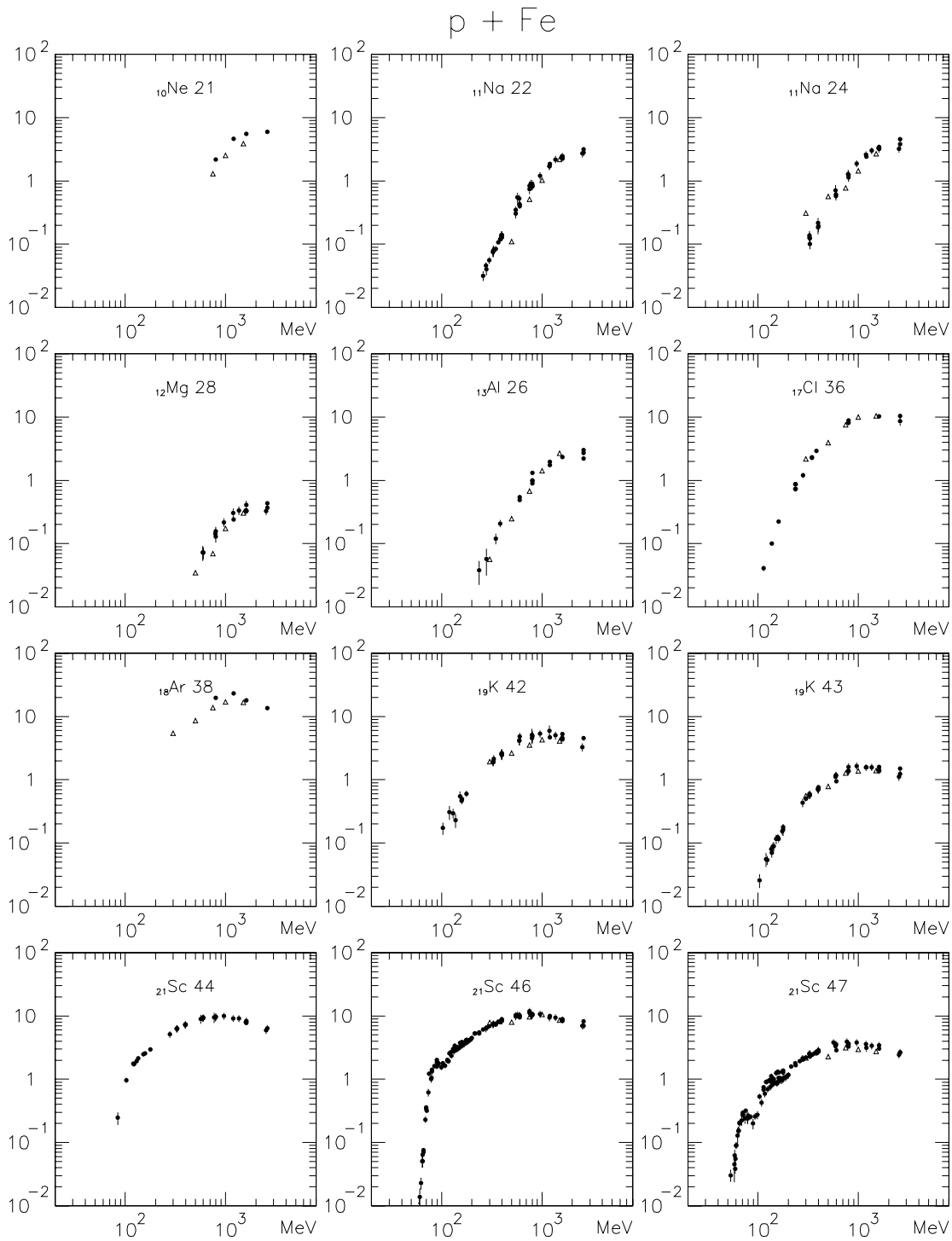
## 4.4 Comparaison aux mesures en cinématique directe

Certains de nos résultats expérimentaux peuvent être comparés aux mesures que Rolf Michel et ses collaborateurs ont réalisé durant des nombreuses campagnes depuis le début des années 80 [10, 95, 96, 97, 98, 99, 100]. Ces mesures ont été effectuées en cinématique directe par irradiation de cibles solides. Les noyaux résiduels résultant de la réaction de spallation n'ont pas suffisamment d'énergie cinétique pour sortir de la cible et être détectés en vol comme c'est le cas en cinématique inverse. Les mesures de section efficace de résidus de spallation ont été faites par spectroscopie gamma et spectrométrie de masse.

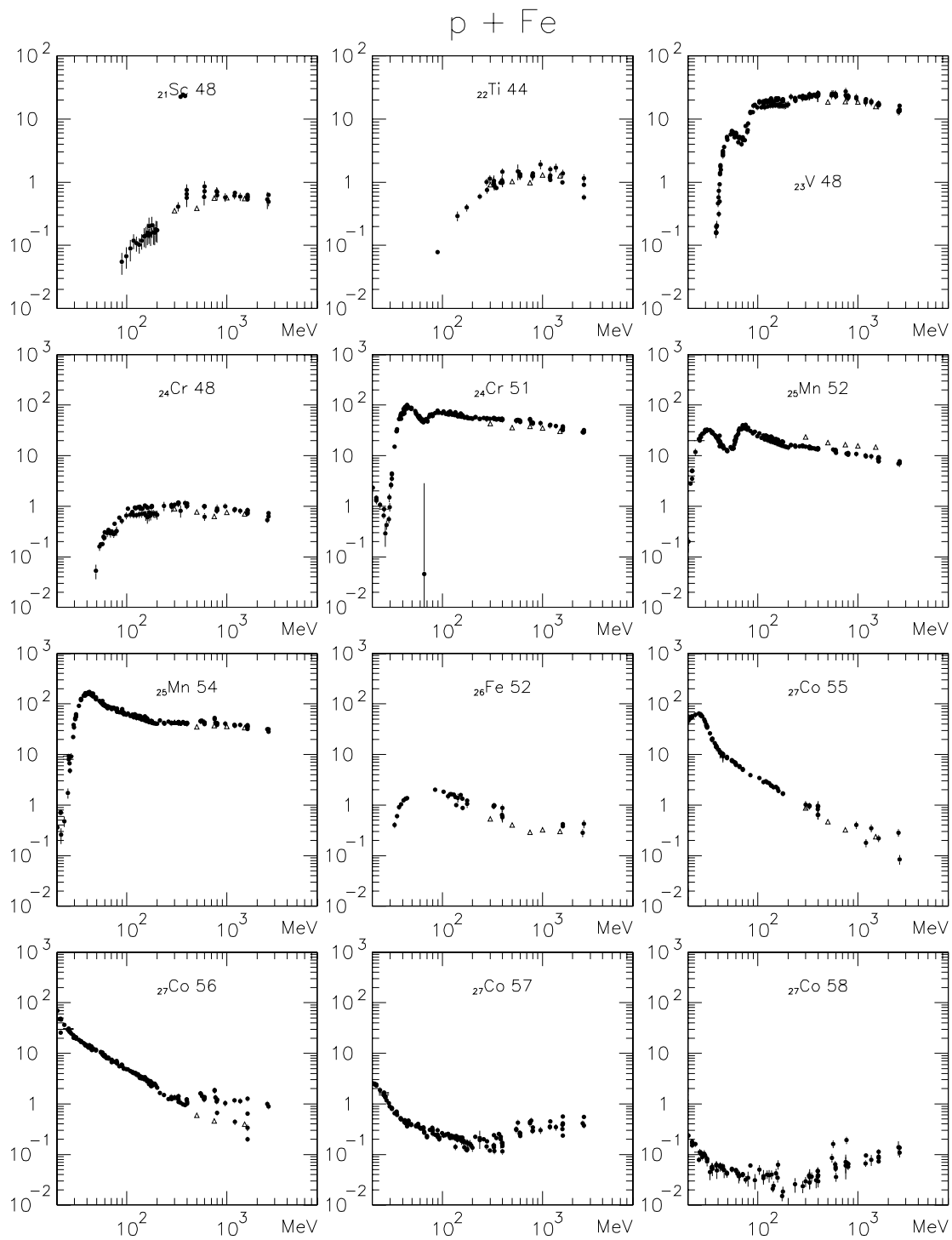
Avec cette méthode les noyaux sont détectés après décroissance radioactive et, de plus, les noyaux produits stables ou à vie courte ne peuvent pas être mesurés. En revanche, l'avantage principal de cette méthode réside dans le fait que la mesure est beaucoup plus légère et les accélérateurs de protons sont plus nombreux avec une gamme en énergie d'accélération plus large que celle des accélérateurs de noyaux lourds nécessaires en cinématique inverse. C'est ainsi que ces mesures ont été réalisées pour de nombreuses cibles (Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zr, Rh, Nb, Ba, Au, C, N, Sr, Y, etc...) utilisant plusieurs accélérateurs de protons ce qui permet de montrer la répétitivité et la consistance de ces mesures. Pour un même noyau résiduel, les mesures résultant de toutes les campagnes couvrent une très grande plage en énergie du faisceau incident (de quelques dizaines de MeV à 2,6 GeV) ce qui permet de donner la fonction d'excitation de chaque résidu.

Les mesures réalisées par Michel et collaborateurs se divisent en noyaux résiduels *indépendants* et *cumulés*. Les noyaux *indépendants* sont ceux pour lesquels tous les possibles "parents" (noyaux qui décroissent vers cette espèce) ont un temps de décroissance tel qu'ils n'ont pas pu nourrir la production de l'espèce mesurée. Le rayonnement gamma mesuré est alors proportionnel à la production de ce noyau créé uniquement par spallation. Pour les noyaux *indépendants*, nos résultats sont donc directement comparables à ceux de Michel. En revanche, en ce qui concerne les noyaux dits *cumulés*, la section efficace donnée par Michel et collaborateurs tient compte du fait qu'il existe des noyaux, dits "pères", avec une courte période qui ont décréû vers le noyau considéré en augmentant sa production détectée. Ainsi, pour les noyaux *cumulés* on doit additionner nos sections efficaces le long de la chaîne de décroissance radioactive conduisant au résidu considéré. Toutefois, il existe des cas dans lesquels nous ne disposons pas de la section efficace de production de l'ensemble de noyaux composant cette chaîne de décroissance. Dans de tels cas, notre mesure systématique de tous les isotopes d'une section efficace minimal nous permet d'effectuer la sommation des noyaux parents et de vérifier que les parents non mesurés ne peuvent affecter notre estimation de la section efficace d'un noyau cumulé. On obtient ainsi une section efficace comparable à celle donnée par Michel et collaborateurs.

Sur les figures 4.23 et 4.24 on montre l'ensemble des fonctions d'excitation (section efficace de production du résidu en fonction de l'énergie du faisceau incident) pour tous les noyaux comparables avec les données de Michel *et al.*. Les points sont les résultats obtenus par Michel et collaborateurs et les triangles correspondent à nos 5 mesures pour ce noyau. Comme on peut le voir dans la figure, nos résultats s'inscrivent très bien dans la dépendance en énergie tracée par les mesures de Michel. De plus, dans le cas de la comparaison des sections efficaces pour des énergies communes aux deux expériences, si l'on tient compte des incertitudes dans les deux mesures, les résultats sont pour la plupart compatibles.



**Fig. 4.23:** Comparaison des mesures de Michel et collaborateurs [10, 95, 96, 97, 98, 99, 100] (points) avec nos résultats expérimentaux (triangles) par rapport à l'énergie du faisceau incident.



**Fig. 4.24:** Comparaison des mesures de Michel et collaborateurs [10, 95, 96, 97, 98, 99, 100] (points) avec nos résultats expérimentaux (triangles) par rapport à l'énergie du faisceau incident.

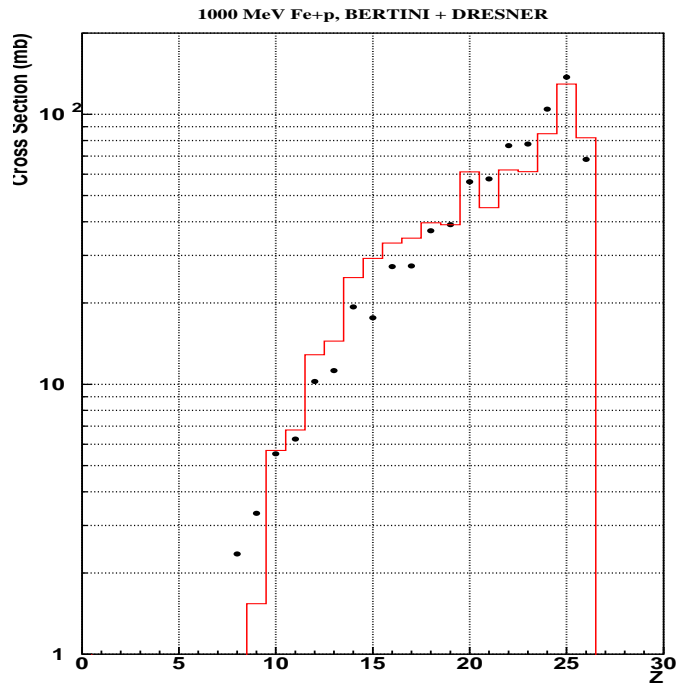
## 4.5 Comparaison aux modèles

L'objectif de cette partie est de montrer les résultats de calculs de sections efficaces des résidus de spallation  $p + {}^{56}\text{Fe}$  effectués grâce à des codes de cascade intra-nucléaire couplés à des codes d'évaporation statistique. Les résultats obtenus avec des calculs Monte Carlo seront comparés à nos données expérimentales et on essaiera de donner une explication sur les déficiences existantes dans ces modèles pour prédire les résidus des réactions de spallation qui ont lieu entre un proton et un noyau léger le fer.

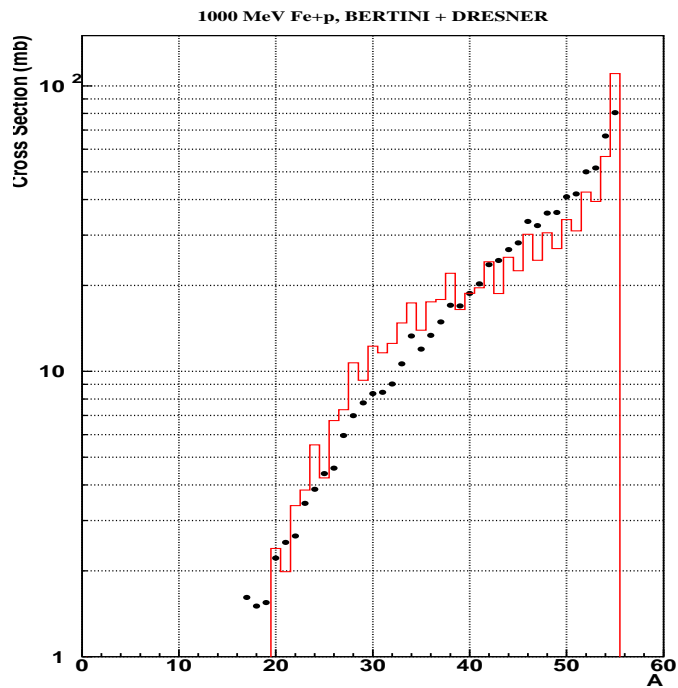
Commençons pour rappeler encore une fois que, afin de décrire une réaction de spallation  $p + \text{noyau}$ , on divise cette réaction en deux phases : la cascade intranucléaire et la désexcitation par évaporation de particules et postérieure désexcitation gamma. Pour décrire la première phase de la réaction il existe plusieurs codes Monte Carlo. Principalement on dispose du code de Bertini, le code ISABEL et le code de Cugnon INCL [52, 53, 54] avec ces améliorations récentes, INCL4 [55]. Les différences de conception de la cascade entre ces deux codes ont été expliqués au chapitre 1.

Nous montrons, tout d'abord, la comparaison de nos résultats expérimentaux avec les prévisions de la section efficace des résidus donnée par le code de cascade BERTINI suivi du code de désexcitation DRESNER. Le code de BERTINI et celui de DRESNER constituent, chacun dans son domaine (cascade ou désexcitation), un des premiers modèles disponibles pour calculer des sections efficaces de résidus de spallation. Ceci fait qu'ils ont été abondamment utilisés au sein de la communauté scientifique, et plus encore dans le domaine des applications, (par exemple pour les calculs des systèmes hybrides). Il est donc bon de comparer, à la vue de nouvelles données expérimentales, la réponse prédite par ces codes. Les résultats de la comparaison avec les données à 1000 MeV/A d'énergie du faisceau incident de la distribution en charge, la distribution en masse et les courbes isotopiques sont représentés sur les figures 4.25, 4.26 et 4.27 respectivement.

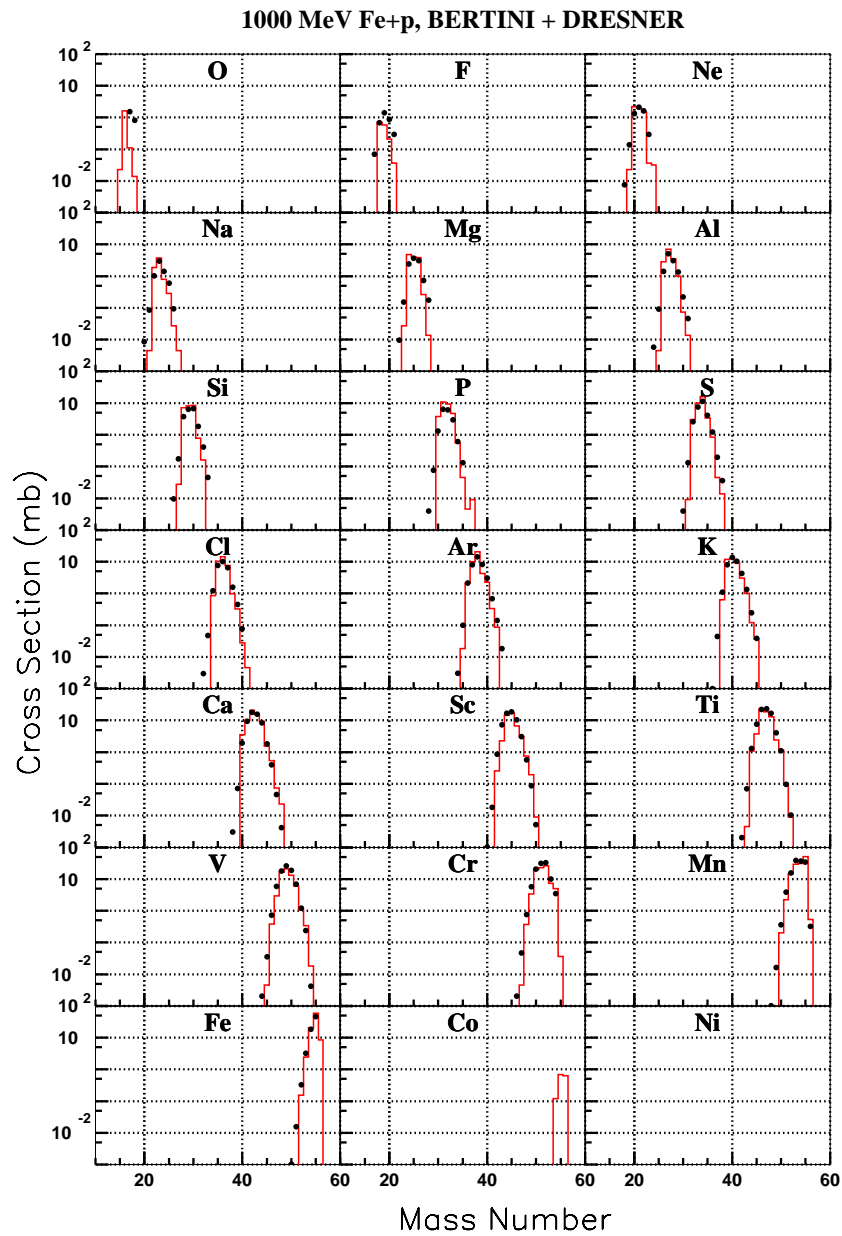
A partir des distributions en charge et en masse des résultats on voit qu'il y a une légère surestimation des noyaux proches en masse de celle du projectile et un excès des noyaux plus légers. A priori ceci peut venir de deux facteurs différents, ou bien l'énergie d'excitation laissée dans le pré-fragment à la fin de la cascade est trop importante, ce qui conduit à trop d'évaporation de particules, ou bien, c'est l'évaporation de particules qui est surestimée. Comme on le verra par la suite, si l'on change le modèle de cascade le résultat est complètement différent. Ceci laisse penser que c'est effectivement la première option : l'énergie d'excitation laissée dans le pré-fragment après la cascade de BERTINI est trop importante. Ce résultat vient confirmer celui obtenu dans le cas des résidus de la réaction  ${}^{208}\text{Pb} + p$  [101] où le code BERTINI donne une distribution en masse des résidus qui surestime les résidus légers. En ce qui concerne les distributions isotopiques (voir figure 4.27) le maximum des courbes et leur largeur semble bien reproduite au contraire, cette fois-ci, du résultat obtenu sur les noyaux résiduels du Pb. Dans ce cas, la combinaison BERTINI + DRESNER prévoyait le maximum des courbes isotopiques centrés sur des noyaux plus riches en neutrons que ceux obtenus expérimentalement. Dans notre cas on obtient un rapport  $N/Z$  au maximum des courbes isotopiques plus grand que celui prédit par le couloir des résidus et qui est plus en accord avec le code de désexcitation de Dresner.



**Fig. 4.25:** Distribution en charge expérimentale comparée à un calcul avec le modèle de BERTINI + DRESNER à 1000 MeV/A



**Fig. 4.26:** Distribution en masse expérimentale comparée à un calcul avec le modèle de BERTINI + DRESNER à 1000 MeV/A



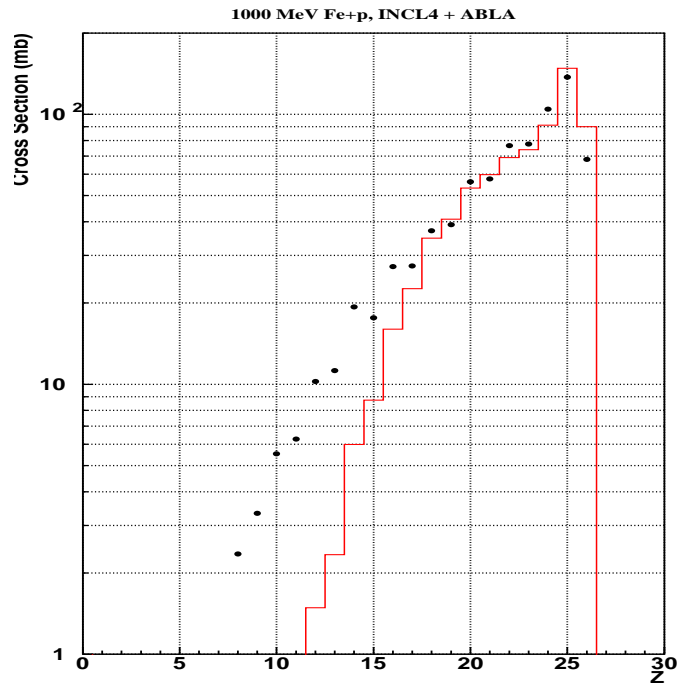
**Fig. 4.27:** Distributions isotopiques expérimentales comparées à un calcul avec le modèle de BERTINI + DRESNER à 1000 MeV/A

Nous présentons, ensuite, le résultat de la comparaison de nos données expérimentales à 1000 MeV/A avec le calcul effectué avec le code de cascade intranucléaire INCL4 suivi du code de désexcitation ABLA. Les distributions en charge, masse et les distributions isotopiques sont montrées sur les courbes 4.28, 4.29 et 4.30 respectivement.

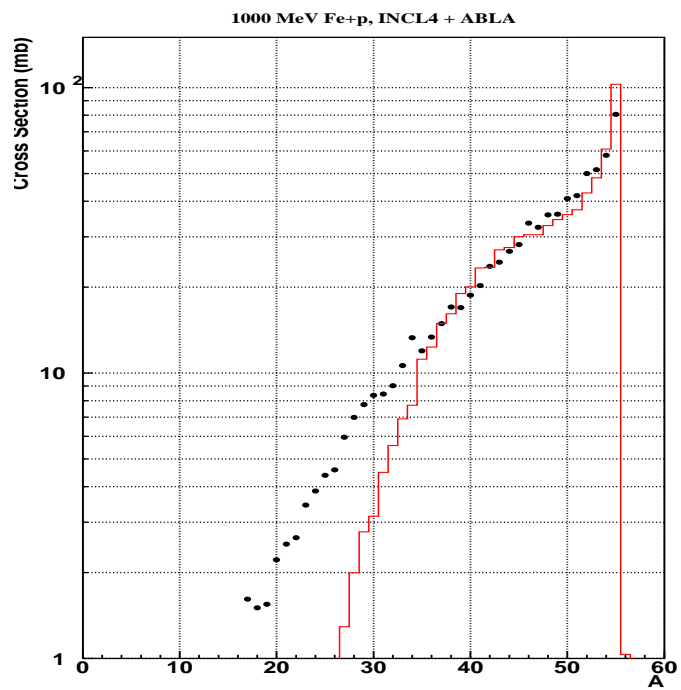
Le code de cascade INCL de J. Cugnon a été amélioré récemment au sein de notre groupe de travail au SPhN ce qui a donné lieu à la version INCL4 qui a été décrite au chapitre 1 [55]. Cette nouvelle version a été comparé à des données expérimentales des résidus de spallation qui ont été obtenues par notre collaboration sur des noyaux lourds comme le  $^{208}\text{Pb}$  [101, 20] ou le  $^{197}\text{Au}$  [21]. Le résultat obtenu sur les résidus d'évaporation montrait une amélioration par rapport aux anciens versions du code et une très bonne reproduction de la section efficace de production des noyaux avec une masse proche de celle du projectile (qui est donnée principalement par le code de cascade car il y a peu des particules évaporées). En revanche, les noyaux résiduels plus légers étaient sous-estimés ce qui peut amener à penser que l'énergie d'excitation laissée dans le préfragment est insuffisante pour rendre compte de l'évaporation nécessaire pour obtenir les sections efficaces de production de ces résidus. Rappelons malgré tout que le code ABLA donne des très bons résultats sur les courbes isotopiques des noyaux lourds [20, 84, 86] et sur la partie fission.

Les conclusions qui peuvent être obtenues à partir de nos données expérimentales sont très semblables à celles obtenues avec les résidues de noyaux lourds. Les sections efficaces de production des noyaux proche de celle du projectile sont, un peu près, bien reproduites, ce qui donne une section efficace totale de réaction proche de notre résultat expérimental car ces résidus sont les plus produits. Néanmoins, les résidus plus légers sont très sous-estimés et l'effet dans la production pair-impair qui peut être vu dans les distributions en charge des résidus est seulement partiellement reproduit.

La comparaison de nos données expérimentales concernant les sections efficaces de production des noyaux résiduels avec les modèles de spallation doit être réalisée avec le résultat du couplage des codes traitant la cascade et la désexcitation du pré-fragment. Ceci fait qu'il est difficile de distinguer les défaillances de chaque partie. Comme on vient de le voir avec les figures montrées, ni le modèle plus largement utilisés (BERTINI + DRESNER) ni le modèle améliorés récemment ne donnent un résultat très satisfaisant. Pour essayer de mieux localiser les déficiences des codes nous allons comparer le résultat du même code de désexcitation (ABLA) précédé par différents codes de cascade (influence du code de cascade) et le même code de cascade (INCL4) couplé à différents codes de désexcitation (influence du code de désexcitation).

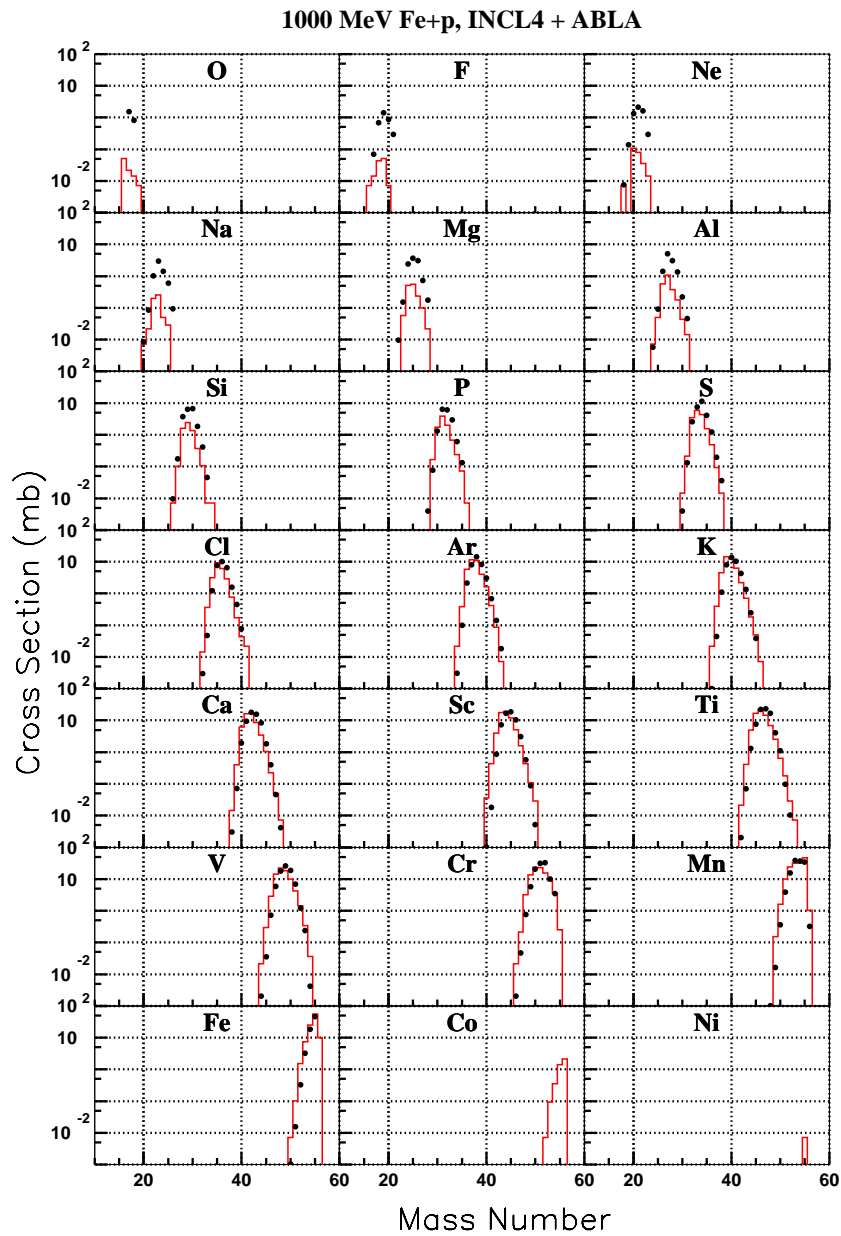


**Fig. 4.28:** Distribution en charge expérimentale comparée au calcul de INCL4 + ABLA à 1000 MeV/A



**Fig. 4.29:** Distribution en masse expérimentale comparée au calcul de INCL4 + ABLA à 1000 MeV/A



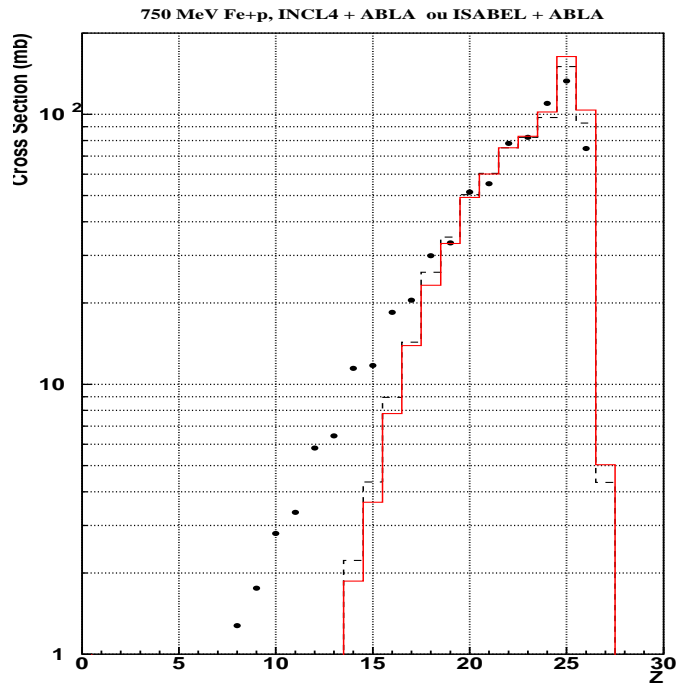


**Fig. 4.30:** Distributions isotopiques INCL4 + ABLA à 1000 MeV/A

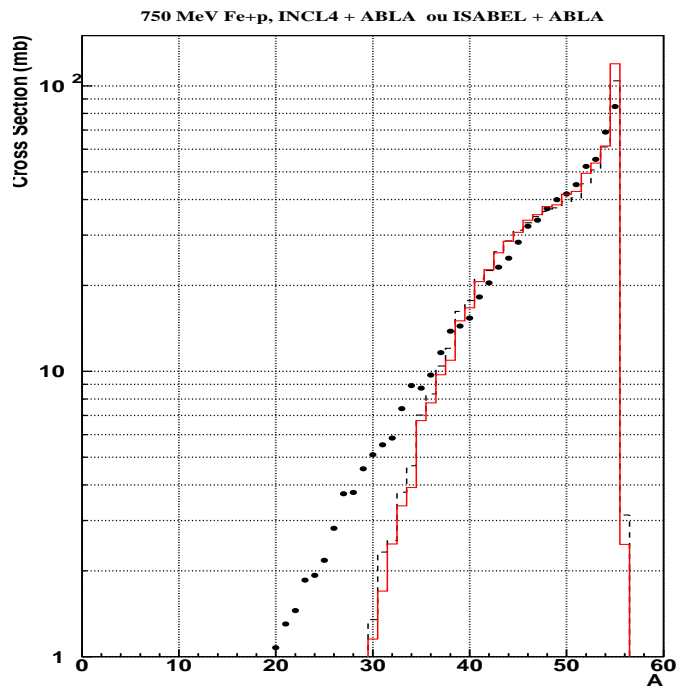
### 4.5.1 Influence du code de cascade

Le modèle de cascade utilisé va déterminer les caractéristiques du pré-fragment (charge  $Z$ , masse  $A$ , énergie d'excitation  $E^*$  et moment angulaire  $J$ ) qui vont être les conditions initiales utilisées dans le modèle d'évaporation que l'on couple au calcul. Afin d'observer l'influence du code décrivant cette première étape, on montre sur les figures 4.31, 4.32, 4.33 le résultat obtenu pour les sections efficaces des résidus  $^{56}\text{Fe} + p$  à 750 MeV/A avec les deux codes de cascade ISABEL (ligne pointillée) et INCL4 (ligne solide) suivis du même code d'évaporation ABLA. Sur la figure 4.31 on montre la distribution en charge des résidus, sur la figure 4.32 la distribution en masse et sur la figure 4.33 les courbes isotopiques. De ces trois figures, sans doute c'est la distribution en masse des fragments qui reflète le mieux la distribution de l'énergie déposée à la fin de la première étape. Elle est un bon test de la capacité prédictive de la cascade.

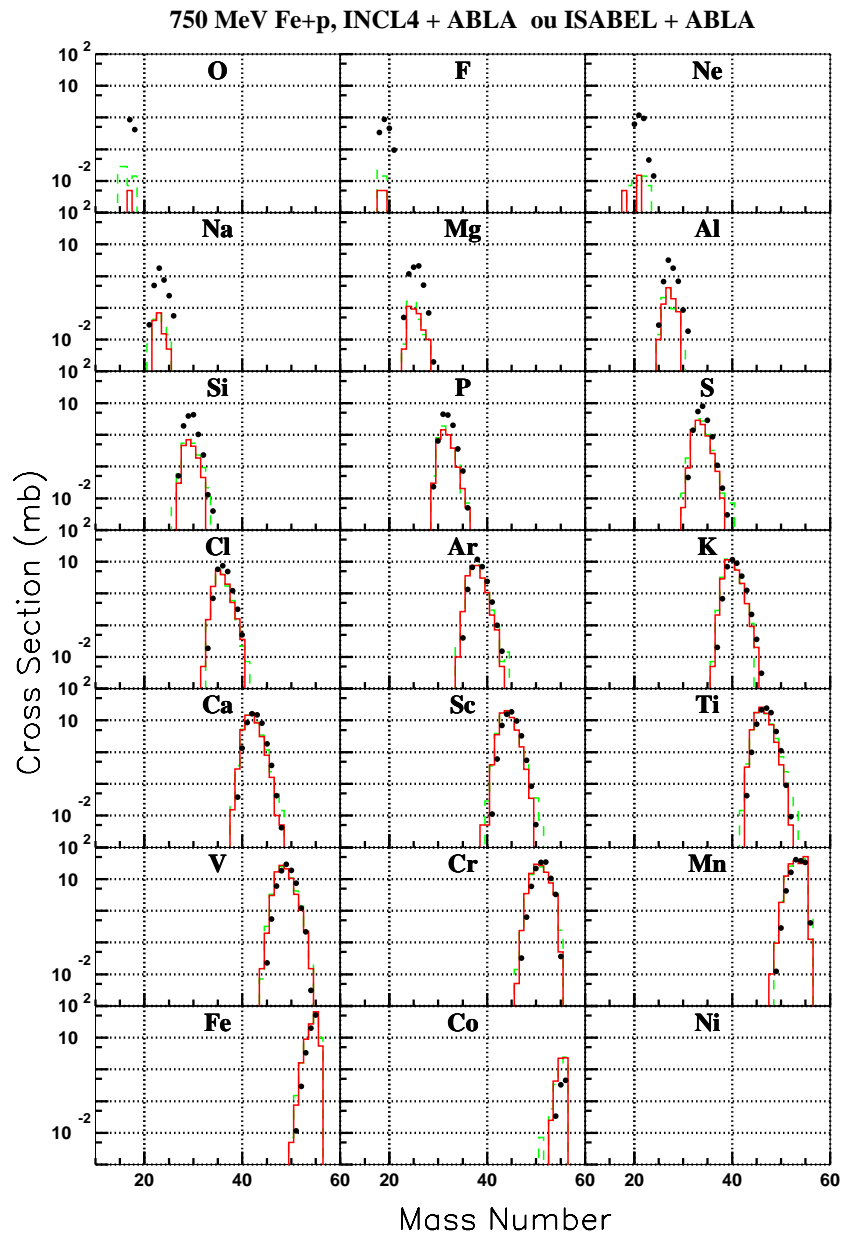
La différence entre les résultats obtenus avec ISABEL ou avec INCL4 est difficile à voir. Aucun des deux modèles ne semble donner le bon point de départ pour rendre compte des sections efficaces de production des résidus légers ( $Z < 16$ ) qui sont largement sous-estimés. Ceci peut venir du fait que, avec aucun des deux modèles de cascade intranucléaire, le pré-fragment ne dispose de l'énergie d'excitation suffisante pour évaporer tous les nucléons nécessaires qui donnent lieu à ces fragments. Mais, il peut encore y avoir un autre facteur si les noyaux plus légers sont produits (aussi par un autre type de processus qui va produire directement ces noyaux légers et très légers comme la multifragmentation ou l'émission de fragments de masse intermédiaires. Il faut, en revanche, remarquer que ces deux cascades donnent une très bonne reproduction (par rapport à celle de Bertini) des distributions en charge et en masse pour les résidus proche du projectile, là où l'évaporation joue très peu.



**Fig. 4.31:** Distribution en charge expérimentale comparée aux calculs de INCL4 + ABLA (ligne continue) et ISABEL + ABLA (ligne pointillée) à 750 MeV/A.



**Fig. 4.32:** Distribution en masse expérimentale comparée aux calculs de INCL4 + ABLA (ligne continue) et ISABEL + ABLA (ligne pointillée) à 750 MeV/A.



**Fig. 4.33:** Distributions isotopiques expérimentales comparées aux calculs de INCL4 + ABLA (ligne continue) et ISABEL + ABLA (ligne pointillée) à 750 MeV/A.

## 4.5.2 Influence du code de désexcitation

La deuxième étape de la réaction de spallation, la désexcitation statistique, va être décrite par un code Monte Carlo qui est couplé après celui décrivant la cascade intranucléaire. Trois de ces codes ont été décrits au chapitre 1 : Le code de DRESNER, le code appelé GEM et le code ABLA de K.-H. Schmidt.

Afin de montrer l'influence de la partie de désexcitation des codes, nous avons comparé les résultats de ces trois modèles d'évaporation couplés avec le même modèle de cascade intranucléaire (INCL4). Sur les figures 4.28, 4.34 et 4.35 on montre la comparaison de la distribution en charge de nos données expérimentales (à 1000 MeV/A d'énergie du faisceau) avec le résultat du code INCL4 + GEM et INCL4 + DRESNER respectivement. Sur les figures 4.36, 4.37, 4.34 et 4.35 nous montrons la comparaison des distributions en masse et charge des résidus et sur les figures 4.38 et 4.39 on fait du même avec les distributions isotopiques.

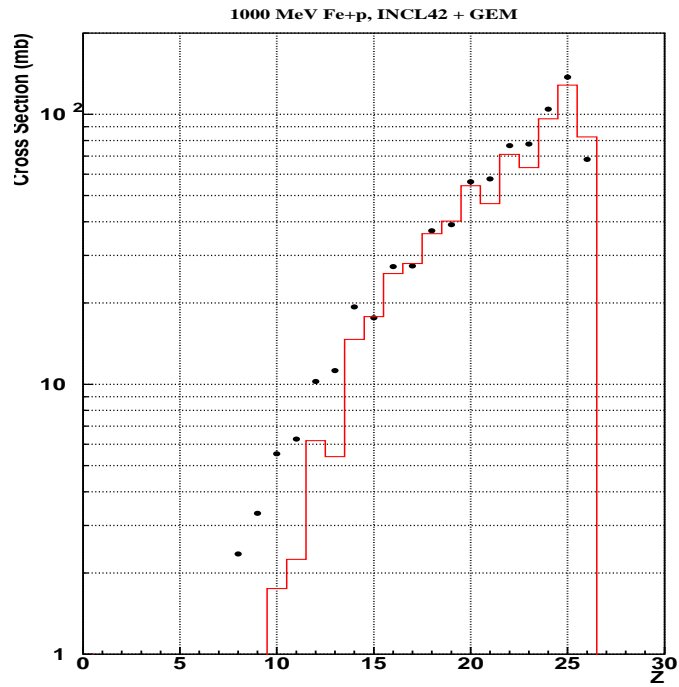
Sur les distributions en charge on peut voir dans les données expérimentales l'effet pair-impair apparaître (les noyaux avec un nombre de charge pair sont plus produits que ceux avec un nombre de charge impair). Cet effet est reproduit, comme on l'a indiqué précédemment, d'une manière faible avec le code de désexcitation ABLA et, au contraire, l'effet prévu par les codes GEM et DRESNER semble un peu trop fort.

La distribution en masse des résidus permet aussi quelques remarques ( voir figures 4.29, 4.36 et 4.37). Le code de désexcitation ABLA, figure 4.29 présente un déficit de production autour de  $A = 50$  et, en revanche, il montre un excès pour les noyaux avec des masses comprises entre  $A=38$  et  $A=45$  tout en sous-estimant les noyaux les plus légers  $A \simeq 30$ . Ceci nous indique que, à partir du pré-fragment laissé par la cascade INCL4, le code ABLA dispose d'une énergie d'excitation suffisante dans la plupart de ces fragments pour évaporer quelques nucléons mais pas suffisante pour arriver à produire les noyaux plus légers. Rappelons ici que ce modèle de désexcitation ne permet que l'évaporation des p, n et des particules  $\alpha$ . Si, ensuite on regarde la figure 4.30 des distributions isotopiques on peut noter que le maximum de ces courbes est prévu par ABLA un peu plus à gauche que le vrai maximum expérimental, c'est à dire, avec un rapport  $N/Z$  un peu plus petit. Ceci tend à montrer que ABLA prévoit une évaporation de neutrons plus grande que celle vue expérimentalement. En effet, comme on l'a déjà signalé dans la section 4.1, le maximum de nos distributions isotopiques se situe sur un rapport  $N/Z$  plus grand que celui prévu dans le couloir des résidus (que ABLA prend en compte), surtout pour les éléments les plus légers.

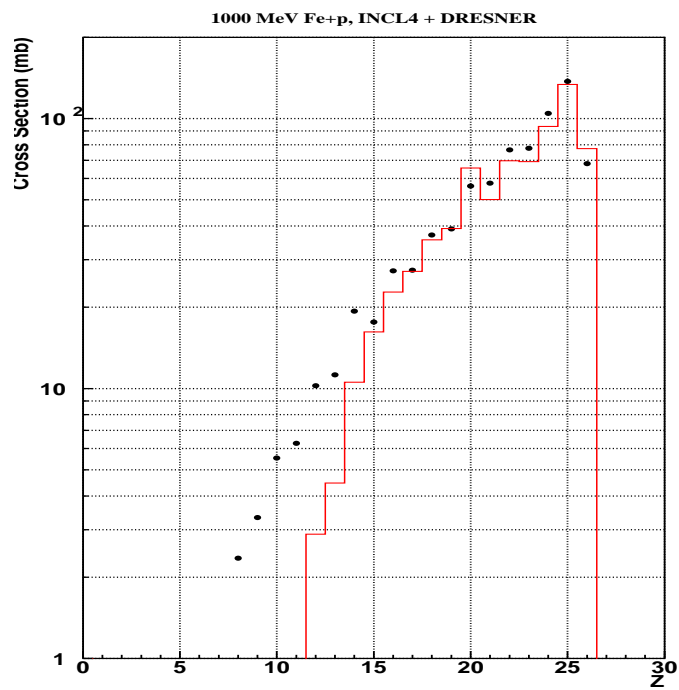
Si l'on regarde la distribution en masse donnée par le code GEM, figure 4.36, on peut voir que, d'un côté qu'il prédit un effet pair-impair beaucoup trop marqué en masses mais, d'un autre côté il rend compte d'un plus grand nombre de sections efficaces (jusqu'à  $A=30$ , approximativement). Néanmoins les noyaux proches du projectile sont un peu sous-estimés. Signalons que le code de désexcitation GEM permet l'évaporation d'un grand nombre de noyaux (tous les noyaux jusqu'au  ${}^{24}Mg$ ) en plus des particules légères. Ceci peut être à l'origine d'une meilleure prédiction des sections efficaces de noyaux intermédiaires à partir de l'évaporation du pré-fragment, expliquant, de même la sous-estimation des noyaux plus lourds. Néanmoins, même une évaporation de noyaux légers n'est pas suffisante pour arriver à décrire les sections efficaces des résidus avec une masse  $A < 30$ . En ce qui concerne les

distributions isotopiques, avec le code GEM, les maxima sont bien reproduits de même que les largeurs, comme on peut le voir sur la figure 4.38.

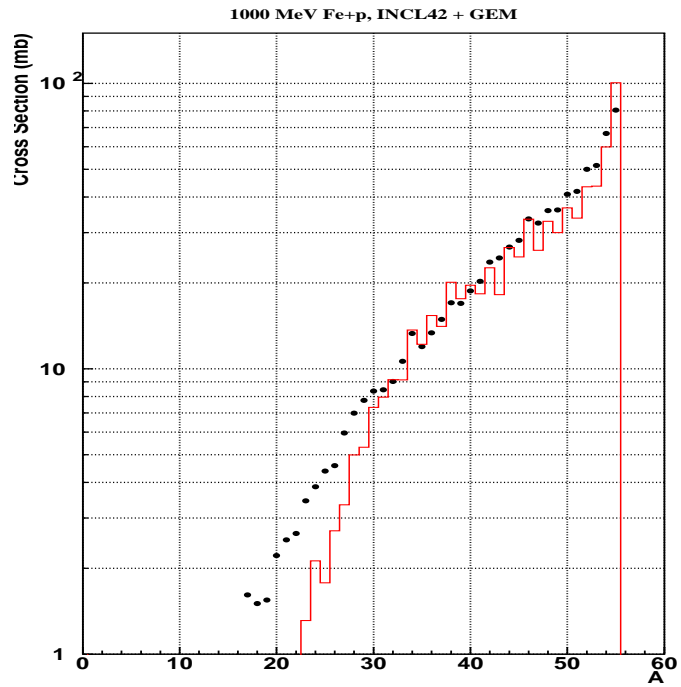
En ce qui concerne le code GEM, on peut vérifier qu'il est bien une version améliorée du code de DRESNER avec l'inclusion de la possibilité d'évaporer des noyaux légers. Ceci explique que les résultats avec les deux codes sont très similaires mais avec une meilleure prédiction des noyaux intermédiaires par le code GEM. Concernant les courbes isotopiques, figure 4.39 le résultat est bon pour la prédiction du maximum de chaque distribution, mais il prévoit une largeur légèrement plus étroite que celle trouvée à partir des données expérimentales.



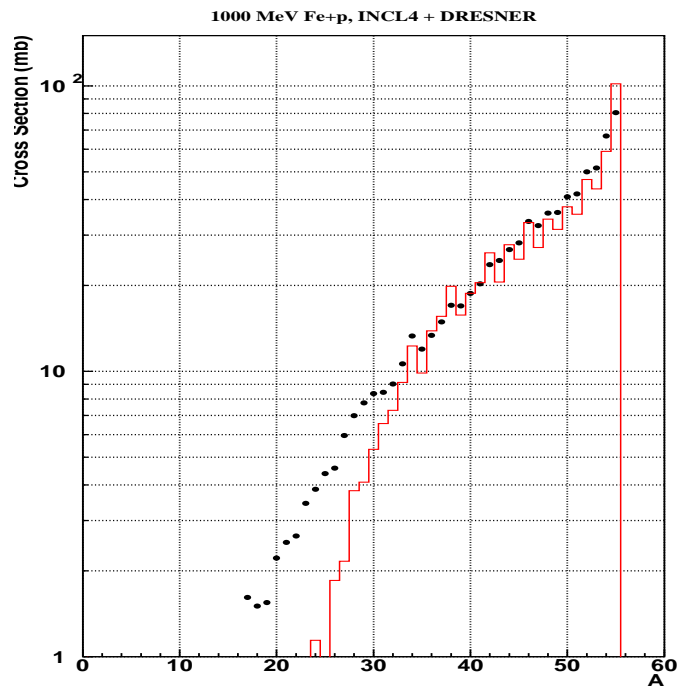
**Fig. 4.34:** Distribution en charge expérimentale comparée au calcul de INCL4 + GEM à 1000 MeV/A



**Fig. 4.35:** Distribution en charge expérimentale comparée au calcul de INCL4 + DRESNER à 1000 MeV/A



**Fig. 4.36:** Distribution en masse expérimentale comparée au calcul de INCL4 + GEM à 1000 MeV/A



**Fig. 4.37:** Distribution en masse expérimentale comparée au calcul de INCL4 + DRESNER à 1000 MeV/A



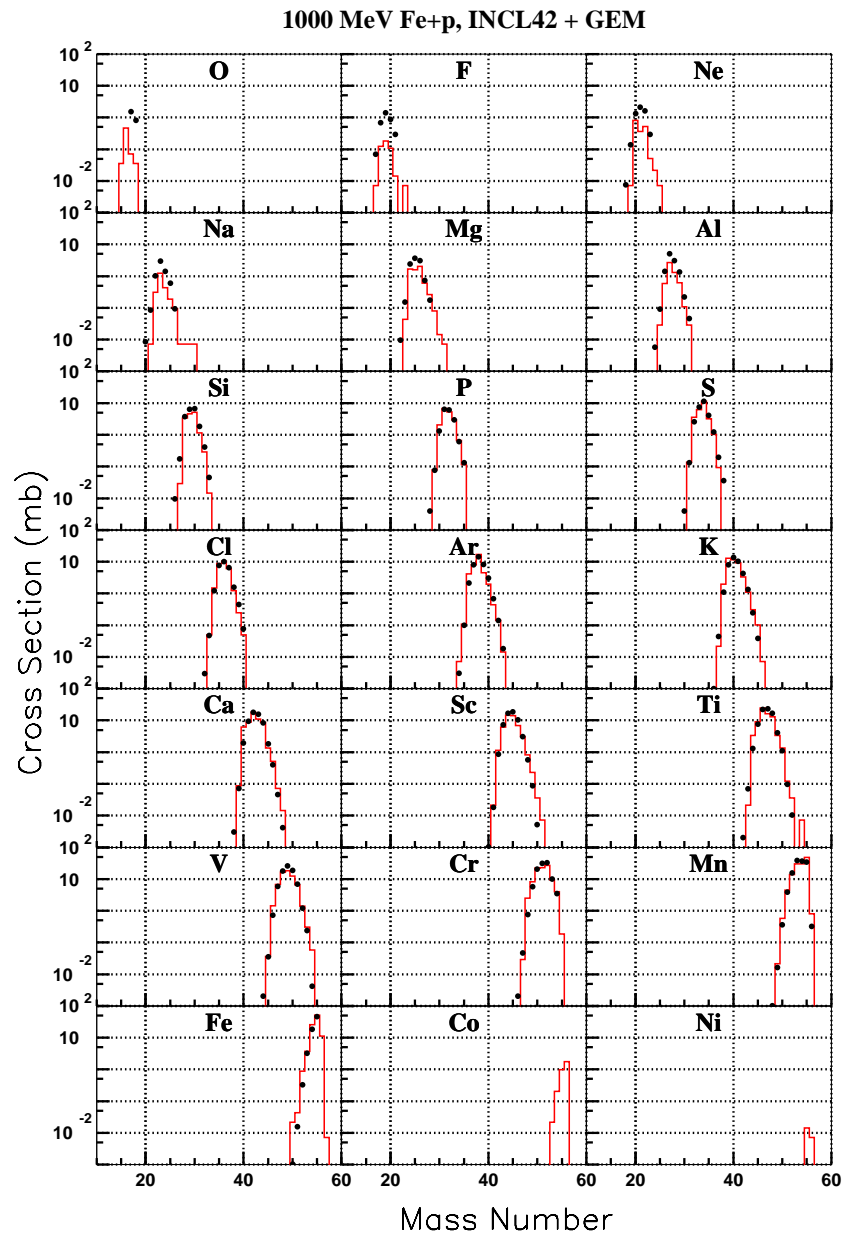


Fig. 4.38: Distributions isotopiques INCL4 + GEM à 1000 MeV/A

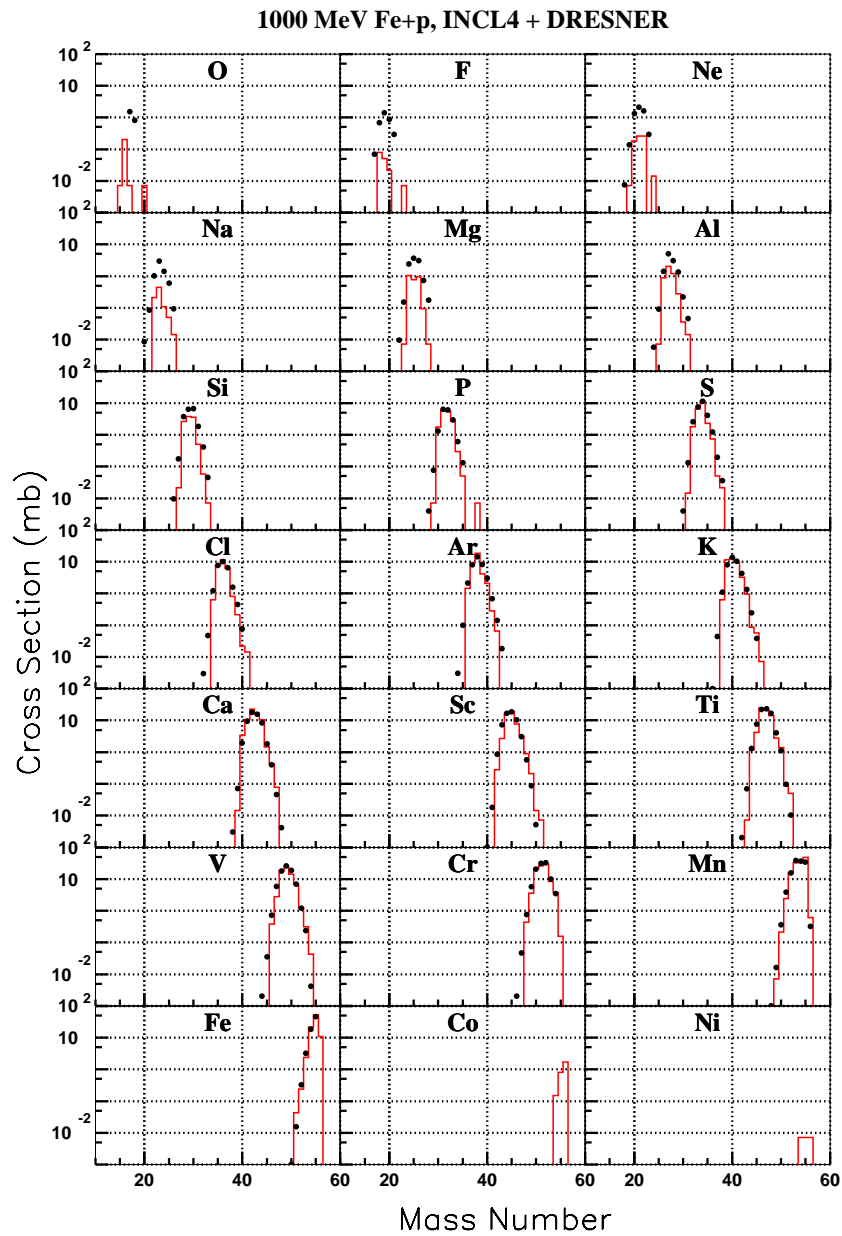


Fig. 4.39: Distributions isotopiques INCL4 + DRESNER à 1000 MeV/A

### 4.5.3 Contribution de la multifragmentation

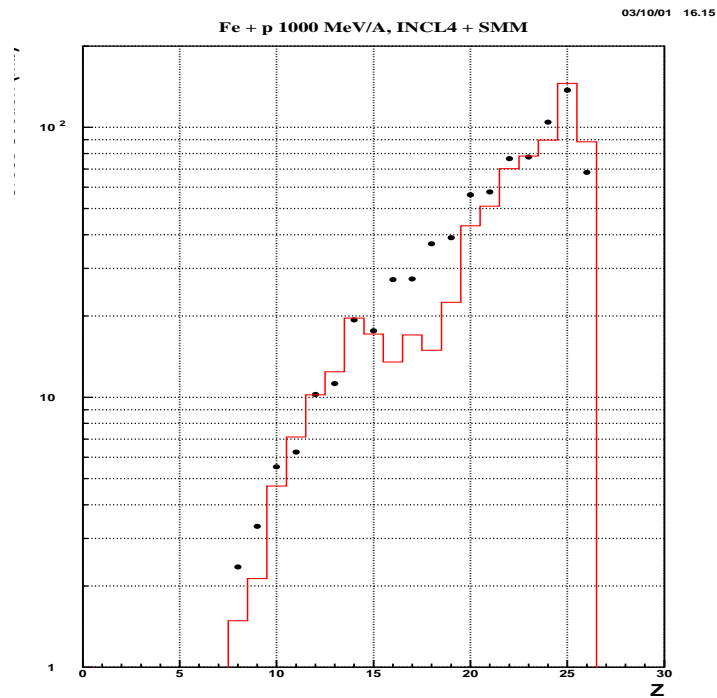
Dans ce chapitre nous avons montré que les données expérimentales ne sont pas bien comprises par les modèles habituels en deux étapes (cascade intranucléaire suivie d'évaporation) en ce qui concerne la production de noyaux de masse intermédiaire et légère.

En effet, d'une part il a été montré sur les figures 4.14 à 4.18, que le rapport  $N/Z$  des maxima des courbes isotopiques se trouve être, dans le cas des résidus légers, plus grand qu'il n'est pas prévu par la formule  $e_{pax}$ . D'autre part, en ce qui concerne les vitesses de recul des résidus intermédiaires et légers on peut observer une saturation avec la différence de masse entre le résidu et le fer qui n'est pas prévue par les modèles de spallation. Et, pour finir, nous avons montré sur la figure 4.20 que la valeur de la largeur des distributions en vitesse obtenue expérimentalement est plus en accord avec le résultat de Goldhaber qu'avec celui de Morrissey. Rappelons que la différence fondamentale entre ces deux prédictions réside dans le fait que Morrissey, contrairement à Goldhaber, prend en compte l'élargissement qui doit se produire sur la largeur de la distribution en vitesse due à l'évaporation des particules durant la désexcitation du préfragment.

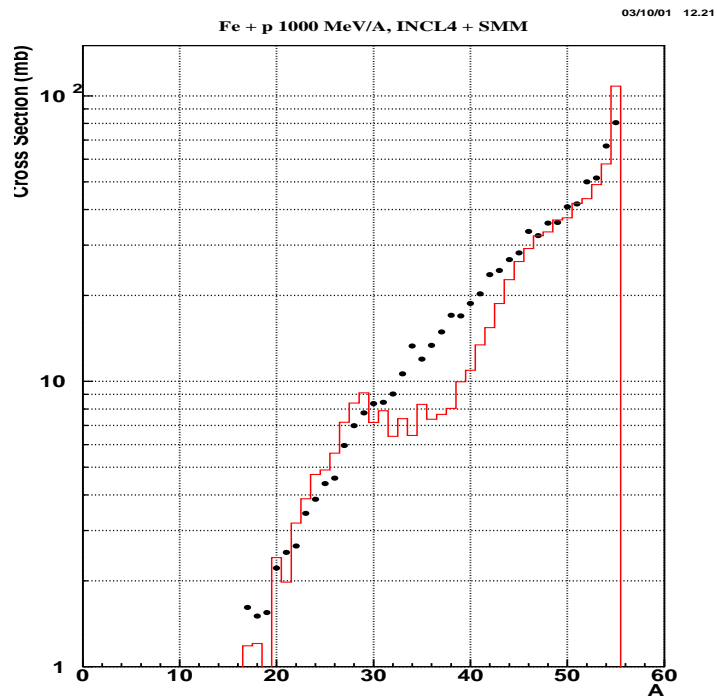
Tous ces indices et le fait que les modèles de spallation utilisés sous-estiment la production des résidus légers conduisent à envisager d'autres mécanismes. C'est le cas d'une multifragmentation qui conserverait le rapport  $N/Z$  du projectile et qui donnerait une plus large production des fragments légers. Ceci pourrait aussi expliquer la saturation de la vitesse de recul pour ces fragments car nous avons montré dans le chapitre 1 que la vitesse du fragment est donnée principalement par la cascade intranucléaire et pas pour la phase de désexcitation. Ainsi, deux fragments qui proviennent d'une multifragmentation du même préfragment doivent avoir la même vitesse de recul que le préfragment et donc plus faible que s'ils étaient produits à l'issue d'une plus longue cascade.

Nous avons donc effectué un calcul qui couple le modèle de cascade INCL4 à un modèle de fragmentation appelé SMM (Statistical Multifragmentation Model *et al* [102]) avec une densité nucléaire initial de  $\rho_0/3$ . Le résultat de ce calcul est montré sur les figures 4.40, 4.41 et 4.42 distribution en charge, en masse et distributions isotopiques respectivement, comparées aux données expérimentales à 1000 MeV/A .

Le résultat est assez décevant car, bien que la section efficace de production des résidus les plus légers soit enfin bien reproduite par le code, elle l'est à cause de la perte en section efficace des résidus intermédiaires. Néanmoins ceci ne signifie pas, à notre avis, que la multifragmentation soit un phénomène à écarter mais plutôt qu'il faut mieux étudier le problème du couplage des deux phases (cascade + multifragmentation). Pour une meilleure information sur ce mécanisme nous recommandons la lecture de l'article P. Napolitani [103]

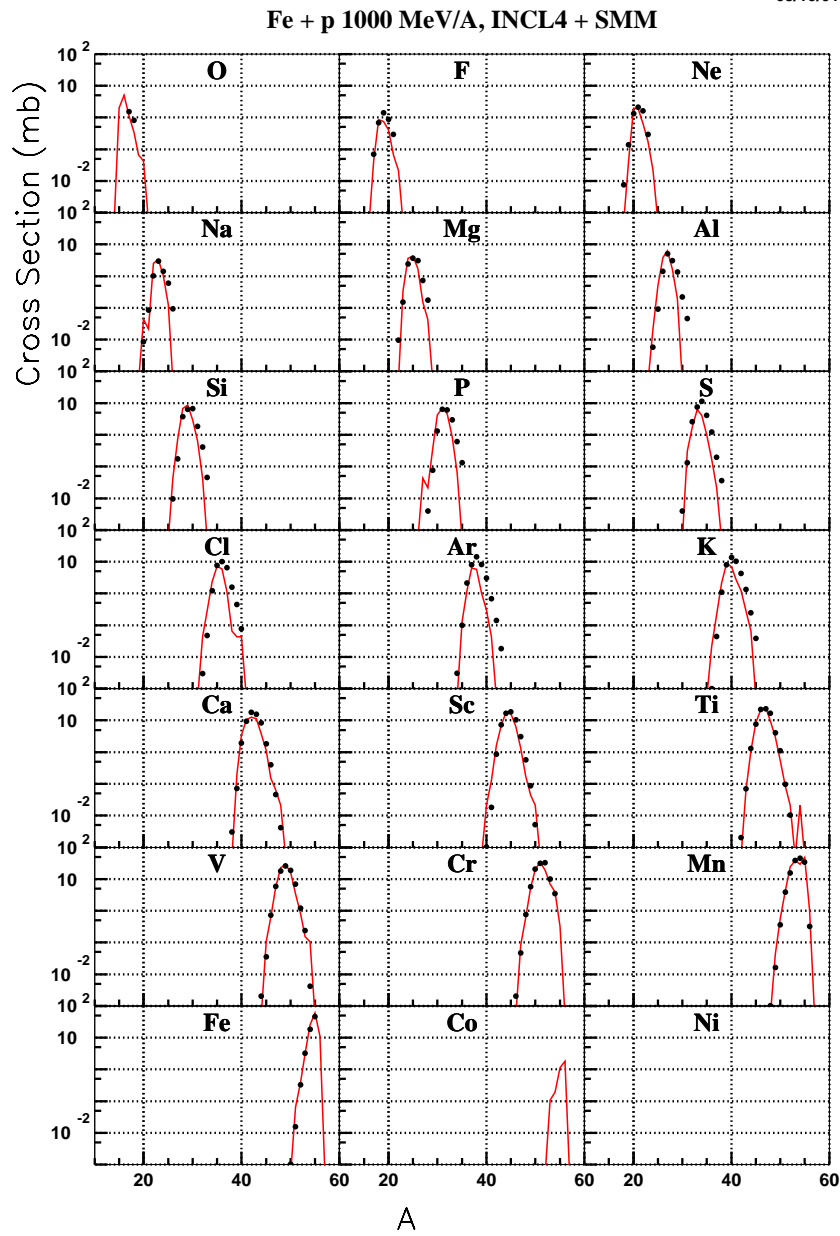


**Fig. 4.40:** Distribution en charge expérimentale comparée au calcul de INCL4 + SMM (Code de multifragmentation) à 1000 MeV/A.



**Fig. 4.41:** Distribution en masse expérimentale comparée au calcul de INCL4 + SMM (Code de multifragmentation) à 1000 MeV/A.

03/10/01 12.28

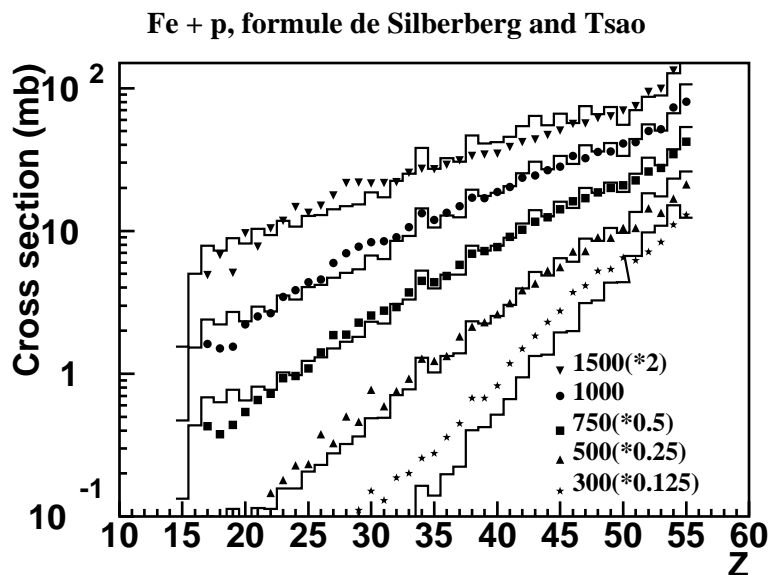


**Fig. 4.42:** Distributions isotopiques expérimentales comparées aux calculs de INCL4 + SMM (Code de multifragmentation) à 1000 MeV/A.

## 4.6 Comparaison à quelques formules paramétriques

Dans le chapitre 1 on a fait référence à l'existence de formules paramétriques qui ont été développées à partir de données expérimentales existantes. A partir de la systématisation de ces données les auteurs sont en mesure de donner un pouvoir prédictif à ces formules dans une certaine plage en énergie et en masse des résidus.

Trois de ces formules ont été présentées au premier chapitre : La formule de Silberberg et Tsao [79] [80], le formule développée par Webber [81], et la formule EPAX [82]. Sur les figures 4.43, 4.44 et 4.45 on montre la comparaison de la distribution en masse des résidus de spallation de la réaction  $^{56}\text{Fe} + p$  à toutes les énergies analysées avec les prédictions des formules de Silberberg et Tsao, Webber et EPAX respectivement. Dans les figures 4.43 et 4.44 les courbes à 1500, 750, 500 et 300 MeV/A ont été multipliées par différents facteurs afin de bien séparer les données et d'avoir une meilleur visibilité sur la figure.

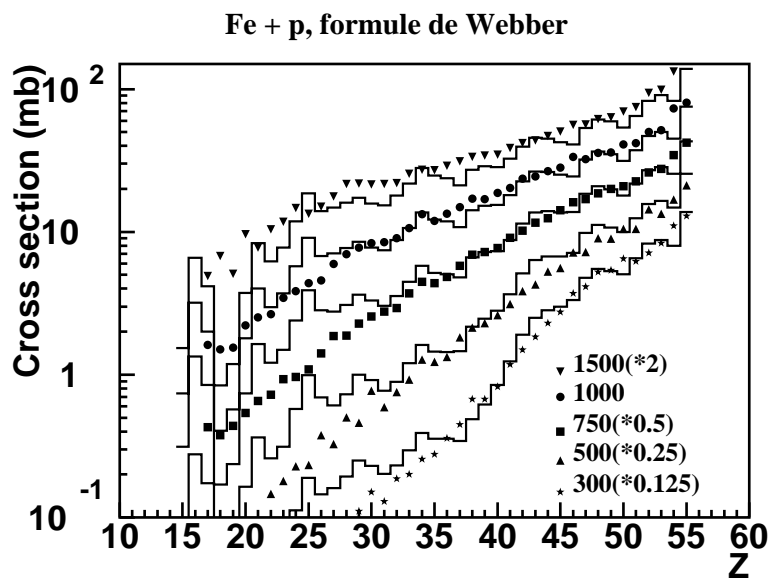


**Fig. 4.43:** Comparaison des distributions en masse pour les cinq énergies étudiées avec le résultat de la formule de Silberberg et Tsao [80]. Les différents symboles représentent nos données expérimentales et les lignes continues la valeur de la formule de Silberberg et Tsao. Tous les résultats (excepté ceux à 1000 MeV/A) ont été multipliés par différents facteurs afin d'obtenir une meilleur visibilité sur la figure.

La formule de Silberberg et Tsao [80] donne de très bons résultats si l'on compare à ce que l'on a vu avec les modèles Monte Carlo. La forme générale de la distribution des résidus est bien reproduite. Les différences sont de l'ordre de 10% à 30%. Il faut, néanmoins, rappeler que cette formule a été développée à partir de la systématique des données expérimentales de Rudstam [78] qui concernaient les sections efficaces de production des résidus de spallation

sur le fer aux énergies autour du GeV. Ce n'est donc pas étonnant que la formule donne des bons résultats pour nos données expérimentales à toutes les énergies.

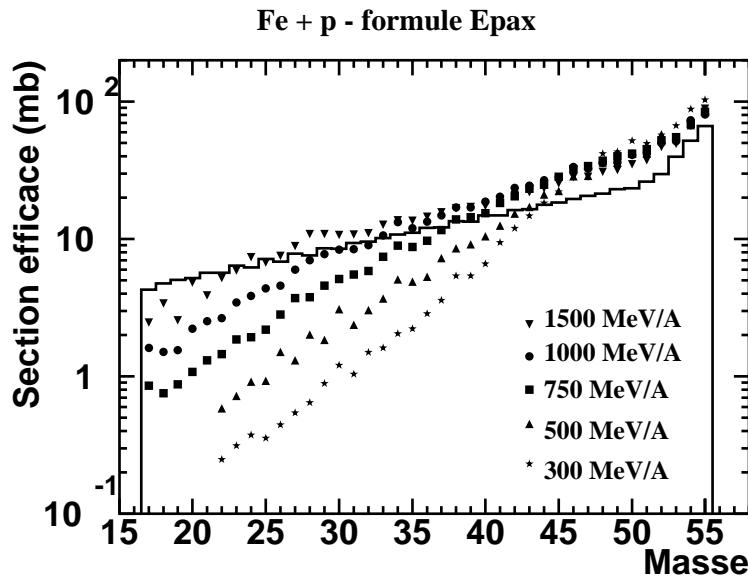
Le même phénomène peut être constaté sur la figure 4.44 où l'on compare les données expérimentales avec les prédictions de la formule de Webber [81]. Cette formule est applicable uniquement pour des résidus avec une charge  $4 < Z < 28$  et une masse  $7 < A < 60$  et pour des énergies du projectile supérieures à 200 MeV. Dans le cas de notre expérience on satisfait toutes les conditions car cette formule a été développée, comme il a été spécifié dans le premier chapitre, sur les données de spallation du Fe de Webber et collaborateurs. Dans la section 4.3 on a vu que nos données expérimentales sont compatibles avec les données de Webber. De ce fait on s'attendait à un bon accord avec la formule qui en dérive. Le résultat est très bon pour l'ensemble des énergies disponibles mais on peut constater que le résultat est bien meilleur pour les isotopes plus lourds que pour les plus légers. Rappelons que les données expérimentales de Webber et collaborateurs ne descendent pas en dessous du phosphore, ce qui explique que l'accord pour les noyaux plus légers soit moins bon. On peut remarquer aussi, contrairement à la formule de Silberberg et Tsao, des oscillations en fonction de  $Z$  non présentes dans les données.



**Fig. 4.44:** Comparaison des distributions en masse pour les cinq énergies étudiées avec le résultat de la formule de Webber [81]. Les différents symboles représentent nos données expérimentales et les lignes continues la valeur de la formule de Webber.

Le cas de la formule EPAX [82] est tout autre. Rappelons, tout d'abord que la formule EPAX n'a pas de dépendance avec l'énergie du faisceau car elle prédit les sections efficaces de production des résidus de spallation dans la limite de fragmentation, c'est à dire, quand

ces sections efficaces ne changent plus avec l'énergie (voir chapitre 1). Le phénomène de la limite de fragmentation est attendu pour le fer à une énergie de plusieurs GeV/A. On voit bien que ce sont les données à 1,5 GeV/A qui sont les plus proches des prédictions de la formule EPAX. Néanmoins, on aperçoit une différence de la normalisation total qui pourrait s'améliorer en modifiant le paramètre  $S_2$  de la formule 1.91. Dans ce cas, les résidus les plus lourds seraient bien reproduits, mais les résidus légers seraient surestimés (exactement à l'inverse de ce qui est observé avec les modèles qui sous-estiment les sections efficaces de production des résidus loin de la masse du projectile).

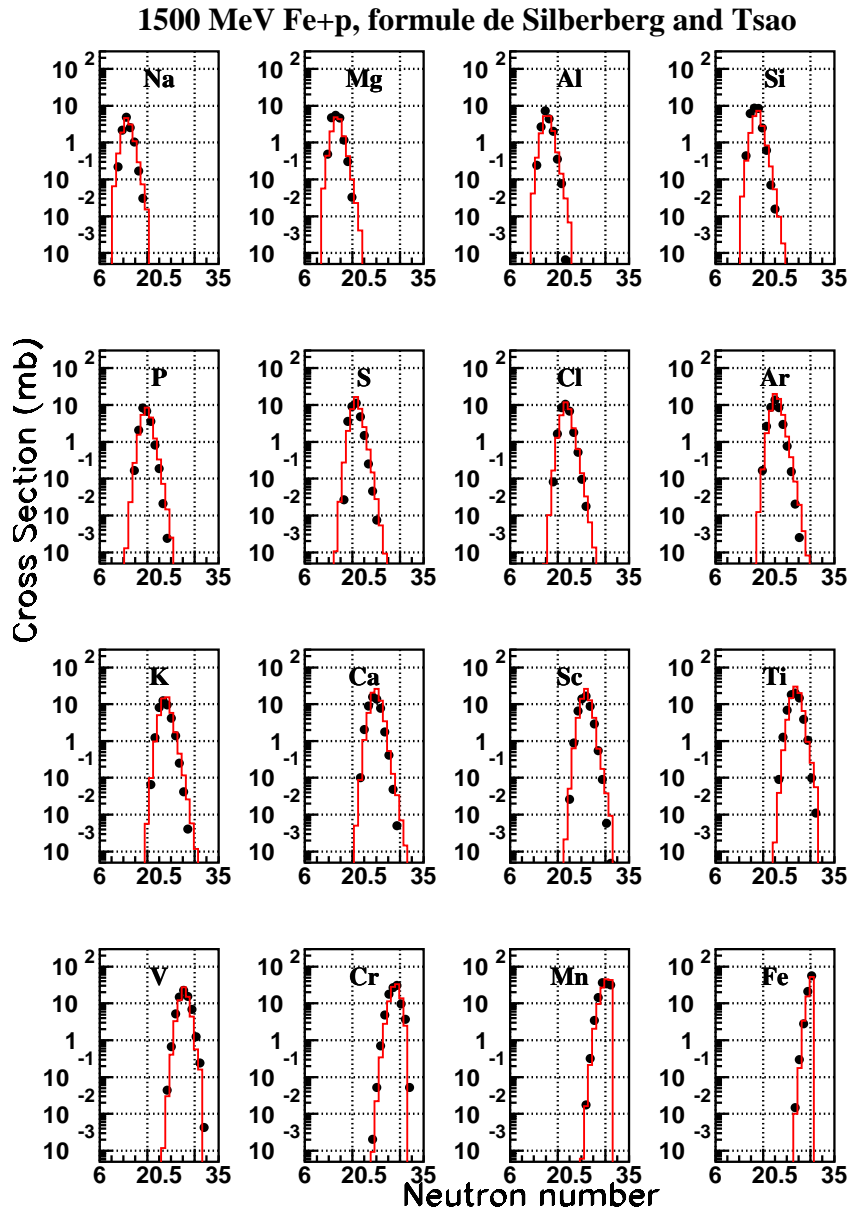


**Fig. 4.45:** Comparaison des distributions en masse expérimentales pour les cinq énergies avec les résultats de la formule EPAX [82]. Les différents symboles représentent nos données expérimentales et la ligne continue la formule epax dans la limite de fragmentation.

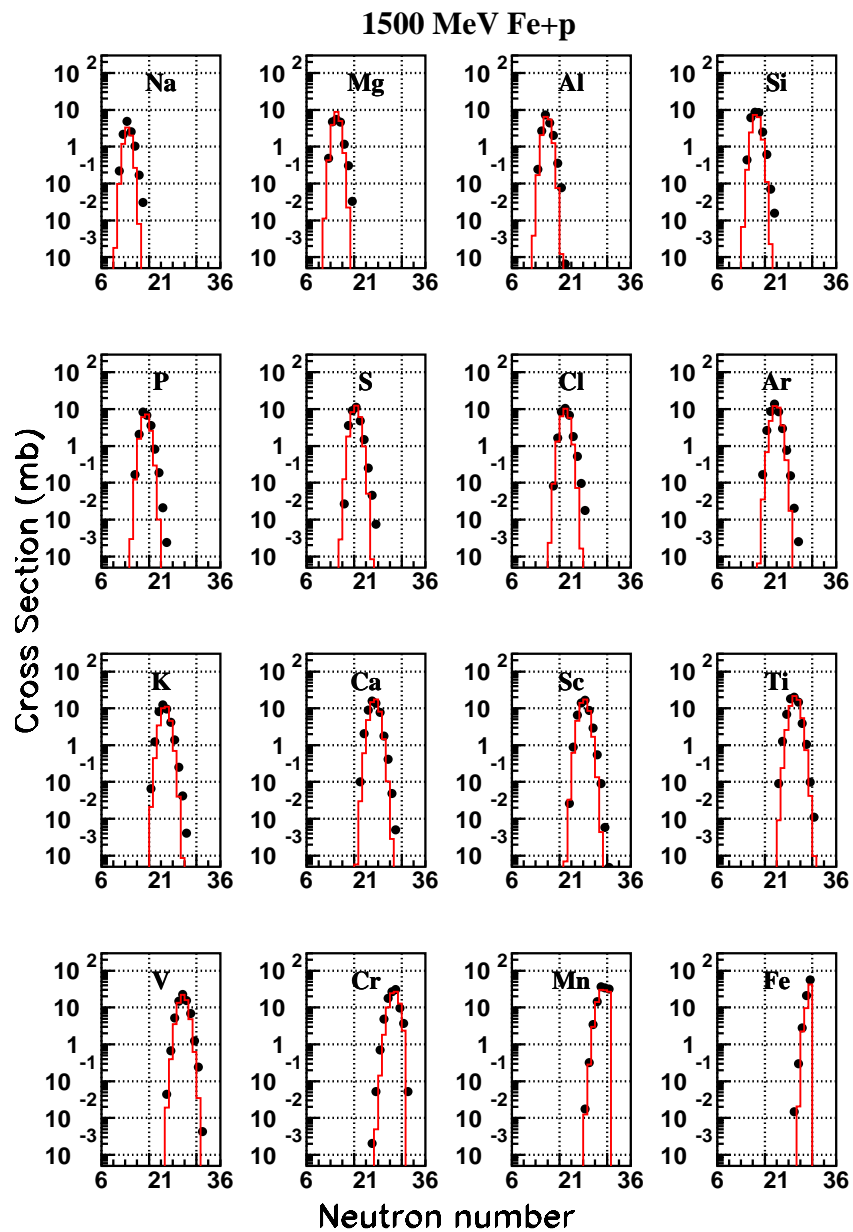
La comparaison des distributions isotopiques est présentée sur les figures 4.46, 4.47 et 4.48. Les résultats sont très satisfaisants pour la formule de Silberberg et Tsao (4.46) avec laquelle autant la largeur que le maximum de chaque courbe est bien reproduit. Dans le cas de la formule de Webber (4.47), on aperçoit une certaine tendance à prédire une distribution plus étroite que l'expérience. En ce qui concerne la formule EPAX (figure 4.48) on peut observer que quand elle sous-estime la production (pour les résidus les plus lourds) c'est la partie riche en neutrons de la courbe isotopique de ces résidus qui est sous-estimée et quand elle surestime la production (résidus plus légers) elle surestime, en fait, les isotopes les plus pauvres en neutrons des distributions isotopiques. On voit alors que EPAX prédit une évaporation de neutrons plus importante que dans la réalité. Comme on l'a dit précédemment la formule EPAX paramétrise le couloir des résidus et il se trouve que le rapport N/Z de nos résidus plus légers est supérieur à celui prévu par le couloir des résidus. Le résultat contraire avait



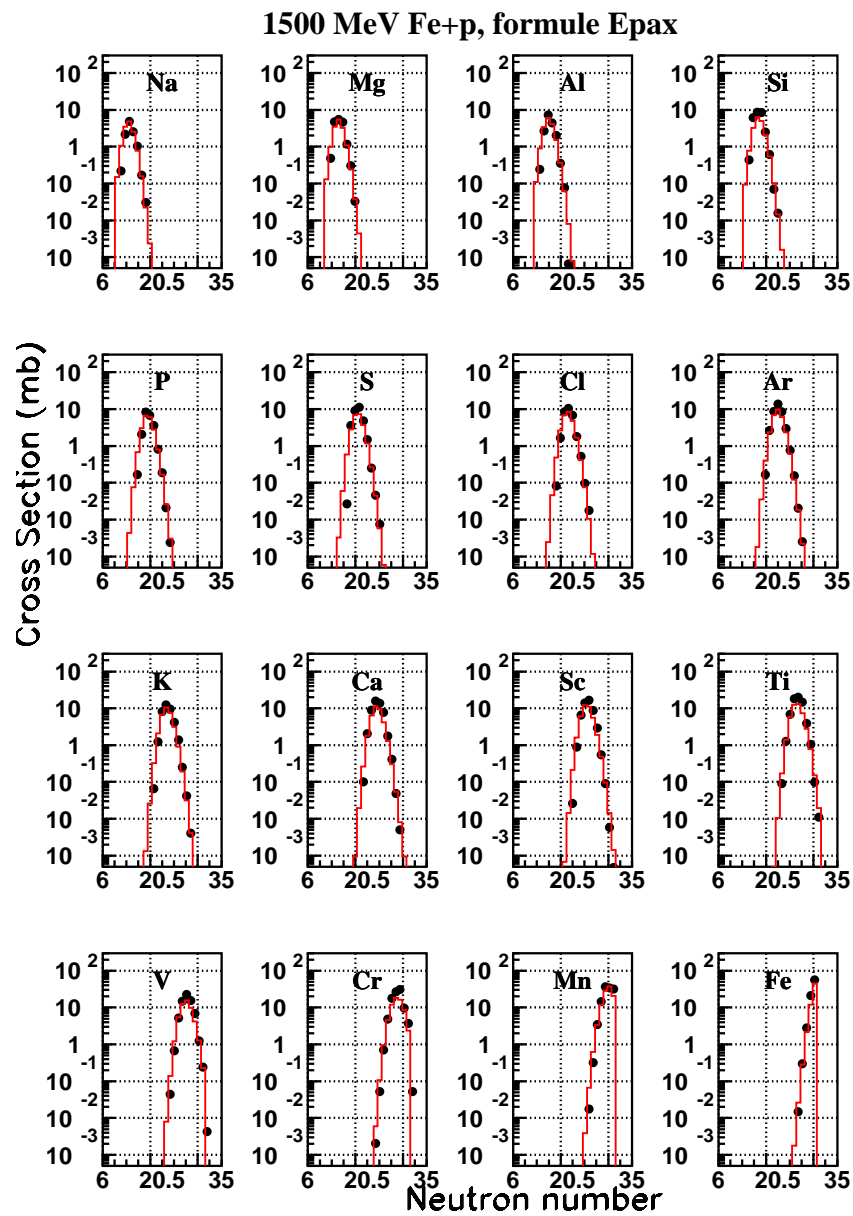
été trouvé dans le cas de l' $^{197}\text{Au}$  à 800 MeV/A où la formule EPAX prévoyait un maximum pour chaque courbe isotopique avec un nombre de neutrons plus grand que celui obtenu expérimentalement [86] ce qui montre un comportement différent entre les caractéristiques des résidus de noyaux légers comme le fer ou lourds comme ceux de l'or.



**Fig. 4.46:** Comparaison des distributions isotopiques à 1500 MeV/A avec la formule de Silberberg et Tsao [80]



**Fig. 4.47:** Comparaison des distributions isotopiques à 1500 MeV/A avec la formule de Webber [81]



**Fig. 4.48:** Comparaison des distributions isotopiques à 1500 MeV/A avec la formule EPAX [82]

## 4.7 La section efficace totale de réaction

Sur le tableau 4.1 on montre les valeurs expérimentales de la section efficace totale de réaction. Ces valeurs ont été obtenues en sommant les sections efficaces de production de tous les isotopes (on estime que la contribution des isotopes manquants est inférieure à la barre d'erreur donnée pour la valeur de la section efficace totale de réaction). Il existe des mesures expérimentales de section efficace total de réaction réalisées par différents auteurs qui peuvent être comparées à nos résultats . Il faut, néanmoins noter que ces valeurs sont obtenus pour la réaction  $^{nat}Fe + p$ , bien que le fer naturel ait une masse (55,8) très proche de l'isotope  $^{56}Fe$  utilisé dans notre expérience. La valeur numérique de ces données expérimentales et leur référence sont notés sur le tableau 4.2

1500	1000	750	500	300
$794 \pm 68$	$784 \pm 63$	$742 \pm 56$	$639 \pm 48$	$679 \pm 45$

**Tab. 4.1:** Section efficace totale de réaction expérimentale pour les cinq énergies différentes du faisceau.

Energie (MeV)	$\sigma_{tot}$ (mb)	Référence
100	$663 \pm 46$	[104]
140	$790 \pm 40$	[105]
150	$779 \pm 27$	[106]
178	$790 \pm 250$	[107]
182,4	711	[108]
$200 \pm 50$	$640 \pm 40$	[109]
$230 \pm 10$	$683 \pm 9$	[110]
260	$790 \pm 40$	[105]
$300 \pm 50$	$660 \pm 47$	[109]
$345 \pm 10$	$678 \pm 9$	[110]
400	$856 \pm 48$	[111]
$450 \pm 100$	$715 \pm 55$	[112]
$463 \pm 10$	$706 \pm 9$	[110]
500	$640 \pm 40$	[105]
$552 \pm 10$	$707 \pm 9$	[110]
$750 \pm 20$	$660 \pm 80$	[109]
910	$850 \pm 60$	[105]
1880	$750 \pm 50$	[113]

**Tab. 4.2:** Compilation de données expérimentales de la section efficace totale de réaction du  $^{nat}Fe + p$

On peut noter que notre valeur expérimentale de la section efficace totale de réaction à 300 MeV se trouve être plus grande qu'à 500 MeV. Ceci n'est pas attendu avec les codes. En revanche, deux mesures précédentes donnaient un résultat semblable au notre :

$$\sigma_{tot}(500\text{MeV}) = 640 \pm 40 \text{ mbar} \quad [105]$$

$$\sigma_{tot}(300 \pm 50\text{MeV}) = 660 \pm 47 \text{ mbar} \quad [109]$$

On remarque que si l'on prend en compte les incertitudes associées à ces mesures [105], [109] et celles de nos mesures expérimentales, les résultats sont compatibles. On compare, en suite, les valeurs de la section efficace totale de réaction expérimentale à ce que donnent les codes de cascade sur le tableau 4.3 (les valeurs entre parenthèses sont les écarts relatifs avec nos valeurs expérimentales) :

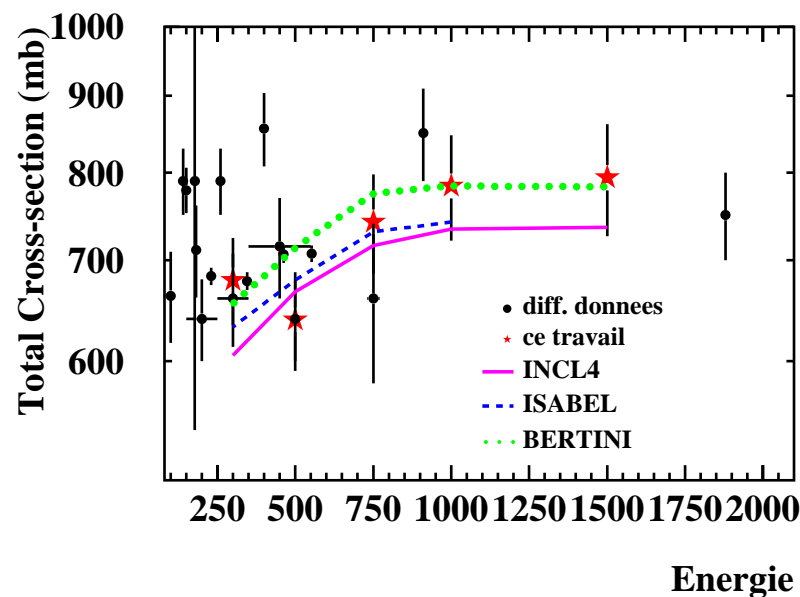
Code/Energie (MeV/A)	1500	1000	750	500	300
INCL4	737 (-7, 2%)	734 (-6, 4%)	716 (-3, 5%)	667 (+5, 2%)	605 (-10, 9%)
ISABEL	- -	742 (-5, 3%)	731 (-1, 5%)	679 (+5, 6%)	634 (-6, 6%)
BERTINI	783 (-1, 3%)	784 (0, 0%)	775 (+4, 2%)	712 (+10, 5%)	655 (-3, 5%)

**Tab. 4.3:** Différence entre la section efficace total de réaction donnée par les codes de cascade et sa valeur expérimentale. Le code ISABEL n'est pas convenable de l'utiliser pour des énergies du faisceau supérieures à 1 GeV.

Les précisions absolues obtenues sur les sections efficaces totales de réaction dans cette expérience ne permettent pas de discriminer entre les modèles. Sur la figure 4.49 on montre les différentes mesures expérimentales du tableau 4.2 en fonction de l'énergie du projectile (points noirs). Nos données sont représentées par des étoiles bleues et les prédictions des trois codes de cascade utilisés dans ce travail sont représentés par des lignes continues.

## 4.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté nos données, les sections efficaces isotopiques de production des noyaux résiduels et leurs propriétés cinématiques : vitesse de recul et largeur des distributions en vitesse. Concernant les vitesses moyennes de recul des noyaux résiduels, elles ont été transformées en la variable de Morrissey (indépendante de l'énergie du faisceau) appelée  $P'_{\parallel}$  afin de les comparer à cette prédiction. On trouve expérimentalement une pente en fonction de la perte de masse résidu-fer plus importante que celle prédite par Morrissey et une saturation de sa valeur à partir d'une perte de masse de 20 à 25 nucléons. Nous avons montré également la comparaison des vitesses et largeurs de recul expérimentales avec le code INCL4 + ABLA. Nous avons vu que le code prédit des valeurs très différentes pour les vitesses de recul s'écartant de plus en plus de la valeur expérimentale pour les résidus les plus légers. Cependant, en ce qui concerne les largeurs des distributions, si bien il existe



**Fig. 4.49:** Comparaison de la section efficace total de réaction : les étoiles représentent nos données expérimentales, les points correspondent à d'autres mesures expérimentales (pour references voir texte), et les lignes montrent le résultat des codes : couleur rose le code de cascade INCL4 , couleur verte le code de cascade BERTINI et couleur rouge le code de cascade ISABEL

une différence entre la valeur des codes et notre valeur expérimentale, elle reste constante pour tous les noyaux. Les largeurs des distributions en vitesse ont été aussi comparées aux prédictions de Goldhaber et Morrissey présentées dans le premier chapitre. Nous montrons que l'accord est très bon avec le calcul de Goldhaber et étrangement en désaccord avec la prédiction de Morrissey qui pourtant tient compte de l'élargissement du spectre par la phase d'évaporation.

Nous avons, ensuite, comparé une partie de nos sections efficaces de production à d'autres données expérimentales. Ces données ont été obtenues par différents auteurs à travers la méthode expérimentale utilisant la cinématique inverse (Webber et collaborateurs) ou directe (Michel et collaborateurs). La conclusion générale que l'on peut obtenir de ces comparaisons est que nos résultats sont compatibles avec les autres mesures expérimentales, si l'on prend en compte les incertitudes. Néanmoins, dans le cas des résultats obtenus à 500 et 300 MeV/A, la différence avec les autres mesures expérimentales peut atteindre 30% pour les résidus les plus légers mesurés.

L'accord général obtenu pour les sections efficaces de production de quelques résidus avec d'autres données expérimentales est aussi vérifié avec la section efficace totale de réaction. Nous avons montré une compilation de données expérimentales de cette section efficace total de réaction  $^{nat}Fe + p$  qui peuvent être comparées à nos résultats pour les différentes énergies analysées. On note que nos résultats s'inscrivent bien dans la tendance marquée par les autres données ainsi que par celle des codes.

En ce qui concerne la comparaison de nos données de section efficaces de production avec la prédiction des codes (cascade + désexcitation) on peut dire que, d'une manière générale, les résultats obtenus ne sont pas encore assez précis. La combinaison du code de cascade de BERTINI suivi du code de désexcitation DRESNER est souvent utilisé dans les applications et, bien que d'un point de vue global, elle reproduise la section efficace total de réaction, le code de BERTINI a tendance à laisser trop d'énergie d'excitation dans le préfragment conduisant à une trop importante production de résidus légers. Le comportement est contraire pour les codes (INCL4 et ISABEL) qui ont tendance à sous estimer la production de résidus légers quelque soit le code de désexcitation (ABLA ou DRESNER), mais donnent une valeur plus précise des résidus les plus lourds produits avec la plus grande section efficace.

Suite à l'échec de modèles pour reproduire les vitesses et les sections efficaces de production des résidus légers, nous avons voulu explorer la contribution d'un mécanisme de multifragmentation. Nous avons donc effectué un calcul couplant le code de cascade INCL4 avec le code de multifragmentation SMM. Le résultat obtenu est prometteur puisqu'il permet bien de retrouver les sections efficaces des noyaux les plus légers, mais c'est au détriment d'une forte sous production des résidus intermédiaires. Il resterait donc à mieux étudier le couplage entre la cascade, l'évaporation et la multifragmentation.

Contrairement aux codes, les formules paramétriques de Webber, et plus particulièrement de Silberberg et Tsao, reproduisent d'une manière générale les sections efficaces de production des résidus. Il faut néanmoins souligner que ces deux formules ont été paramétrisées à partir de données existantes concernant des fragments du fer dans le même domaine d'énergie. Leur prédictibilité pour les noyaux résiduels de spallation d'autres noyaux légers reste donc encore à prouver. Dans le cas de la formule EPAX seules les données à la plus haute énergie du faisceau incident (1500 MeV/A), près de la limite de fragmentation, sont en accord à condition de renormaliser la section efficace totale de réaction (ce qui donnerait une très bonne section efficace des résidus proche du projectile mais surestimerait les plus légers).

# Chapitre 5

## Application à la fenêtre d'entrée dans un système hybride

Dans ce chapitre, on se propose d'évoquer le problème de la gestion des déchets radioactifs provenant du cycle de production de l'électricité par fission et, en particulier, les nouveaux axes de recherche envisagés. Pour une information plus complète se référer au livres [114] et [115].

Un de ces axes de recherches est celui de la transmutation des produits de fission à vie longue et des actinides mineurs. Plusieurs scénarios sont envisagés pour une telle transmutation, parmi ceux-ci, l'utilisation de réacteurs sous critiques assistés par accélérateurs (systèmes hybrides). Ce type de réacteur sera brièvement décrit.

Nous nous focaliserons dans ce chapitre sur les dommages aux matériaux que peuvent subir les éléments structurels d'un système hybride, plus concrètement la fenêtre séparant l'accélérateur de la cible de spallation. Cette fenêtre est généralement prévue en acier dont le constituant principal est le fer. Ainsi, les résultats expérimentaux qui font l'objet de ce travail de thèse peuvent avoir une application directe au calcul de certains dommages tels que les concentrations des éléments résiduels qui vont se produire sur la fenêtre du réacteur tout au long du cycle d'irradiation et les problèmes liés aux déplacements des atomes du fer dans le réseau cristallin à cause des vitesses de recul des noyaux résiduels de spallation (dpa).

### 5.1 Les déchets nucléaires

La définition de déchet radioactif donnée par l'agence de l'énergie nucléaire de l'OCDE et communément adoptée est : "Toute matière contenant des radionucléides en concentration supérieure aux valeurs que les autorités compétentes considèrent comme admissibles dans les matériaux propres à une utilisation sans contrôle et pour laquelle aucun usage n'est prévu"

Cette définition renvoi à deux idées :

**La première** est celle de la **nocivité**. Mais tous les déchets produits par le cycle électronucléaire ne présentent pas les mêmes risques. On a été amené à les classer en fonction de deux critères principaux : le niveau d'activité, essentiellement  $\beta$ ,  $\gamma$ , la durée de vie et la teneur en corps à vie longue, émetteurs  $\alpha$ . C'est ainsi que l'on classe les déchets radioactifs



en trois grandes catégories A, B et C. Une quatrième catégorie est aujourd'hui à l'étude se référant aux grandes quantités de matériaux de très faible activité  $\alpha$ , mais à vie longue (appelée TFA) :

<b>CATEGORIE A</b>	Déchets à vie courte (période moins de 30 ans) de faible et moyenne activité. Radioactivité comparable à la radioactivité naturelle d'ici à 300 ans. Rayonnement $\beta$ et $\gamma$ . Origine : laboratoires, médecine nucléaire, industrie (agro-alimentaire, métallurgie, etc ...), usines nucléaires (objets contaminés : gants, filtres, résines, etc...)
<b>CATEGORIE B</b>	Déchets à vie longue (plusieurs dizaines de milliers d'années) de faible et moyenne activité. Rayonnement $\alpha$ , $\beta$ et $\gamma$ .
<b>CATEGORIE C</b>	Déchets à haute activité et vie longue. Dégagement de chaleur pendant plusieurs centaines d'années. Rayonnement $\alpha$ , $\beta$ et $\gamma$ . Origine : retraitement des combustibles issus des centrales nucléaires (cendres de la combustion)

**Tab. 5.1:** Classification des déchets adoptée en France [114]

Les déchets de catégorie A sont mis, une fois compactés dans des fûts métalliques avec des surconteneurs en béton et sont stockés en surface.

Les déchets de catégorie B sont surtout constitués d'éléments métalliques provenant des gaines de combustible usagé ou des éléments de structure issus du démantèlement.

Les déchets de catégorie C sont les résidus de fission et les actinides à longue période : ils contiennent 99,5% de la radioactivité  $\alpha$  et 98% de la radioactivité  $\beta$  et  $\gamma$ . Les actinides sont classés, à leur tour, en deux catégories :

1. Les actinides *majeurs* : uranium (U) et plutonium (Pu) ;
2. Les actinides *mineurs* : neptunium (Np), américium (Am) et curium (Cm)

Les actinides mineurs ont deux caractéristiques qui doivent être prises en compte dans leur gestion. D'une part, le dégagement de chaleur due à leur haute activité ; cet aspect est un critère essentiel afin de déterminer le conditionnement des actinides dans le colis. Et, d'une autre part le risque radiologique induit par leur activité. La majorité des actinides sont des émetteurs  $\alpha$ , particules fortement ionisantes de la matière.

En ce qui concerne les produits de fission (PF), il faut mentionner qu'ils se répartissent selon un spectre de masse allant de  $A=80$  à  $A=150$ . Au bout de trois ans de refroidissement, les PF présents dans le combustible sont des résidus stables, des PF à vie moyenne, le  $^{137}\text{Cs}$  et le  $^{90}\text{Sr}$  d'environ 30 ans de période et, enfin, des PF à vie longue (PFVL), émetteurs  $\beta$ , qui ont un impact radiologique dans les stockages de déchets.

Élément (quantité)	Isotope	Période (années)	Quantité (tonnes/an)
plutonium (11,4 tonnes/an)	$^{238}\text{Pu}$	88	0,19
	$^{239}\text{Pu}$	$2,4 \times 10^4$	6,53
	$^{240}\text{Pu}$	$6,5 \times 10^3$	2,52
actinides mineurs (1,1 tonnes/an)	$^{237}\text{Np}$	$2,1 \times 10^6$	0,48
	$^{241}\text{Am}$	430	0,25
	$^{243}\text{Am}$	$7,4 \times 10^3$	0,14
	$^{244}\text{Cm}$	$8,5 \times 10^3$	0,001
produits de fission (39 tonnes/an)	$^{90}\text{Sr}$	29	0,6
	$^{93}\text{Zr}$	$1,5 \times 10^6$	0,9
	$^{99}\text{Tc}$	$2,1 \times 10^5$	1,0
	$^{107}\text{Pd}$	$6,5 \times 10^6$	0,25
	$^{129}\text{I}$	$1,6 \times 10^7$	0,2
	$^{135}\text{Cs}$	$2,3 \times 10^6$	0,4
	$^{137}\text{Cs}$	30	1,3

**Tab. 5.2:** Durée de vie et quantités des principaux isotopes à vie longue dans le combustible irradié déchargé chaque année de l'ensemble du parc électronucléaire français. Extrait de [114].

La deuxième notion dans la définition de déchet nucléaire est celle de **l'absence d'usage**. Cette notion est sujette à des interprétations différentes, et renvoie à des critères essentiellement économiques qui tiennent compte de la situation énergétique. C'est le cas du plutonium qui est considéré comme combustible dans un contexte de production d'énergie nucléaire, ou, au contraire, comme un simple déchet lorsque l'on envisage, comme c'est le cas aujourd'hui aux Etats-Unis ou en Suède, de le laisser dans le combustible usé pour être stocké définitivement en couches géologiques profondes. On voit alors que la politique de gestion de ces matières nucléaires nocives, comme le plutonium ou l'uranium irradié, reflète dans une large mesure les choix énergétiques d'un pays.

Le problème des déchets nucléaires est devenu aujourd'hui un enjeu très important. Il en va, pour une large part, de la possibilité de poursuivre, voir entreprendre un programme électronucléaire. Prenons comme réacteur de référence un réacteur à eau pressurisée (REP) de 900 MW<sub>e</sub> du parc EDF qui fonctionnerait avec un facteur de charge de 70%, produisant 5,52 TWhe par an. Avec ces conditions le réacteur est chargé avec environ 21,5 tonnes de combustible enrichi à 3,5% chaque année. Celui-ci voit sa composition fortement modifiée suite à l'irradiation en réacteur qui dure 3 ans et s'arrête lorsque le taux de combustion atteint 33000 MWj/t. De fait, les déchargements dans un réacteur REP s'effectuent par tiers une fois par an. C'est dans le combustible usé, que l'on décharge alors du réacteur, que se trouve la quasi-totalité de la radioactivité engendrée dans le cycle : pour une tonne d'uranium initial enrichi en  $^{235}\text{U}$  on trouve une masse de 955 kg d'uranium presque inchangé (à environ 1% de  $^{235}\text{U}$ ), 9,7 kg de plutonium, 35 kg de produits de fission et 1 kg d'actinides mineurs.

Au moment de son déchargement, le combustible a une très forte activité et est stocké pendant plusieurs années (dans la pratique de 3 à 5 ans) dans la piscine de déchargement de la centrale nucléaire. Au bout d'un an, son activité est tombée à une valeur d'environ deux millions de curies par tonne. Après la période de refroidissement, deux modes de gestion des

combustibles irradiés sont actuellement envisagés au plan mondial :

1. La première consiste à retraiter ces combustibles de manière à récupérer l'uranium et le plutonium qui représentent 97% de la masse du combustible usé, les 3% restant étant conditionnés sous forme de colis de déchets destinés, pour la plupart, au stockage en profondeur. La voie du retraitement, mise en oeuvre actuellement en France (La Hague), Royaume-Uni (Sellafields), Japon (Tokai-Mura et Rokaasho) et en Russie, vise à recycler l'uranium et le plutonium comme combustible de seconde génération, ou à utiliser le plutonium comme combustible de base des futurs surgénérateurs. Elle s'inscrit donc dans une perspective de développement du nucléaire, avec une utilisation spécifique du plutonium.

Dans le cas particulier de la France, le plutonium séparé dans les usines de retraitement devait servir de combustible d'une nouvelle filière, celle des réacteurs surgénérateurs, réacteurs à neutrons rapides entourés d'une couverture d'uranium. Dans ceux-ci, la production de  $^{239}\text{Pu}$  se fait par capture suivie de décroissance  $\beta^-$  ( $n^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$ ) ; cette production excède la consommation de plutonium dans le coeur. Depuis l'arrêt du programme surgénérateur, capable d'utiliser les quantités importantes de plutonium séparées dans les usines de la Hague, EDF et COGEMA décidèrent en 1985 de recycler partiellement le plutonium dans les réacteurs à eau du parc EDF. Il est introduit (dans 20 réacteurs ayant reçu l'autorisation) sous forme d'un combustible d'oxyde mixte uranium-plutonium, appelé MOX (Mixed Oxide) utilisant l'uranium appauvri provenant de l'usine d'enrichissement. En fait, seulement 30% du coeur est actuellement chargé en combustible MOX, pour des raisons de sûreté.

2. Le deuxième mode de gestion, au contraire, consiste à ne pas retraiter les combustibles usés et à les stocker définitivement en couches géologiques profondes, après une période prolongée d'entreposage sous eau. Cette voie est suivie notamment aux Etats-Unis, en Canada et en Suède, et correspond soit à une politique d'attente, soit à un recours limité au nucléaire.

Que ce soit la plupart des déchets issus du retraitement ou les combustibles irradiés non retraités, les déchets ultimes présentent des risques pour l'homme et l'environnement qui perdurent durant des milliers de siècles, en raison de la présence d'actinides ainsi que de certains produits de fission à vie longue. Ceci est le cas des déchets C (haute activité et vie longue) et également des déchets B (vie longue). Le stockage en couches géologiques profondes semble être la solution la plus évoquée dans la plupart des pays confrontés au problème de la gestion des déchets nucléaires. Signalons, néanmoins que ,sans vouloir polemiquer, le stockage profond entraine un gaspillage énergétique (le stockage tendant, a plus ou moins long terme, vers un stokage irréversible) alors que des quantités importantes d'énergie restent disponibles dans les actinides mineurs et dans l'uranium exploitable en surgénérateur. Cette solution est aussi une attitude passive face au problème de la radiotoxicité si l'on ne tente rien pour la réduire à la source.

La sûreté d'un stockage géologique profond repose, en principe, sur la combinaison de trois barrières [115] :

1. la matrice de confinement (verre, céramique, dans certains cas béton) dans laquelle sont inclus ces radionucléides.
2. la barrière ouvragée qui sert à colmater les puits et les galeries d'accès creusés lors de la construction du site ainsi qu'à enrober les colis radioactifs.
3. le milieu géologique où le site est implanté, et dont le rôle est non seulement de freiner la migration des radionucléides vers la biosphère, mais aussi, s'il y avait des fuites, d'en assurer la dissolution dans un volume important. Les sites envisagés sont essentiellement les granites, les argiles (ces deux options étant les seules retenues en France), les basaltes, les schistes et le sel. Cette barrière doit répondre à des critères tels que la faible circulation d'eau, la stabilité géologique, l'absence de ressources associées, etc...

Avec toutes ces conditions, il est très difficile de trouver un site de stockage adapté et l'on rencontre souvent des fortes réticences dans certains secteurs de l'opinion publique vis-à-vis de la création d'un site de stockage en profondeur. Il faut ajouter à cela un climat général sur le marché de l'énergie moins favorable au nucléaire depuis les années 1980. D'une part, la consommation d'énergie des pays développés a cessé de croître, et d'autre part, le prix du pétrole, après l'envolée des années 70, est revenu à des cours plus compétitifs. C'est dans ce contexte que survint l'accident de Tchernobyl en 1986 qui amena l'opinion publique à se préoccuper d'avantage des accidents et du problème des déchets nucléaires.

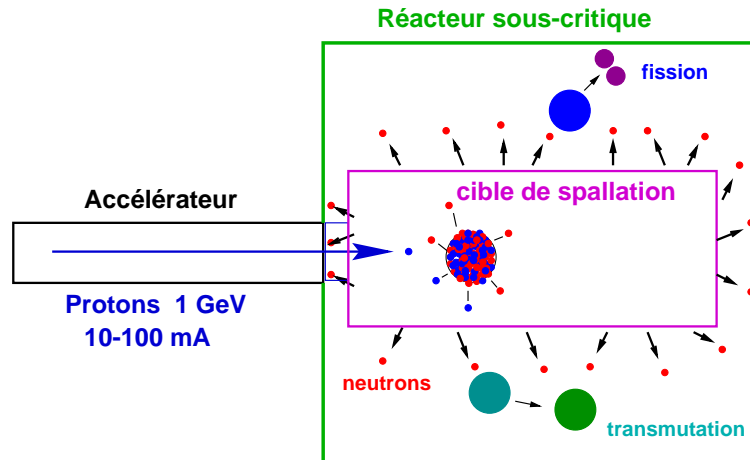
Dans ce contexte, le gouvernement décidait en 1990 un moratoire d'une année, durant laquelle, l'Office parlementaire d'évaluation des choix scientifiques et technologiques se saisissait de ce dossier sensible. Suite à son rapport, le Parlement vota la loi du 30 décembre 1991 (*Loi Bataille*) fixant, dans son article 4, une période de quinze ans pendant laquelle les pouvoirs publics doivent apporter de nouveaux éléments de réponse sur trois axes de recherche concernant la gestion de déchets de haute activité et à vie longue : séparation/transmutation, stockage géologique, conditionnement et entreposage des déchets. La nécessité d'élargir le champ des options techniques au-delà du stockage profond est donc reconnue, d'une certaine manière par cette loi.

## 5.2 Transmutation : Les systèmes hybrides

La transmutation consiste à introduire les déchets dans un réacteur et à les transformer en éléments stables ou à temps de vie courte par des réactions de capture ou de fission (pour les actinides) induites par le flux de neutrons thermique ou rapide du réacteur. Les éléments à transmuter en priorité sont le plutonium, les actinides mineurs et les produits de fission à vie longue. Lorsque l'on provoque la fission des actinides, on parle alors plutôt d'incinération. L'objectif est de ramener la radiotoxicité potentielle à un niveau, sinon très proche de celui de l'uranium naturel (considéré comme "admissible"), du moins tel que le volume des déchets à stocker en couches géologiques profondes et les éventuelles incidences sur l'environnement soient très significativement diminués.

Pour transmuter les déchets plusieurs voies sont possibles comme l'utilisation des réacteurs à eau sous pression existants, moyennant un enrichissement supplémentaire du combustible, ou des réacteurs à neutrons rapides qui sont plus favorables du point de vue des neutrons

disponibles qui peuvent être utilisés pour incinérer des actinides. Une autre voie possible est d'utiliser les neutrons sortant d'une réaction de spallation dans un système hybride accélérateur-réacteur (aussi appelé *Accelerated Driven System ADS*). Le principe de ces systèmes est le suivant : un faisceau de protons de haute intensité, ayant une énergie de l'ordre de 1 GeV, produit des neutrons de spallation dans une cible lourde (environ 25-30 neutrons dans une cible de plomb d'énergie comprise entre 1 et 10 MeV principalement). Ces neutrons, après avoir été plus ou moins modérés, diffusent ensuite dans un réacteur sous-critique entourant la cible où se trouvent les déchets à transmuter. Le système produit de l'énergie dont une partie sert à alimenter l'accélérateur. Un schéma est montré sur la figure 5.1 .



**Fig. 5.1:** Schéma d'un système hybride : accélérateur de protons, cible de spallation et réacteur sous-critique.

L'énergie du faisceaux de protons est souvent choisie à 1 GeV car, on sait que le nombre de neutrons sortant de la cible de spallation augmente avec l'énergie du faisceau de protons et avec la masse atomique de la cible [116]. Mais, dans une cible lourde, avec des énergies supérieures au GeV, une partie de celle-ci est perdue sous forme de création de pions.

Dans un réacteur classique, la nature et la composition isotopique du combustible sont imposés par des contraintes à la fois de neutronique et de sûreté. Dans un hybride, ces contraintes sont moins importantes car l'accélérateur fournit les neutrons nécessaires au fonctionnement en mode sous-critique. Cela permet l'utilisation de combustibles "exotiques" adaptés à l'objectif fixé : plus grandes proportions de Pu ou actinides mineurs que dans les réacteurs critiques.

### 5.2.1 Principe de fonctionnement d'un système hybride

Comme on vient de le voir, un système hybride ou ADS est composé, fondamentalement, d'un accélérateur de protons de haute intensité, une cible de spallation (dans la plupart des projets actuels elle est constituée de Pb-Bi liquide) et d'un accélérateur sous-critique.

Voyons un peu plus en détail ces composants et les avantages pour la transmutation qu'un tel réacteur peut avoir face à un réacteur critique. Pour une information plus complète voir [117]

### Le réacteur sous-critique

Dans un réacteur nucléaire, la fission d'un noyau résulte de l'absorption d'un neutron. Cette fission est accompagnée, à son tour, de l'émission de  $\nu$  neutrons,  $\nu$  étant compris entre 2.2 et 3.0 neutrons. Dans le cas de  $^{235}\text{U}$ , noyau fissile, la moyenne est de  $\nu = 2.5$  neutrons. Ces neutrons peuvent alors être absorbés et induire des nouvelles fissions créant ainsi une réaction en chaîne. Chaque fission produit environ 200 MeV d'énergie qui est, avec un rendement de l'ordre de 33% transformée en énergie électrique.

Mais les  $\nu$  neutrons sortant d'une fission ne vont pas tous donner lieu à une nouvelle fission car ils peuvent être absorbés par des noyaux non-fissiles. On définit  $k_{\text{inf}}$  comme le facteur de multiplication des neutrons entre une génération et la suivante dans un milieu infini. Le nombre de neutrons produits après un temps  $dt$  est, alors :

$$\frac{dn}{dt} = n \frac{k_{\text{inf}} - 1}{\alpha} \Rightarrow n(t) = n_0 \cdot \exp\left(\frac{k_{\text{inf}} - 1}{\alpha} \cdot t\right) \quad (5.1)$$

Si maintenant on considère un milieu fini, il faut tenir compte des neutrons qui s'échappent du système.  $k_{\text{inf}}$  devient  $k_{\text{eff}}$  qui est plus petit que  $k_{\text{inf}}$ . On dit que lorsque  $k_{\text{eff}} = 1$  le réacteur est critique et quand  $k_{\text{eff}} < 1$  il est sous-critique car le nombre de neutrons n'est pas suffisant pour maintenir la réaction en chaîne. En revanche, si  $k_{\text{eff}} > 1$  on dit que le réacteur diverge.

On peut tenir compte de la distribution spatiale des neutrons de la première génération qui sont produits dans la cible de spallation, ce qui modifie le facteur  $k_{\text{inf}}$  qui devient  $k_s$  lors de la première génération. Il faut noter que les neutrons de spallation sont produits dans la zone centrale où la matière fissile n'est pas présente.

### Le gain en énergie

Le nombre total de neutrons produits à partir d'un seul neutron lors de la  $n^{\text{ième}}$  génération peut être calculé comme il se suit :

$$n = 1 + k_{\text{eff}} + k_{\text{eff}}^2 + \dots + k_{\text{eff}}^n \simeq \frac{1}{1 - k_{\text{eff}}} \quad (5.2)$$

On peut déduire alors que le nombre de neutrons produits dans un système sous-critique est :

$$N_t = \frac{k_s \cdot N_0}{(1 - k_{\text{eff}})}$$

ou  $k_s \cdot N_0$  est le nombre de neutrons sortant de la cible de spallation que l'on appellera  $\nu_s$ . Parmi ces  $N_t$  neutrons,  $N_t - \nu_s$  sont produits par fission. Chacune fission produit en moyenne  $\nu$  neutrons, ainsi, le nombre de fission qui a eu lieu est :

$$N_f = \frac{N_t - \nu_s}{\nu} = \frac{\nu_s}{\nu} \frac{k_{eff}}{1 - k_{eff}}$$

Chaque fission produit environ 0,2 GeV d'énergie thermique. Pour calculer le gain en énergie il est nécessaire de la comparer à l'énergie nécessaire pour accélérer un proton à 1 GeV,  $E_p$ , ainsi, on définit le gain du système comme :

$$G = \frac{0,2}{E_p} \frac{\nu_s}{\nu} \cdot \frac{k_{eff}}{1 - k_{eff}} = \frac{G_0 k_{eff}}{1 - k_{eff}} \quad (5.3)$$

Pour une cible de spallation de Pb et un faisceau de protons de 1 GeV, la valeur retenue [118] par le groupe du CERN pour leur calcul sur l'amplificateur d'énergie est de  $G_0 = 2.65$ . Mais, pour une restitution d'énergie au réseau il convient de multiplier par le rendement de conversion de l'énergie thermique à énergie électrique qui est de l'ordre de 30% et du rendement de l'accélérateur autour de 60% ce qui diminue le gain total effectif du système hybride.

## L'accélérateur

L'accélérateur demandé pour un système hybride devrait fournir des protons d'énergie voisine du GeV avec une intensité de l'ordre de 50 mA pour avoir une production raisonnable de l'ordre de 500 MWe. Il faut, tout d'abord remarquer qu'il n'existe aucun accélérateur à l'heure actuelle ayant ces caractéristiques. La manipulation d'un faisceau d'une telle puissance (50 MW) impose une maîtrise totale du faisceau tout au long de l'accélérateur. Des problèmes de charge d'espace en tête de machine ou d'activation des matériaux structurels peuvent conduire à des périodes d'arrêt importantes, la maintenance de l'accélérateur ne pouvant être assurée. Deux types d'accélérateurs peuvent être candidats pour un système hybride : un cyclotron ou un accélérateur linéaire. Un faisceau continu (en réalité haute fréquence) est préférable car un faisceau pulsé signifierait un courant instantané élevé qui créerait des problèmes de charge d'espace et des chocs thermiques sur la fenêtre et dans la cible de spallation.

La plupart des projets prévoient un accélérateur linéaire plutôt qu'un cyclotron, car l'intensité maximale que peut délivrer un cyclotron est de l'ordre de quelques mA dans l'hypothèse la plus optimiste et ne peut difficilement atteindre 1 GeV d'énergie. Au contraire, pour un accélérateur linéaire utilisant des cavités supraconductrices, les connaissances actuelles permettent raisonnablement de penser que à terme, un avant-projet réaliste d'un accélérateur de forte puissance pourra être proposé, l'énergie du faisceau n'étant pas non plus une limite.

## Avantages d'un ADS

Pour mieux comprendre les avantages que présente un ADS face à un réacteur critique classique, il est nécessaire, tout d'abord, d'introduire quelques concepts de base dans les réacteurs comme celui de la réactivité. Pour plus d'explication voir les cours de P. Reuss et J. P. Shapira dans [114]

- La production stable d'énergie par un réacteur critique implique que l'on réalise exactement  $k_{eff} = 1$ . La réactivité d'un réacteur ( $\rho$ ) est définie par  $\rho = \frac{k_{eff}-1}{k_{eff}}$  et la condition de stabilité devient  $\rho = 0$ . En effet, le temps moyen entre deux générations de fission est très court ( $10^{-6} - 10^{-3}$  s) durée qui implique des temps de divergence plus courts que ce que l'on peut imaginer pour faire des contre-réactions. Mais il existe une partie de neutrons qui sont émis par décroissance  $\beta^-$  des fragments de fission environ une dizaine de secondes après la fission (temps caractéristique de ces décroissances). Ces neutrons, appelés retardés par opposition aux neutrons prompts émis lors d'une fission, sont émis en quantité suffisante (nombre de neutrons retardés par neutron de fission  $\beta \simeq 650$  pcm (pour cent mille) pour  $^{235}\text{U}$ ) pour laisser le temps d'agir à des systèmes de contre-réaction mécaniques (barres de pilotage contenant des matériaux à forte section efficace d'absorption de neutrons) pour modifier la réactivité et éviter la divergence du réacteur. On montre que la réactivité doit rester inférieure à  $\beta$  pour que le réacteur soit contrôlable :

$$\rho < \beta \simeq 650\text{pcm}$$

Quand on introduit des déchets à transmuter (Pu, actinides mineurs) dans un réacteur critique, le nombre de neutrons retardés va diminuer et le réacteur va devenir plus difficile à piloter. En revanche, pour un système hybride, du fait que le réacteur est sous-critique ce problème lors de l'ajout de matière à transmuter ne se pose pas. En effet, même avec des valeurs de  $k_{eff} \simeq 0.95$  le système continue à produire de l'énergie, ce qui conduit à une grande stabilité du système par construction, cette valeur ne pouvant être atteinte qu'avec l'accélérateur en marche.

- Les variations de  $k_{eff}$  avec la température du réacteur sont particulièrement importantes puisque le fonctionnement du réacteur implique une élévation de la température qui doit être correctement évacuée. Tout défaut de refroidissement conduit donc à une élévation de la température qui ne doit pas emballer le réacteur. On dit alors que le réacteur est stable si le coefficient de température est négatif. Ceci implique que, lorsqu'il existe une augmentation de la puissance provoquant une agmentation de la température, la réactivité doit descendre. Le réacteur critique initialement devient sous-critique et la puissance baisse.

L'effet de température le plus rapide et le plus sensible est l'effet Doppler provenant essentiellement de  $^{238}\text{U}$  présent dans le combustible : une augmentation locale de la température dans le combustible, donc une agitation accrue des noyaux du combustible, a pour effet d'élargir les bandes d'absorption résonnante des neutrons épithermiques. De cette manière, un nombre plus grand de neutrons est absorbé sans provoquer de fission et la réactivité diminue. Cet effet de contre-réaction physique est précieux car il est immédiat et local.



Mais, si l'on veut transmuter le plutonium et les actinides mineurs dans un réacteur critique, il est nécessaire de diminuer la concentration d' $^{238}\text{U}$ . Il est clair que cette diminution de matière fertile est un changement radical dans l'état du réacteur, notamment ceci conduit à la diminution de l'effet Doppler.

Dans le cas d'un réacteur sous-critique comme dans les ADS, les variations en température ne doivent pas amener le réacteur à une situation de criticité. Le contrôle dans un ADS doit se faire par des contraintes propres au réacteur. Ceci implique un  $k_{eff}$  du réacteur qui n'excède pas 0.95 pour les réacteurs à neutrons thermiques et 0.98 pour les réacteurs à neutrons rapides [117]. En conclusion, les contraintes de sûreté dues à la composition du combustible sont moins importantes dans le cas d'un réacteur sous-critique ce qui permet une incinération plus facile de quantités importantes de plutonium et d'actinides mineurs.

## 5.2.2 Les différents projets

### Les premiers projets de systèmes hybrides

Dès le début des années 90 différents concepts de systèmes assistés par accélérateur ont été proposés en Europe, les Etats Unis et Japon.

Aux Etats Unis, le laboratoire de Los Alamos a conçu plusieurs variantes de systèmes hybrides sur le nom commun de ADTT (Accelerator Driven Transmutation Technology) [119], [120] fondées sur le cycle du thorium et des sels fondus. Les sels fondus permettent d'envisager des très hauts flux de neutrons, favorisant l'incinération de certains isotopes grâce au phénomène de double capture, ce qui signifie une réduction des captures parasites. De plus, grâce à un fonctionnement à température plus élevée, on obtient un meilleur rendement de la production d'électricité. Le faisceau envisagé avait une énergie de 800 MeV et une intensité de 100 mA. Le concept avait comme fin la destruction des actinides et des produits de fission à vie longue (variante ATW), la destruction de matières fissiles d'origine militaire (variante ABC) ou la production d'énergie (variante ADEP).

Un autre projet a aussi été développé aux Etats Unis, le projet PHOENIX du laboratoire Brookhaven [121], [122] qui est basé sur l'utilisation d'un réacteur sous-critique de spectre rapide refroidi au sodium et un faisceau de 1,6 GeV d'énergie et 100 mA d'intensité. Dans ce concept le combustible est formé par des oxydes d'actinides mineurs à transmuter et les neutrons de fuite sont utilisés pour transmuter les produits de fission.

En ce qui concerne les projets japonais, dans le cadre du programme OMEGA (Options Making Extra Gains from Actinides and fission products), JAERI propose deux concepts différents d'hybrides à neutrons de spectre rapide dont l'objectif est l'incinération du Pu et des actinides mineurs [123]. Dans le premier concept la cible de spallation est en tungstène refroidie au sodium qui sert, également pour refroidir le combustible et la fenêtre. Le combustible est solide et contient les éléments à transmuter. Dans le deuxième concept, le combustible est en sels fondus. Dans ce cas le sel sert à la fois de milieu sous-critique, de cible de spallation et de fluide caloporteur.

En Europe tout a commencé avec C. Rubbia au CERN [124] [125] qui a proposé en 1993 le concept connu comme l'Amplificateur d'Énergie qui utilise le cycle du thorium pour la transmutation des déchets et la production d'énergie de façon plus sûre et plus propre.

Plusieurs versions de l'amplificateur d'énergie sont apparues. Dans la première version le flux de neutrons était thermique et de  $10^{14}$  neutrons  $cm^{-2} s^{-1}$  et l'accélérateur envisagé était un cyclotron de 10 mA. Dans la deuxième proposition le spectre des neutrons est rapide permettant un fonctionnement à plus haut flux et plus grand  $k_{eff}$  (ex.  $k_{eff} = 0,98$  pour produire une puissance de 3000 MWth). La cible est en Pb liquide. Le Pb sert aussi de caloporteur et assure le refroidissement par convection naturelle. L'accélérateur doit fournir une intensité de 20 mA avec une énergie de 900 MeV.

L'amplificateur d'énergie fonctionne en cycle fermé et utilise le procédé de retraitement THOREX : le combustible irradié déchargé est retraité puis réinjecté dans une unité sous-critique avec du thorium frais. Après plusieurs cycles, un équilibre est atteint.

En principe, ces concepts avaient comme objectif la transmutation des déchets radioactifs mais aussi l'obtention d'énergie électrique. Actuellement, un scénario où toute l'énergie électrique proviendrait des systèmes hybrides n'est pas envisageable dû à leur grande complexité technologique et leur coût élevé. Néanmoins, ils ont toujours leur place dans des scénarios où leur fonction serait celle de transmuter des déchets provenant d'autres réacteurs du parc. Dans ce cas, le gain demandé au système hybride serait seulement celui nécessaire pour son autonomie énergétique et le nombre de ces réacteurs nécessaires à construire serait plus faible.

### Les expériences en cours

La recherche européenne est harmonisée autour de programmes-cadres (PCRD) dans lesquels plusieurs axes sont ouverts concernant le sujet de la transmutation des déchets radioactifs (*partitioning and transmutation*) : l'obtention des données nucléaires (dans lequel entre ce travail de thèse), recherche sur l'accélérateur, le cycle du combustible, les contraintes thermohydrauliques, dommages aux matériaux, conception du *design* du système hybride etc...Actuellement plusieurs programmes expérimentaux de recherche sont en cours afin d'arriver à la construction finale d'un démonstrateur de système hybride. Nous présentons dans cette partie un survol de quelques uns de ces projets ou expériences en cours :

#### MUSE

Le programme expérimental baptisé MUSE (Multiplication par source externe) est mené par le CEA et le CNRS dans le cadre du programme GEDEON (Gestion des Déchets et Production d'Énergie par des Options Nouvelles), auxquels se sont joints plusieurs laboratoires européens, le Argonne National Laboratory (USA) et JAERI (Japon).

Cette expérience a pour objectif l'étude expérimentale du comportement et de la physique d'un système hybride, constitué du réacteur expérimental Masurca de la DEN/CEA à Cadarache couplé à une source externe de neutrons. Les premières expériences concernant le couplage accélérateur + cible ont permis de définir et d'optimiser les caractéristiques de cette source de neutrons qui a ensuite été développée au laboratoire de physique subatomique et de

cosmologie de Grenoble (LPSC) et baptisée Génépi (générateur de neutrons pulsés de forte intensité). Elle utilise les réactions (d,d) et (d,t) ce qui permet d'explorer différents spectres de neutrons. En mai 2001, Génépi a été couplée au réacteur Masurca. En février 2003, l'intensité de la source de neutrons a pu être contrôlée en pilotant la fréquence de l'accélérateur. Cette expérience très encourageante a permis de vérifier le concept de pilotage d'un réacteur par une source externe et d'avoir pour la première fois une mesure en ligne des temps de génération des neutrons.

### **TRADE**

Le projet de C. Rubbia et collaborateurs appelé TRADE (TRiga Accelerator Driven Experiment) réunit différents instituts européens comme le CEA (France), l'ENEA (Italie), ANSALDO (Italie) et le FZK (Allemagne). Il propose la construction d'un démonstrateur ADS de faible puissance (1 MW) opérationnel entre 2006-2007, qui serait une étape précédant un démonstrateur à 100 MW.

Ce démonstrateur utilise le réacteur conventionnel TRIGA (ENEA, Casaccia-Italie). Il est prévu comme accélérateur un cyclotron de 110 MeV d'énergie et de 0.5 à 2 mA d'intensité. La cible de spallation est en tungstène et a une forme de cône de 40 cm de hauteur. Il devrait permettre des mesures concernant la distribution du flux et d'autres paramètres du réacteur comme sa réactivité, le spectre des neutrons ou la relation entre l'intensité du faisceau des protons et la puissance du réacteur.

### **MYRRHA**

Depuis 1997, le Centre de recherche nucléaire Belge SCK-CEN développe, en collaboration avec d'autres laboratoires européens, un projet de démonstrateur d'ADS appelé MYRRHA. Celui-ci consiste au couplage d'un accélérateur de protons de 350 MeV d'énergie et une intensité de 5 mA avec une cible de Pb-Bi. Le milieu sous-critique est refroidi par le Pb-Bi et le spectre des neutrons est, en principe, rapide mais il peut être adapté à un spectre thermique dans certaines parties du cœur. Une des caractéristiques de ce concept est qu'il n'existe pas de fenêtre entre le faisceau des protons et la cible. En effet, le Pb-Bi constituant la cible est en circulation dans un circuit cylindrique concentrique double et, dans la partie de contact avec le faisceau présente une surface libre. Néanmoins, afin de réduire les substances volatiles qui pourraient entrer dans l'accélérateur provenant de la cible de spallation, il existe une double barrière métallique refroidie à l'hélium qui est placée sur la trajectoire du faisceau à une certaine distance de la cible de spallation.

Le projet MYRRHA a comme objectif d'entrer dans la stratégie européenne d'un démonstrateur d'ADS et d'être une installation européenne offrant un spectre de neutrons rapides pour l'étude de la transmutation des actinides mineurs et des produits de fission, pour la production de radioisotopes pour les applications médicales, pour la recherche de matériaux nécessaires aux réacteurs de fission et fusion et l'étude de nouveaux concepts de combustibles. Son fonctionnement est prévu pour 2012-2015.

### **MEGAPIE**

L'expérience MEGAPIE (MEGAwatt Pilot Experiment) part d'une initiative entre le CEA (France), SUBATECH/CNRS(France), FZK (Allemagne) et PSI (Suisse). Depuis,

d'autres institutions se sont jointes à ce projet comme c'est le cas de JAERI ou autres. Il s'agit de la construction et mise en oeuvre d'une cible de spallation liquide Pb-Bi pour l'installation SINQ (Swiss Spallation Neutron Source) à PSI. Cette installation délivre actuellement un faisceau de protons de 590 MeV et 1,8 mA d'intensité sur une cible solide constituée de barreaux de plomb et refroidie par de l'eau.

Une fenêtre en acier martensitique T91 (pour la composition voir plus loin, tableau 5.3) est placée entre le faisceau et la cible de spallation et supporte une température autour de 300-380 °C. Elle a un épaisseur de 2 mm dans la zone de la spallation. C'est cet épaisseur que l'on va utiliser, comme on va le voir dans la suite, pour réaliser des calculs avec nos données expérimentales. En effet, les données expérimentales des sections efficaces de production de noyaux résiduels dans la réaction  $\text{Fe} + \text{p}$  qui font l'objet de ce travail de thèses, peuvent être directement utilisables pour le calcul de quelques dommages dans la fenêtre du système hybride. Ainsi, pour les calculs qui vont être présentés dans la suite, la fenêtre de MEGAPIE a été prise comme référence.

### 5.3 Dommages aux matériaux sur la fenêtre du système hybride

Comme il vient d'être indiqué, la plupart des concepts de systèmes hybrides prévoient, sur le trajet du faisceau, une interface entre l'accélérateur et la cible de spallation : la fenêtre. Sa fonction principale est de maintenir un vide poussé au niveau de l'accélérateur quelles que soient les conditions de fonctionnement de la cible de spallation. Cette fenêtre participe aussi à la sûreté et à la protection de la cible en confinant en situation accidentelle les produits de spallation au sein de la cible (la protection ultime étant assurée, de toute façon, par des vannes à fermeture rapide).

En traversant la fenêtre, le faisceau de protons donne lieu à des réactions de spallation avec les atomes qui composent son réseau cristallin. Des produits de spallation vont être créés et vont rester piégés dans le réseau. Une partie de l'énergie du faisceau est cédée à la fenêtre par interaction coulombienne mais aussi du fait des réactions de spallation. A cela vient s'ajouter le rayonnement en provenance de la cible. Les épaisseurs envisagées, de l'ordre de 2-5 mm, visent à minimiser les échauffements.

On voit, alors, les nombreux processus qui vont endommager le matériau de cette fenêtre. La partie de la fenêtre directement traversée par le faisceau est le siège d'un échauffement important comparativement à la partie *non éclairée*. De forts gradients de température et donc des contraintes thermiques significatives sont observés à la limite des deux zones. L'importance des dépôts de puissance dans la fenêtre implique un refroidissement actif, le choix d'un caloporteur étant guidé par une réflexion globale sur l'installation. L'intensité du faisceau, de son côté, est définie par la source de neutrons que l'on désire obtenir. La taille de l'empreinte du faisceau résulte alors d'un compromis entre une densité surfacique des protons thermiquement acceptable pour la fenêtre et une zone d'interaction suffisamment concentrée dans la cible.

Il se pose aussi le problème de la corrosion du matériau de la fenêtre en présence du métal liquide constituant la cible si la fenêtre est en contact avec la cible (il existe des concepts

avec la fenêtre plus haut dans le tube du faisceau). La forme la plus simple de corrosion est la dissolution au cours de laquelle un atome de métal solide rompt ses liaisons avec ses voisins et en forme des nouvelles avec les atomes du métal liquide. Cette dissolution se poursuit jusqu'à la saturation du métal liquide. De plus, en présence de gradients thermiques, il y a transport de matière, de la zone chaude où le solide se dissout vers la zone froide où il se dépose. Sur le plan pratique, ces phénomènes peuvent être préjudiciables, du point de vue structural, car la dissolution conduit à une perte d'épaisseur des matériaux de structure, ainsi que du point de vue fonctionnel, car le dépôt modifie le transfert thermique et entraîne des risques de bouchage et d'accumulation locale de produits actifs. Enfin, une autre forme de corrosion peut résulter de réactions chimiques entre le solide et le liquide, ce qui conduit à la formation de nouveaux composés dans le système. Dans l'ensemble, les phénomènes de corrosion peuvent se manifester de façon uniforme ou, au contraire, préférentiellement en certains sites comme les joints des grains (la matière est, généralement, composée de plusieurs cristaux accolés qui ont une orientation différente. L'interface entre deux cristaux s'appelle un joint de grain). Il peut alors apparaître une pénétration intergranulaire du métal liquide conduisant à une fragilisation du matériau solide.

Une large gamme de matériaux ont été envisagés pour la fenêtre. Les critères de sélection dus aux caractéristiques des systèmes hybrides sont nombreux car le matériau doit être résistant aux contraintes thermiques, aux effets d'irradiation et de corrosion de la cible de Pb-Bi mais il faut aussi tenir compte des critères industriels tels que la disponibilité ou pour faire des soudures [126]. Plusieurs matériaux ont été étudiés et ce sont les aciers ferrito-martensitiques, les plus stables sous irradiation de par leur composition chimique, qui sont le plus souvent retenus. Deux de ces aciers envisagés sont le **T91** et le **EM10**, leur composition chimique est présentée au tableau 5.3.

La production de gaz par transmutation dans les aciers (hydrogène et hélium) [127] pose aussi un problème important car ces deux éléments ont des taux de production très élevés et ils ont des effets fragilisants dans le matériau de la fenêtre. L'hélium conduit au gonflement du matériau car il se concentre en petits amas de lacunes tri-dimensionnels (petites bulles) qui se mettent à croître rapidement par absorption de lacunes jusqu'à un rayon critique. Si ces bulles se situent au niveau des joints de grains, ceci peut conduire à une fragilisation très importante du matériau (ce phénomène se produit principalement à haute température, environ 500°C pour les aciers). L'hélium a aussi des effets de durcissement et modifie les propriétés de résilience de l'acier de la fenêtre. La résilience est une qualité des matériaux qui tient compte à la fois de l'élasticité et de la fragilité et qui se manifeste par leur capacité à retrouver leur état initial à la suite d'un choc ou d'une pression continue. L'hydrogène, de son côté, est l'élément dont la section efficace de production est la plus élevée et il est bien connu que les aciers ferritiques et martensitiques sont sensibles au phénomène de fragilisation par l'hydrogène. Sa présence provoque une diminution de la ductilité des aciers (dans un essai de traction, on observe une diminution de l'allongement à rupture et une réduction de la striction ou pourcentage de réduction de la section après rupture par rapport à la section initiale) et peut, également induire une modification du mode de rupture. Ces effets macroscopiques de l'hydrogène sur les propriétés mécaniques des aciers résultent de plusieurs mécanismes d'action de l'hydrogène au niveau microscopique, qui ne sont pas encore tous compris. L'hydrogène modifie vraisemblablement la densité électronique s'il est présent au niveau d'une interface, provoquant localement une diminution de la cohésion interfaciale

	Fe	C	Cr	Mo	Mn	Si	Ni	V	Nb	N
T91	89,40	0,11	8,30	0,95	0,38	0,43	0,13	0,20	0,08	0,02
EM10	88,97	0,11	8,80	1,05	0,50	0,37	0,18	-	-	0,02

**Tab. 5.3:** Composition chimique (%) des aciers ferrito-martensitiques T91 et EM10, candidats à être les matériaux de la fenêtre d'un système hybride.

favorisant des modes de rupture de type fragile.

Les aciers ferro-martensitiques présentent, sous irradiation, une augmentation modérée de la température de transition fragile-ductile et du gonflement, lié à la formation de cavités. Ce phénomène est négligeable jusqu'à des doses supérieures à celles prévues pour la fin de vie de la fenêtre [127].

Les dommages sur lesquels nous allons nous concentrer dans cette section sont ceux créés par les réactions de spallation qui vont avoir lieu entre les protons du faisceau et les atomes du réseau cristallin de la fenêtre. **En premier lieu** nous utiliserons les données expérimentales concernant les sections efficaces de production des résidus de spallation pour calculer les concentrations de ces éléments présentes dans le matériau de la fenêtre après un certain temps de irradiation. **En deuxième lieu** nous utiliserons les données de vitesse de recul des résidus pour calculer l'endommagement créé à cause des déplacements des atomes dans le réseau cristallin.

## 5.4 Concentrations chimiques des résiduels de spallation

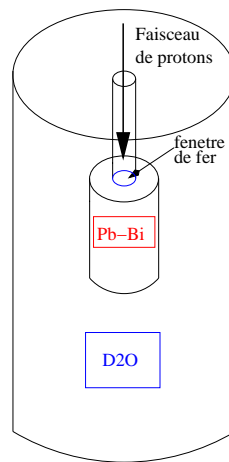
En premier lieu nous allons utiliser les sections efficaces de production des différents noyaux résiduels afin de calculer les changements dans la composition chimique qui vont avoir lieu dans la fenêtre après un an d'irradiation dans le système hybride. Ensuite, à partir des distributions en vitesse des résidus et de leur section efficace de production, nous allons proposer deux méthodes du calcul des **dpa** (déplacements par atome) qui vont se produire dans le réseau cristallin à cause des noyaux résiduels des réactions de spallation entre le proton et le fer de la fenêtre.

La production d'impuretés par réaction de spallation sur la fenêtre d'un ADS crée des modifications microstructurales qui vont avoir des conséquences sur les propriétés mécaniques du matériau irradié. Les effets sur le plan métallurgique des résiduels créés dépendent essentiellement de deux facteurs : l'espèce chimique et la concentration produite dans la fenêtre.

La connaissance des impuretés produites au cours de l'irradiation est donc nécessaire afin d'établir un programme expérimental permettant d'évaluer les conséquences sur la tenue de la fenêtre au niveau de la chimie et de la fragilisation induite. Il faut néanmoins noter que cette information n'est pas la seule à déterminer le temps de vie, car nous avons vu précédemment que beaucoup d'autres facteurs s'ajoutent aux dommages dans la fenêtre causés par les

résiduels de spallation. Il faut mentionner spécialement la production d'hydrogène et d'hélium que nous n'avons pas mesurés et donc ne traiterons pas mais qui a avoir des effets néfastes sur les propriétés mécaniques de la fenêtre.

Pour la réalisation de ce calcul nous avons décidé de prendre une configuration d'irradiation proche d'une cible réelle de spallation. Ainsi, tel que le montre la figure 5.2, nous avons supposé que la fenêtre de fer circulaire de 1 cm de rayon et 2 mm d'épaisseur était en contact avec une cible de Plomb - Bismuth liquide et entourée d'un modérateur supposé être de l'eau lourde. On suppose également que le faisceau de protons utilisé a une intensité de 0,1 mA distribuée uniformément sur la surface de la fenêtre, ce qui donne une densité d'intensité de  $31,8 \mu A/cm^2$ . Nos résultats seront évidemment utilisables pour d'autres conditions d'intensité ou d'épaisseur de la fenêtre moyennant des renormalisations triviales.



**Fig. 5.2:** Schéma pris pour le calcul des impuretés dans la fenêtre. On suppose un faisceau de protons de  $31,8 \mu A/cm^2$  de densité de courant et d'énergie variable entre 300 et 1500 MeV arrivant sur la fenêtre de fer de 1 cm de rayon et 2 mm d'épaisseur. Cette fenêtre est en contact avec une cible de plomb-bismuth et entourée d'un modérateur à l'eau lourde.

Du fait que l'épaisseur de la fenêtre est suffisamment faible, on peut considérer que, par spallation directe entre le faisceau et le fer de la fenêtre, une seule interaction va se produire, sans donner lieu à une cascade internucléaire, on parle alors de *cible mince*. Pour cette raison on peut utiliser directement nos résultats expérimentaux concernant les sections efficaces de production des noyaux résiduels pour calculer la production d'impuretés dans la fenêtre créés directement par le faisceau de protons. Si l'on connaît les sections efficaces de production isotopiques des résiduels on est en mesure de calculer l'évolution des concentrations au cours de l'irradiation, car il faut tenir compte de la décroissance radioactive des noyaux résiduels formés. Pour ce calcul on a utilisé un code appelé ORIHET [128] qui va prendre en compte les décroissances radioactives tout en "alimentant" la production d'impuretés avec un taux de production donné par nos sections efficaces expérimentales. Les résultats obtenus pour ces concentration après un an d'irradiation de la fenêtre sont montrés sur la ligne pointillée des figures 5.3, 5.4, 5.5, 5.6 et 5.7, dans le cas d'un faisceau de 1500, 1000, 750, 500 et 300 MeV d'énergie du faisceau de protons respectivement. Les concentrations sont représentées par rapport à la charge de l'élément résiduel et données en appm (atomes du noyau résiduel

par million d'atomes dans la cible). Signalons que la concentration de *Fe* correspond aux isotopes supplémentaires créés par les réactions nucléaires.

Il faut, aussi, tenir compte de l'influence des impuretés créées par les réactions avec les particules provenant de la cible et du milieu environnant. Pour réaliser ce calcul on a fait appel à un code de transport permettant de simuler l'ensemble des réactions se produisant dans le système complet. Dans notre cas nous avons utilisé LAHET [46] avec comme modèles la cascade intranucléaire de BERTINI suivie du code de désexcitation de DRESNER. Ceci permet de calculer la production de protons et neutrons qui vont être créés dans la fenêtre même et ceux provenant du milieu environnant qui vont revenir sur la fenêtre et induire des réactions supplémentaires. Cette contribution est postérieurement traitée avec le code ORIHET de façon à estimer les impuretés créés dans la fenêtre à cause des particules provenant du milieu environnant. Cette contribution est représentée par la courbe continue plus large sur les figures 5.3, 5.4, 5.5, 5.6 et 5.7 pour les cinq énergies analysées.

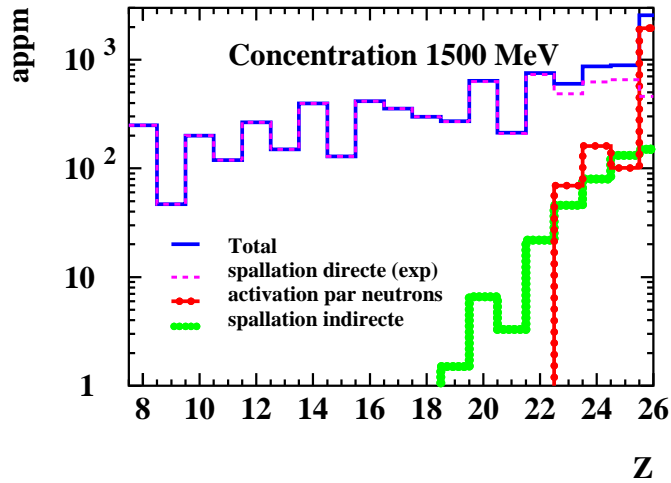
Le calcul qui vient d'être décrit ne permet de traiter que les réactions avec des particules de plus de 20 MeV. Le cas des neutrons de moins de 20 MeV du milieu a été traité de manière différente. Le flux moyen de ces neutrons provenant du milieu environnant a été calculé avec MCNP. Ces neutrons qui après avoir été modérés dans l'eau lourde reviennent sur la fenêtre, peuvent créer des impuretés par activation du milieu. Du fait que le code ORIHET ne tient pas compte des changements dans la concentration d'un élément donné par absorption de neutrons on a dû utiliser un autre code appelé DARWIN [129]. Cette contribution est représentée sur la courbe pointillée large des figures 5.3, 5.4, 5.5, 5.6 et 5.7. La somme de toutes ces contributions donc les concentrations totales qui vont apparaître dans la fenêtre du système hybride après un an d'irradiation sont représentées par la courbe continue et fine sur ces figures. Les contributions aux concentrations dans la fenêtre autres que la spallation directe ont été donc réalisées à partir des sections efficaces données par les codes. Dans ce cas nous avons choisie de considérer une composition de la fenêtre plus proche de la réalité, avec 90% de *Fe* et 10% de *Cr*. Pour les concentrations dues à la spallation directe nous avons utilisé nos données expérimentales et la fenêtre est donc considérée composée uniquement de *Fe*.

On voit dans ces figures que les concentrations chimiques les plus importantes correspondent aux éléments proches du projectile, car ils sont les plus produits par spallation directe. Cependant les noyaux intermédiaires tels le soufre, le phosphore ou le calcium ont des concentrations très voisines entre elles et loin d'être négligeables pour les grandes énergies du faisceau de protons incident, car ces éléments peuvent engendrer une fragilisation du matériau de la fenêtre s'ils s'agrègent au niveau des joints.

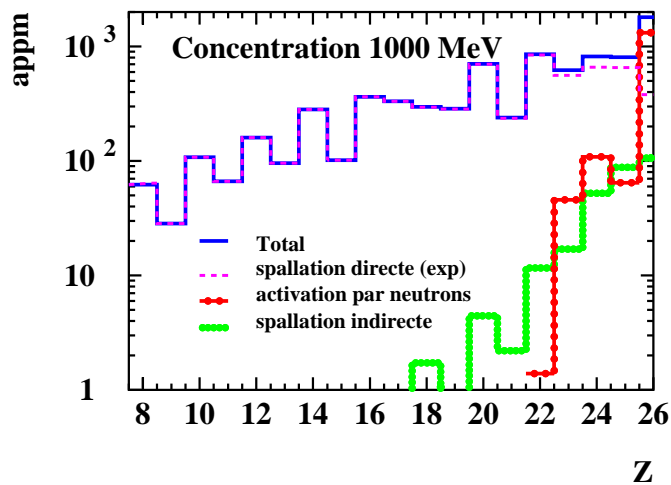
En 2000 J. Henry, C. Volant et R. Legrain avaient réalisé des calculs assimilaires [127]. Comme il vient d'être indiqué, l'obtention de ces concentrations tient compte de la décroissance radioactive entre les différents noyaux résiduels produits. Il faut donc des sections efficaces *isotopiques* pour calculer les concentrations d'impuretés.

A cette époque les seules données expérimentales disponibles concernant des sections efficaces isotopiques de production de noyaux résiduels sur le fer étaient les données de Webber





**Fig. 5.3:** Concentrations finals apres un an d'irradiation en appm (atomes d'impureté par million d'atomes dans la cible) par rapport au nombre de charge de l'élément. La ligne continue et fine représente la concentration totale pour chaque espèce, la ligne pointillée et fine montre les concentrations provenant des résidus créés par spallation directe sur le fer de la fenêtre. La ligne la plus large montre la contribution aux concentrations des résidus qui vont se former dans la fenêtre à partir des protons et neutrons de plus de 20 MeV qui proviennent du milieu environnant et, finalement, avec la ligne pointillée-continue on représente la contribution donnée par l'activation de la fenêtre à partir des neutrons de moins de 20 MeV provenant du milieu environnant. Ces concentrations ont été calculées en considérant un faisceau de protons incident de 1500 MeV et de  $31,8 \mu A/cm^2$  de densité de courant.



**Fig. 5.4:** Idem figure 5.3 mais avec une énergie du faisceau de protons de 1000 MeV/A

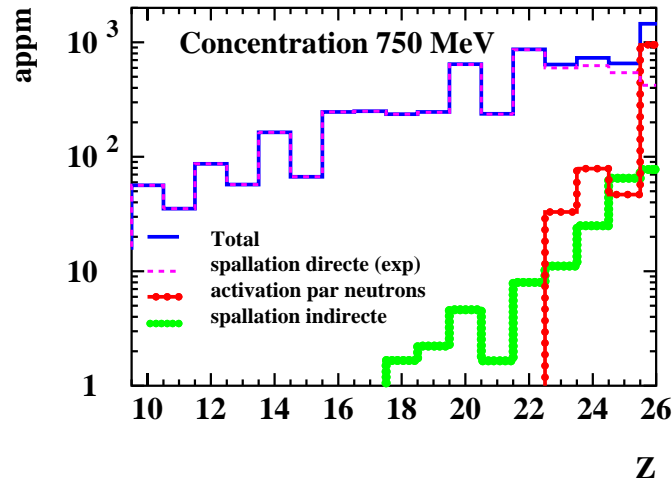


Fig. 5.5: Idem figure 5.3 mais avec une énergie du faisceau de protons de 750 MeV/A

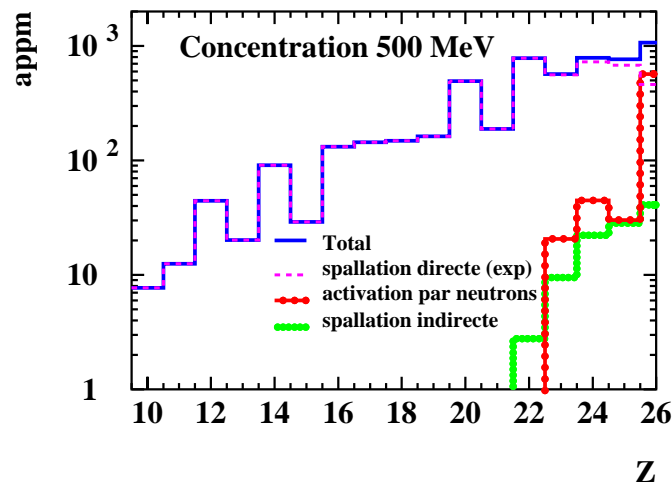
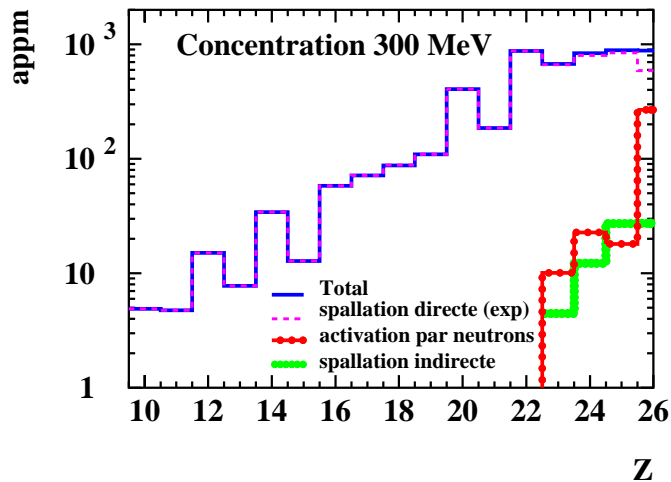


Fig. 5.6: Idem figure 5.3 mais avec une énergie du faisceau de protons de 500 MeV/A

et collaborateurs à 573 MeV [13]. Ils ont donc calculé les concentrations en supposant un faisceau de protons de cette énergie. Comme on le sait du chapitre 4 la formule paramétrique de Webber est une bonne paramétrisation. Ils ont alors calculé les sections efficaces isotopiques de production de résiduels à 1000 MeV et les concentrations au bout d'un an d'irradiation, à partir de cette formule. Ce résultat a été ensuite comparé aux concentrations attendues en utilisant des sections efficaces de production de résiduels calculés par les modèles de cascade intranucléaire BERTINI et INCL2 et la désexcitation de DRESNER.

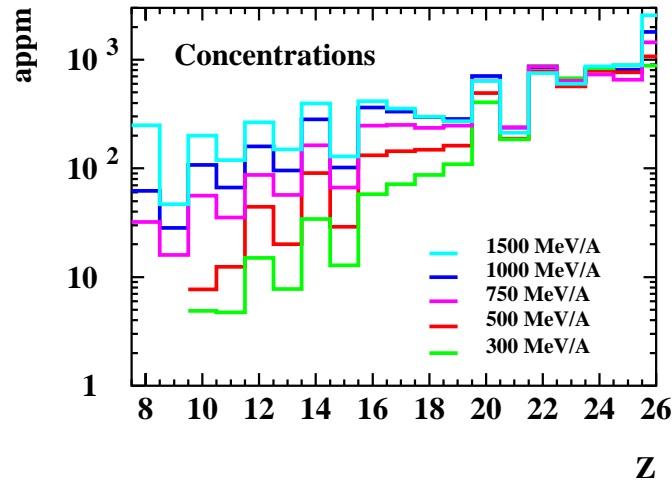
Le résultat obtenu dans ce rapport montre une différence avec notre résultat concernant, principalement, les résidus de masse légère et très légère. En effet, comme il a été montré



**Fig. 5.7:** Idem figure 5.3 mais en considerant un faisceau de 300 MeV d'énergie des protons

au chapitre 4, les codes de cascade montrent une sous-estimation de la production de ces résidus. Cette sous-estimation est rapportée au calcul des concentrations et peut être importante quand on regarde certains éléments comme le phosphore, le soufre ou le sodium qui sont des éléments fragilisants de la fenêtre. On voit bien dans ce cas l'importance de nos données expérimentales. Cependant, nous avons montré précédemment que la formule ne reproduit pas correctement les sections efficaces des éléments les plus légers qui n'avaient pas été mesurés par Webber. Les mesures expérimentales présentées dans ce travail, étant un ensemble plus complet peuvent être utilisées pour calculer les concentrations des éléments légers qui peuvent être fragilisants. Il faut noter que le travail de J. Henry et collaborateurs prend comme exemple d'irradiation un faisceau de protons d'une densité d'intensité de  $77\mu A/cm^2$  et donc les résultats obtenus doivent être multipliés par une constante qui tient compte de cette différence de densités.

La comparaison entre les concentrations d'impuretés produites dans la fenêtre aux différentes énergies du faisceau est représentée sur la figure 5.8. Comme on peut le voir, la différence dans la concentration de certains éléments comme le phosphore, le soufre ou le chlore est loin d'être négligeable (entre un facteur 2 ou 3 entre les énergies). Le calcium est un des résiduels dont la teneur au bout d'un an est la plus importante (700 appm dans le cas d'un faisceau de 1000 MeV). Cet élément, étant presque totalement insoluble dans le fer, des phénomènes de précipitations sont vraisemblables, entraînant un durcissement du matériau et donc une fragilisation. Un comportement similaire est attendu pour d'autres impuretés voisines du calcium dans le tableau périodique (K, Sc, Na, etc...). Il est néanmoins difficile de prédire si le durcissement induit par ces éléments, pour les teneurs atteintes au bout d'un an, sera faible ou au contraire significatif devant les autres sources de durcissement de la fenêtre. Dans le cas des éléments comme le titane ou le vanadium qui sont produits avec des teneurs relativement importantes au bout d'un an (près de 680 appm dans le cas du vanadium et plus de 870 appm en ce qui concerne le titane à 300 MeV d'énergie du faisceau de protons), le cas est tout autre. Contrairement aux éléments insolubles qui viennent d'être



**Fig. 5.8:** Comparaison des concentrations d'impuretés obtenues dans la fenêtre de fer après un an d'irradiation par un faisceau de 0.1 mA et pour différentes énergies .

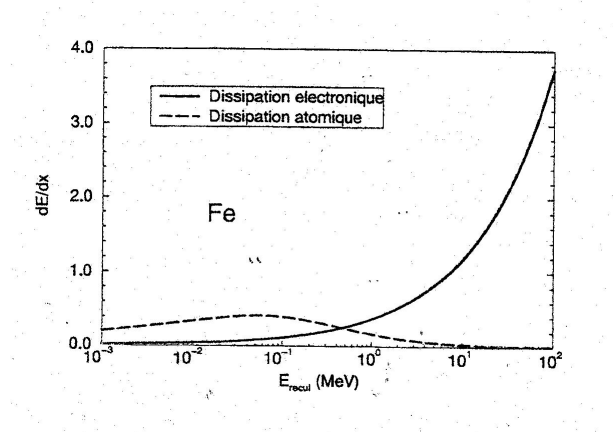
cités, le titane et le vanadium sont des éléments d'addition classique des aciers. Le vanadium entre en particulier dans la composition de l'acier T91. Néanmoins, des phénomènes de précipitation par exemple avec le carbone présent en solution solide risquent de se produire, ce qui contribuerait à durcir et fragiliser le matériau.

## 5.5 DPA

Dans cette section on veut calculer un autre type de dommage causé par l'irradiation du faisceau de protons : les déplacements des atomes du réseau cristallin produits par les noyaux résiduels des réactions de spallation entre le proton et le fer de la fenêtre. Pour une information plus complète voir références [130, 7, 131, ?]

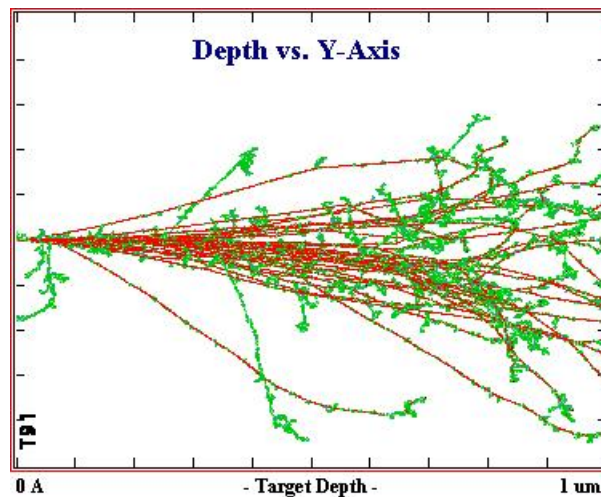
Lors d'une irradiation, le flux de particules incidentes interagit avec le réseau cristallin. Dans notre cas, les protons du faisceau créent des noyaux résiduels lors de l'interaction de spallation avec les atomes de fer de la fenêtre. Ces noyaux résiduels ont une certaine vitesse de recul ce qui les transforme en projectiles au sein du réseau constituant la fenêtre. Le noyau de recul peut perdre alors de l'énergie par deux mécanismes distincts, d'une part par ralentissement électronique, d'autre part par ralentissement nucléaire. Sur la figure 5.9 on peut observer la forme du ralentissement électronique et nucléaire pour un ion de fer dans une matrice de la même nature.

Lors du ralentissement électronique, le noyau perd son énergie par interaction coulombienne avec les électrons, qu'il fait passer dans des états excités (transition vers des états libres au-dessus du niveau de Fermi ou orbitales libres). Dans un métal, cela ne crée pas de défauts car tout trou d'un niveau profond qui est créé est immédiatement rempli par un électron. Lors de ces interactions électroniques, le noyau de recul est ralenti comme par frottement, sa trajectoire est quasi-rectiligne (diffusion aux petits angles) et l'énergie se dissipe



**Fig. 5.9:** Compétition entre dissipation électronique et dissipation nucléaire de l'énergie de recul pour un ion de fer dans une matrice de la même nature. Tirée de [54]

sous forme de chaleur. Lors des collisions nucléaires, le noyau de recul interagit avec le noyau du milieu par choc élastique. Dans ce cas, il y a transfert direct d'énergie, le ralentissement est important et le noyau de recul (qui sera considéré pour les dommages comme projectile dans le réseau) est fortement dévié de sa trajectoire. Une schématisation de ce processus est représentée sur la figure 5.10



**Fig. 5.10:** Représentation des cascades créés par un ion dans le matériau T91 de la fenêtre d'un système hybride (réalisée avec le code TRIM).

Dans les métaux, tous les défauts sont créés lors du ralentissement nucléaire. On appelle **atomes primaires** ou **PKA** (Primary Knocked Atom), les atomes du matériau choqués directement par un projectile. Pour déplacer durablement un atome de son site d'équilibre, il faut lui fournir une énergie supérieure à **l'énergie seuil de déplacement**  $E_d$  (de 15 à 40 eV pour les métaux usuels). Cette énergie est suffisante pour briser les liaisons chimiques, déplacer l'atome en interstitiel et relaxer le réseau autour du site vacant. Un atome qui se déplace durablement laisse derrière lui un site vacant, appelé **lacune**. L'atome déplacé peut

alors se placer dans un site laissé vacant, mais si le réseau ne contient pas de défaut à l'endroit où il s'arrête, il se place entre deux sites du réseau cristallin et forme ainsi un **interstitiel**. Une lacune et un interstitiel forment une **paire de Frenkel**.

Lorsqu'un projectile (projectile de départ ou noyau de recul) transmet de l'énergie à un atome de la cible, plusieurs cas peuvent se produire :

- Si l'énergie transmise est **inférieure** à l'énergie seuil de déplacement, l'atome cible n'est pas éjecté de sa position d'équilibre. Il retransmet son énergie au réseau sous forme de **phonons**, en oscillant autour de sa position d'équilibre. Si l'énergie résiduelle du projectile est supérieure à l'énergie seuil de déplacement, celui-ci continue son parcours en entrant en collision avec d'autres atomes de la cible. En revanche, si son énergie est inférieure à l'énergie seuil de déplacement, il deviendra un **interstitiel** (si c'est un atome de la cible, sinon, il sera une impureté en position interstitielle).
- Si l'énergie transmise est **supérieure** à l'énergie seuil de déplacement, alors l'atome cible est déplacé de sa position d'équilibre. Si l'énergie résiduelle du projectile est supérieure à l'énergie seuil de déplacement, il déplacera d'autres atomes. Par contre, si elle est inférieure à l'énergie seuil de déplacement, celui-ci prendra la place de l'atome cible, on aura ainsi une séquence **déplacement-remplacement**. Si le projectile et l'atome cible sont de même nature, le déplacement-remplacement ne crée pas de défauts. En revanche, s'ils sont de nature différente, un **défaut d'anti-site** est créé. Si les atomes déplacés ont suffisamment d'énergie cinétique ( $T$ ), ils peuvent, à leur tour entrer en collision avec d'autres atomes de la cible et les déplacer, et ainsi de suite. On aboutit alors à une **cascade de déplacements** contenant  $n$  déplacements avec  $n \simeq \frac{0,8T}{2E_d}$  (formule de Kinchin et Pease modifiée [132].)

On caractérise ainsi les irradiations par le nombre de **dpa** (**d**éplacements **p**ar **a**tome) de la cible. Cela correspond en moyenne au nombre de fois qu'un atome a été déplacé de sa position d'équilibre au cours de l'irradiation. On ne considère pour le calcul des dpa que les déplacements conduisant à la formation de paires de Frenkel interstitiel-lacune car on suppose que les déplacements-remplacements ne créent pas de défauts.

Il faut aussi tenir compte de la température car, si elle est assez élevée pour permettre la migration des défauts ponctuels (à partir de  $0,03 T_{fusion}$  pour les interstitiels et  $0,2 T_{fusion}$  pour les lacunes dans le cas des métaux), la population de défauts va évoluer. Les défauts ponctuels peuvent se recombinaer entre eux, s'annihiler aux puits (dislocations, joints de grain, cavités, interface avec un précipité, etc...) ou s'agglomérer pour former des amas bi ou tri-dimensionnels. En général une température élevée aide à diminuer les défauts. Le calcul de dpa est fait sans considérer l'action de la température, donc dans le cas le plus défavorable.

La grande majorité des lacunes et interstitiels peuvent s'annihiler mutuellement en se recombinaer. De ce fait, les métaux acceptent en général un grand nombre de déplacements atomiques sans que la structure du métal soit détruite. Toutefois, une faible proportion de ces défauts créés peut évoluer vers des structures stables, causant des endommagements irréversibles. Cette évolution se fait selon des processus physiques assez complexes. Elle dépend bien sûr du nombre d'atomes déplacés, mais aussi de la façon dont sont répartis les

déplacements. C'est ainsi que des cascades denses de déplacements telles que celles produites par des ions lourds ne provoqueront pas les mêmes dégâts que les défauts isolés qui peuvent être créés par des ions légers ou des neutrons. Cette évolution dépend également fortement de la température, comme on vient de le voir, mais aussi de la nature et de l'état initial de l'alliage considéré, ainsi que de la quantité de gaz présente dans le métal.

En pratique, le calcul du nombre de dpa peut servir à prédire l'évolution des propriétés d'un alliage en fonction de l'irradiation par comparaison avec des observations précédemment effectuées dans des conditions les plus voisines possibles.

### Méthode de calcul des dpa dans la fenêtre du système hybride

Dans cette section on se propose d'utiliser nos données expérimentales concernant les vitesses de recul des résidus afin de calculer les dpa que ces résidus vont créer dans le réseau cristallin du matériau de la fenêtre. On utilisera pour ce faire une approche BCA (Binary Collision Approximation) qui ne considère que les interactions à deux corps, le reste des noyaux dans le réseau étant *spectateurs*. Une façon plus rigoureuse consisterait à choisir un modèle de dynamique moléculaire dans lequel le mouvement d'ensemble des atomes du cristal est déterminé par les lois de la mécanique classique grâce à l'introduction d'un potentiel d'interaction entre chacun des atomes. Le problème principal de cette méthode étant que le potentiel d'interaction est très difficile à modéliser et les temps de calcul restent très longs. Dans la méthode BCA les temps de calcul sont beaucoup plus faibles et avec des statistiques élevées elle s'applique particulièrement bien aux hautes énergies.

Rappelons que nous n'avons pas accès dans cette expérience en cinématique inverse à la diffusion élastique proton-noyau. Néanmoins, la section efficace élastique à ces énergies décroît rapidement avec l'angle de diffusion alors que l'énergie de recul croît à partir de zéro avec l'angle de diffusion. Cette section efficace a été mesurée au Laboratoire National Saturne au CEA (Saclay) [133] pour l'atome voisin  $^{58}\text{Ni}$  et des calculs basés sur les modèles que l'on présentera par la suite ont été effectués par R. Legrain et collaborateurs au SPhN de Saclay [134] en considérant un faisceau de 1 GeV. Un autre calcul a été réalisé par P. Cuendet dans son rapport de thèse [135] avec le code de spallation FLUKA et des bibliothèques de dpa Rutherford-Robinson pour un faisceau de 600 MeV. Le résultat obtenu dans les deux cas est que le nombre de dpa créés par réaction élastique entre le faisceau de protons et le fer de la fenêtre peut être estimé à moins de 10% des dpa créés par les noyaux résiduels résultant de la réaction de spallation.

### La méthode basée sur le modèle de Norgett, Robinson et Torrens (NRT)

L'article de M. T. Robinson [136] de 1994 propose une façon assez simple de calculer le nombre de dpa dans un milieu. Cette méthode prend particulièrement en compte le fait qu'une partie seulement de l'énergie de recul de l'ion va induire des déplacements dans le réseau cristallin.

Une partie de cette énergie est perdue par ralentissement électronique sans créer des défauts dans le matériau. L'énergie restante sera alors perdue, en partie, dans des chocs

élastiques qui produiront des déplacements dans le réseau. L'étude des collisions atomiques dans les solides a commencé avec Bohr en 1948 [137] et a été étendue par Lindhard et ses collaborateurs [138], [139] [140] en une théorie appelée LSS. Dans cette théorie, un certain nombre de variables sans dimension sont introduites :

$$\begin{aligned}
 \text{énergie} \quad \epsilon &= E/E_L & \text{avec} \quad E_L &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a_{12}} \frac{1+A}{A} \\
 \text{distance} \quad \rho &= x/R_L & \text{avec} \quad R_L &= \frac{(1+A)^2}{4A} \frac{1}{n\pi a_{12}^2} \\
 \text{temps} \quad \tau &= t/T_L & \text{avec} \quad T_L &= \left(\frac{M_1}{2E_L}\right)^{1/2} R_L
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Où  $Z_i$  et  $M_i$  sont le nombre atomique et la masse atomique pour le projectile  $i = 1$  et la cible  $i = 2$ .  $A = M_2/M_1$ ,  $e$  est la charge de l'électron,  $n$  la densité atomique de la cible et  $a_{12}$  une distance *d'écrantage* utilisée dans la description des atomes de Thomas-Fermi :

$$a_{12} = \left(\frac{9\pi^2}{128}\right)^{1/3} \frac{a_H}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}$$

où  $a_H = 52,92 \cdot 10^{-12} m$  est le rayon de Bohr. Le pouvoir d'arrêt des électrons est alors :

$$\left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right) = k_L \epsilon^{1/2}$$

où

$$k_L = \frac{32}{3\pi} \left(\frac{m_e}{M_2}\right)^{1/2} \frac{(1+A)^{3/2} Z_1^{2/3} Z_2^{1/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4}}$$

En utilisant cette théorie, on peut calculer un facteur  $\xi$  appelé **efficacité de dommage** qui va donner la fraction de l'énergie du noyau conduisant à des dommages dans le réseau.

$$\xi = \frac{1}{1 + k_L g(E_r/E_L)}$$

où  $g(\epsilon)$  peut être approximé par [141]  $g(\epsilon) = \epsilon + 0,40244\epsilon^{3/4} + 3,4008\epsilon^{1/6}$ . On peut alors calculer **l'énergie de dommage** :

$$E_d = E_r \cdot \xi \tag{5.5}$$

où  $E_r$  est l'énergie de recul du noyau résiduel qui peut être obtenue à partir de nos données expérimentales :



$$E_r(A_{obs}) = \frac{1}{2}m_0c^2 A_{obs}(\beta_{\parallel}^2 + 3\sigma_{\beta_{\parallel}}^2) \quad (5.6)$$

Où  $\beta_{\parallel}$  est la vitesse mesurée pour le noyau résiduel de masse  $A_{obs}$  et  $\sigma_{\beta_{\parallel}}$  la largeur de sa distribution en vitesse.

Le nombre de déplacements  $D$  par seconde est alors donné par :

$$D = \sum_{A_{obs}} \underbrace{(N_s \sigma(A_{obs}) \Phi_t)}_{\text{taux de reaction}} d(E_d(A_{obs})) \quad (5.7)$$

C'est à dire, la somme des déplacements par seconde créé par chaque noyau résiduel de masse  $A_{obs}$ . Dans cette formule,  $\Phi_t$  est le courant total (nombre de protons par seconde arrivant sur la fenêtre),  $N_s = \frac{\rho N_a d}{A}$  est le nombre d'atomes surfaciques  $N_a$  le nombre d'Avogadro et  $d(E_d(A_{obs}))$  le nombre de déplacements dus au recul du noyau observé  $A_{obs}$ .

Ce nombre de déplacements induits par un noyau d'énergie de dommage  $E_d$  est donné par la formule modifiée de Kinchin-Pease [132] :

$$d(E_d(A_{obs})) = \frac{\eta \cdot E_d}{L}$$

Où  $\eta$  est un facteur correctif (=0,8), et  $L$  est le seuil de multiplication égal à deux fois l'énergie seuil  $E_S$  (40 eV, dans le cas du fer). Finalement, on obtient le nombre de **dpa** par seconde pour la surface  $S$  de la fenêtre irradiée à travers la relation :

$$dpa/s = \frac{D}{N_s \cdot S} \quad (5.8)$$

où  $N_s \cdot S$  est le nombre d'atomes situés sur le passage du faisceau.

Les résultats obtenus avec cette méthode sont donnés dans le tableau 5.4. On montre le résultat obtenu, après un an d'irradiation avec le même faisceau que dans le cas du calcul des concentrations ( $31,8 \mu A/cm^2$  de densité de courant), en prenant nos résultats expérimentaux concernant les sections efficaces isotopiques de production et les énergies cinétiques. Ces résultats peuvent être comparés à ceux qui seraient obtenus en utilisant les modèles de calcul BERTINI + DRESNER et INCL4 + ABLA pour les sections efficaces de production et les énergies moyennes de recul. Remarquons à ce point que les codes d'évaluation de la spallation par cascade internucléaire ne contiennent pas non plus la diffusion élastique  $p+Fe$ .

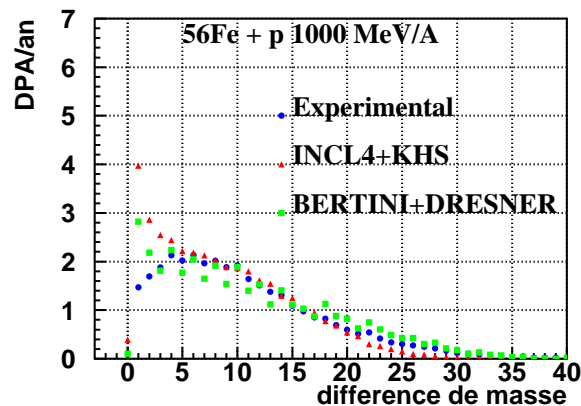
Le tableau 5.4 montre que la valeur des **dpa** créés par les résiduels de spallation dans la fenêtre de fer dépendent d'une manière assez faible de l'énergie du faisceau de protons

Données-Energie	1500 MeV	1000 MeV	750 MeV	500 MeV	300 MeV
Expérimentales	34 dpa/an	33 dpa/an	32 dpa/an	28 dpa/an	30 dpa/an
BERTINI + DRESNER	31 dpa/an	34 dpa/an	38 dpa/an	34 dpa/an	31 dpa/an
INCL4 + ABLA	37 dpa/an	36 dpa/an	38 dpa/an	36 dpa/an	32 dpa/an

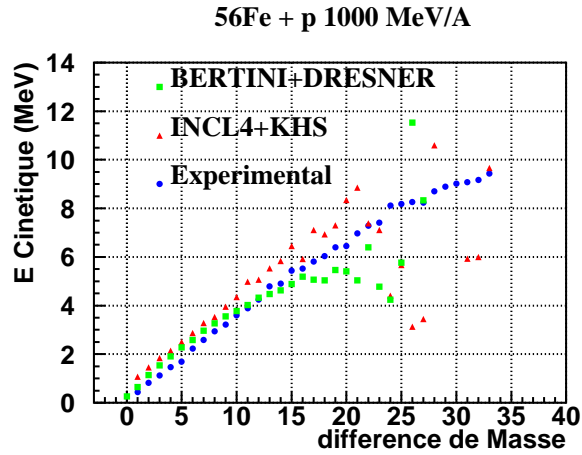
**Tab. 5.4:** **dpa/an** produits dans une fenêtre de fer irradiée par un faisceau de  $31,8 \mu A/cm^2$  de densité de courant. Les résultats sont calculés avec la méthode NRT à partir des sections efficaces et des énergies cinétiques obtenues expérimentalement ou à partir des modèles.

qui est à l'origine de cette réaction, avec une légère tendance à diminuer avec l'énergie du faisceau.

Sur la figure 5.11 on montre, à titre d'exemple, les **dpa/an** qui vont être créés par les noyaux résiduels de spallation à 1000 MeV par rapport à la différence de masse entre le résidu et le fer. Ce sont les résidus qui ont une masse proche de celle du projectile qui contribuent le plus aux déplacements. Ces éléments ont une énergie cinétique plus faible que les résidus plus légers, néanmoins leur section efficace de production est beaucoup plus grande et l'emporte dans le calcul des **dpa**. On observe, pour les noyaux très proches du projectile ( $\Delta A \leq 4$ ) que le code INCL4 + ABLA surévalue les DPA essentiellement à cause de la surévaluation de l'énergie de recul dans le code (voir la figure 5.12 présentant les énergies cinétiques des modèles comparées à l'expérience). Dans le code BERTINI + DRESNER l'effet paire-impair trop important dans le calcul des sections efficaces se retrouve d'une manière claire dans les **dpa** calculés.



**Fig. 5.11:** Comparaison entre les dpa calculés par la méthode NRT avec les sections efficaces et les énergies cinétiques expérimentales (bleu) et ceux calculés avec le code BERTINI + DRESNER et INCL4 + ABLA à 1000 MeV d'énergie du faisceau des protons.



**Fig. 5.12:** Energie cinétique des noyaux résiduels calculée à partir des données expérimentales ou à l'aide des codes de calcul BERTINI + DRESNER et INCL4 + ABLA à 1000 MeV d'énergie du faisceau des protons.

### Les résultats avec le programme DIANE

Le programme DIANE, développé au CEA (DMT/SEMI/LE2M), est un programme de calcul analytique permettant de calculer les déplacements induits par des irradiations avec des atomes, des neutrons ou des électrons [142], [143]. Il permet de calculer la section efficace de déplacement des matériaux polyatomiques et donc de calculer le nombre de **dpa**. Il permet également de prendre en compte des réactions de transmutation ( $n, \alpha$ ) lors des irradiations par des neutrons. Nous avons utilisé la fonctionnalité du calcul des dpa par irradiation avec des ions.

Dans le cas des solides polyatomiques, DIANE distingue les collisions entre deux atomes identiques ou entre deux atomes différents. Les hypothèses utilisées dans ce programme sont les suivantes :

1. Dans le cas des électrons ou des neutrons, on considère que leur interaction avec la cible se traduit par un transfert d'énergie uniquement au premier atome choqué, le *PKA*. Dans ce cas, on se ramène à une irradiation avec des ions ayant une énergie donnée (les primaires). Il suffit donc de connaître le spectre d'énergie des primaires pour déterminer l'endommagement du matériau. Dans le cas des solides polyatomiques, il faut prendre en considération les contributions de chacune des espèces (comme si l'on effectuait une irradiation avec plusieurs sortes d'ions).
2. La probabilité de collision ne dépend que de la concentration de l'espèce et de sa section efficace différentielle de collision et pas des propriétés directionnelles du cristal.
3. On considère les collisions comme des collisions à deux corps.

4. L'épaisseur du cristal est grande par rapport au libre parcours moyen du projectile. On suppose donc que le pouvoir d'arrêt est une fonction continue de la distance de pénétration du projectile dans le matériau.

Le premier pas dans le calcul consiste à calculer le nombre de *PKA* produits par collision élastique avec les ions incidents (les noyaux résiduels dans notre cas). Ce calcul est fait avec les sections efficaces de Linhart et collaborateurs en utilisant le modèle de de Fermi pour décrire les ions (sphères dures dans le cas d'irradiation avec des neutrons) [138]. Le pas suivant est la production des cascades créés par chaque *PKA*. Afin de calculer le nombre d'atomes déplacés par cascade, le problème est formulé par des équations intégrales à la manière présentée par Lindhart. L'idée principal de ce formalisme est que le nombre de déplacements créés par un ion d'énergie  $E$  peut s'écrire de façon récursive comme la somme du nombre de déplacements créés par l'atome cible auquel il a transmis une énergie  $T_a$  plus le nombre de déplacements que lui même a créé à l'énergie  $E - T_a$ . La résolution s'effectue donc de façon déterministe par méthode itérative (voir equation 5.9) [143, 144].

$$n(E) = N dx \left( \int d\sigma_{n.c} \left[ n \left( E - T_a - \sum_i T_{ci} \right) + n(T_a - U_a) \right] dT \right) + \left( 1 - N dx \int d\sigma_{n.c} \right) n(E) \quad (5.9)$$

où  $N$  est le nombre d'atomes par unité de volume,  $d\sigma_{n.c}$  est la section efficace différentiel de réaction du projectile avec l'atome cible ou avec un électron du noyau cible,  $U_a$  est l'énergie nécessaire pour rompre la liaison d'un atome dans le réseau,  $T_{ci}$  l'énergie transmise au *iem* électron du noyau cible et  $T_a$  l'énergie transférée au centre de masse du noyau choqué.

Cette equation se transforme en un ensemble de  $(p + 1)$  équations dans le cas d'un cristal polyatomique de  $p$  éléments. Le programme DIANE calcule cet ensemble d'équations à travers un processus itératif jusqu'à la convergence de la valeur du nombre de déplacements.

Les résultats obtenus avec cette méthode sont montrés dans le tableau 5.5

Données-Energie	1500 MeV	1000 MeV	750 MeV	500 MeV	300 MeV
Expérimentales	23 dpa/an	22 dpa/an	21 dpa/an	19 dpa/an	21 dpa/an
BERTINI + DRESNER	21 dpa/an	24 dpa/an	24 dpa/an	24 dpa/an	22 dpa/an
INCL4 + ABLA	26 dpa/an	26 dpa/an	26 dpa/an	25 dpa/an	22 dpa/an

**Tab. 5.5:** dpa/an produits dans une fenêtre de fer irradiée par un faisceau de  $31,8 \mu A/cm^2$  de densité de courant. Les résultats sont calculés avec le programme DIANE en utilisant les sections efficaces et les caractéristiques cinématiques obtenues expérimentalement ou à partir des codes.

Ces résultats obtenus avec le programme DIANE montrent que la différence principale avec les résultats de la méthode NRT réside dans la valeur absolue des dpa/an obtenue. Le code DIANE modélise d'une manière précise la courbe du ralentissement électronique de l'ion dans la matière (pic de Bragg). De ce fait, les résultats obtenus sont plus crédibles.

## Conclusion sur les dpa

Nous avons présenté les résultats obtenus à l'aide de deux méthodes de calcul différents pour le nombre de **dpa** formés dans une fenêtre de fer irradiée pendant un an par un faisceau de protons de  $31,8 \mu A/cm^2$  de densité de courant et d'une énergie variant de 300 à 1500 MeV.

Dans le cas de la première méthode de calcul, la formule utilisée modélise d'une manière simple le ralentissement électronique dans la matière ce qui donne finalement lieu à une sur-estimation du nombre des dpa qui vont être créés dans la fenêtre. Néanmoins ces résultats montrent que pour une méthode de calcul des dpa donnée, le nombre total de déplacements créés dans la fenêtre varie faiblement avec l'énergie du faisceau de protons incident.

Nous avons montré que ce sont les noyaux résiduels avec une masse proche de celle du fer qui vont dominer la création de déplacements dans le matériau. De ce fait, puisque les codes reproduisent assez bien cette partie de la distribution des résiduels ils donnent des résultats concernant les dpa/an tout à fait satisfaisants comparés aux résultats des dpa/an que l'on obtient à partir des données expérimentales.

Finalement nous avons montré un calcul plus exact des dpa en utilisant le programme DIANE. Avec cette méthode on confirme le résultat que le nombre des dpa dans la fenêtre dépend faiblement de l'énergie du faisceau de protons incident et l'on obtient de valeurs plus réalistes.

Notons que, pour le calcul des déplacements dans la fenêtre, nous avons utilisé l'énergie cinétique moyenne de chaque résidu calculée (à partir des valeurs expérimentales) à travers la formule 5.6. Cependant chaque noyau a une distribution en énergie cinétique et non une seule valeur de cette énergie. Pour faire un calcul plus exact il faudrait alors tenir compte de cette distribution en énergie cinétique en introduisant dans la somme des déplacements une distribution de probabilité. Néanmoins, il faut remarquer que pour les noyaux résiduels les plus lourds qui sont ceux qui contribuent le plus au nombre des dpa, cette distribution est étroite.

# Conclusion

Dans ce travail de thèse, nous avons présenté la section efficace de production et les vitesses de recul des noyaux résiduels dans la réaction de spallation  $^{56}\text{Fe} + p$  pour cinq énergies différentes du faisceau de fer : 1500 , 1000, 750, 500 et 300 MeV/A.

L'expérience a été réalisée auprès du spectromètre FRS à GSI (Darmstadt, Allemagne) et fait partie d'un ensemble de mesures qui utilisent la cinématique inverse pour détecter et identifier les résidus de spallation en vol. Le dispositif expérimental utilisé a été décrit au chapitre 3 de ce travail. Ensuite, nous avons présenté la méthode d'analyse utilisée, qui permet de reconstruire la distribution en vitesse longitudinale des noyaux résiduels à partir de plusieurs réglages de la rigidité magnétique du spectromètre. Ainsi, nous pouvons mesurer les sections efficaces de production de chaque résiduel identifié isotopiquement.

Les résultats obtenus ont été présentés au chapitre 4. Les sections efficaces de production des résidus de spallation, obtenues avec une précision allant de 5 à 20% selon l'isotope considéré, ont été comparées à d'autres données expérimentales existantes. Jusqu'à ce jour, on disposait des données de Webber et collaborateurs, qui avaient réalisé plusieurs expériences en cinématique inverse détectant une partie des noyaux résiduels de la réaction  $^{56}\text{Fe} + p$ . Dans la plupart de ces expériences, Webber et ses collaborateurs détectaient uniquement la charge du noyau résiduel pour les éléments pour lesquels  $Z \geq 15$ . Une seule expérience réalisée à 573 MeV fournissait les sections efficaces isotopiques des résidus.

Les résultats que l'on présente dans ce travail constituent une grande avancée, car on a accès aux sections efficaces isotopiques de tous les résidus jusqu'à la charge nucléaire  $Z = 8-10$  (en fonction de l'énergie du faisceau) et pour 5 énergies du faisceau couvrant un large spectre intéressant pour les applications (de 300 à 1500 MeV/A). Cet ensemble de données réalisées avec le même appareillage présente une bonne cohérence interne sur un grand domaine en énergie. La comparaison de nos résultats avec ceux de Webber et collaborateurs montre un bon accord dans la zone de recouvrement.

La cinématique directe a été utilisée par R. Michel et ses collaborateurs pour déterminer la section efficace de production de quelques isotopes résiduels de la réaction de spallation sur le fer par irradiation et spectroscopie gamma. Pour ces résidus, Michel *et al* donnent une grande partie de leur fonction d'excitation (section efficace de production en fonction de l'énergie du faisceau de protons incident). Nous avons montré que, pour la plupart des isotopes mesurés en cinématique directe, nos résultats s'inscrivent très bien dans la fonction d'excitation.

Un des grands avantages de notre méthode expérimentale est le fait de pouvoir mesurer également la distribution en vitesse des noyaux résiduels. Ainsi, on a pu comparer les im-

pulsions moyennes de recul avec la valeur prédite par Morrissey. Le résultat obtenu pour les cinq énergies montre une saturation de la valeur de cette impulsion pour  $\Delta A \geq 25$ , contrairement au facteur de Morrissey qui prévoit une croissance linéaire de l'impulsion de recul avec la perte de masse entre le résidu et le fer. Nous avons aussi comparé les largeurs des distributions en impulsion avec les valeurs prédites par Golhaber et Morrissey. La différence principale entre ces deux prédictions est que Goldhaber calcule la largeur de la distribution en impulsion à la fin de la phase de cascade, tandis que Morrissey tient compte de l'élargissement supplémentaire qui va se produire du fait de la phase d'évaporation. Cependant, nos résultats expérimentaux montrent un bien meilleur accord avec la prédiction de Goldhaber que qu'avec celle de Morrissey.

Les sections efficaces de production des résidus ont été comparées ensuite à différents codes de cascade (INCL4, BERTINI, ISABEL) suivis de plusieurs codes de désexcitation (ABLA, GEM, DRESNER). D'une manière générale, on peut dire que les codes existants à l'heure actuelle ne reproduisent pas correctement les données expérimentales d'une manière complète. Les codes de cascade INCL4 et ISABEL reproduisent d'une manière correcte les résidus les plus proches en masse de la masse du projectile, tandis qu'ils sous-estiment la production des résidus plus légers. En revanche, le code BERTINI sous-estime la production des résidus plus lourds et surestime les sections efficaces des plus légers. En ce qui concerne le code de désexcitation, on observe qu'il ne change pas fondamentalement la conclusion obtenue selon le modèle de cascade, mais il joue sur la reproduction de l'effet pair-impair présent dans les données expérimentales, ainsi que pour reproduire les sections efficaces des résidus intermédiaires. On montre que le code de désexcitation GEM améliore un peu la reproduction de ces sections efficaces.

Les résultats concernant les impulsions de recul des résidus et les sections efficaces de production des résidus les plus légers, ajouté au fait que le rapport  $N/Z$  du maximum de chaque courbe isotopique pour les résidus légers soit plus grand que celui que l'on attendrait dans le couloir des résidus, font penser à la présence d'un autre mécanisme tel que la multifragmentation. Nous avons donc réalisé un calcul avec le code de cascade INCL4 suivi du code de multifragmentation SMM. Les résultats obtenus montrent alors une bonne reproduction des sections efficaces des résidus les plus légers, mais au détriment d'une diminution de la section efficace des résidus de masse moyenne. Il faudrait sans doute améliorer le couplage entre ces deux codes.

Nous avons ensuite comparé nos sections efficaces de production au résultat du calcul donné par trois formules paramétriques : la formule de Silberberg et Tsao, celle de Webber et la formule EPAX. La première de ces formules donne un accord remarquable avec nos données à toutes les énergies mesurées. Plus surprenant, la paramétrisation de Webber, qui comme celle de Silberberg et Tsao a été ajustée sur des données  $Fe + p$  dans notre gamme d'énergie, donne des moins bons résultats : oscillations dans les sections efficaces et mauvaise extrapolation vers les masses légères que nous avons mesurées pour la première fois. En ce qui concerne la formule EPAX, elle rend compte des sections efficaces des résidus dans la limite de fragmentation, c'est-à-dire, lorsqu'elles ne dépendent plus de l'énergie du faisceau incident. La limite de fragmentation est atteinte, dans le cas du fer, pour une énergie incidente de quelques GeV/A. On voit alors que nos données à 1500 MeV/A se rapprochent des valeurs prédites par EPAX, mais les résidus les plus légers seraient alors surestimés par cette prédiction.

Les sections efficaces de réaction totale pour nos cinq énergies ont été comparées à d'autres valeurs expérimentales de différents auteurs et aux valeurs données par les codes. Les valeurs expérimentales obtenues dans ce travail sont compatibles, à toutes les énergies, avec les mesures antérieures. En ce qui concerne les valeurs données par les codes, elles montrent une dépendance très semblable avec l'énergie et une normalisation absolue qui ne diffère que de 7% à 8%, toutes en bon accord avec nos mesures, compte tenu de la précision expérimentale. Nos données de section efficace totale de réaction ne permettent donc pas de départager ces modèles.

Dans le chapitre 5, nous avons présenté une application directe de nos résultats expérimentaux pour calculer certains dommages dans une fenêtre de système hybride dus à l'irradiation du faisceau de protons. En effet, le fait de disposer de sections efficaces de production isotopiques pour les résiduels de spallation nous offre la possibilité de calculer les concentrations chimiques de chaque élément qui vont apparaître dans la fenêtre après un certain temps d'irradiation. Les noyaux résiduels vont se transformer par décroissance radioactive dans d'autres résidus tout au long de l'irradiation, en même temps qu'ils sont produits par spallation. La connaissance des sections efficaces isotopiques (et pas seulement leur distribution en charge) est donc nécessaire pour calculer correctement l'accumulation des espèces chimiques. Nous avons présenté les concentrations de chaque élément chimique (de l'oxygène au fer) obtenues dans une fenêtre de fer circulaire de 2 mm d'épaisseur (fenêtre de MEGAPIE) traversée par un faisceau uniforme de 0.1 mA dans un cercle de 1 cm de rayon. Ce calcul a été effectué pour les cinq énergies analysées (1500 à 300 MeV). Rappelons que, dans notre expérience, les sections efficaces de production par spallation de l'hydrogène et de l'hélium n'ont pas été mesurées et que ces deux isotopes produits en grand quantité dans l'irradiation de la fenêtre sont importants pour la fragilisation de l'acier.

Dans ce calcul de concentrations, nous avons fait appel au code BERTINI + DRESNER pour évaluer la contribution aux concentrations dans la fenêtre provenant du milieu environnant constitué par la cible de plomb-bismuth liquide et de l'eau lourde comme modérateur. Nous avons donc différencié l'accumulation dans la fenêtre d'impuretés produites par les protons et les neutrons de plus de 20 MeV provenant de la spallation dans la cible et qui sont rétrodiffusés vers la fenêtre. Nous avons aussi tenu compte du flux moyen de neutrons de moins de 20 MeV rétrodiffusé vers la fenêtre calculé avec MCNP. Dans nos résultats, on peut observer que la production de certains éléments fragilisants du matériau de la fenêtre, tels le soufre ou le phosphore, sont loin d'être négligeables (101 et 364 appm respectivement à 1000 MeV).

Une autre application de nos résultats expérimentaux pour les dommages dans le matériau de la fenêtre consiste à calculer des déplacements par atome (dpa) que les résidus de spallation vont créer du fait de leur énergie cinétique de recul. Nous avons présenté deux méthodes de calcul : le modèle NRT, qui modélise d'une manière simple le ralentissement des ions dans le matériau, et qui surestime donc le nombre des dpa créés par les résidus, et le programme DIANE, qui tient compte d'une manière précise de la partie de l'énergie de recul qui va être effectivement utilisée pour déplacer les atomes du réseau cristallin. Avec le programme DIANE, on obtient des valeurs comprises entre 19 et 23 dpa/an et qui montrent une très faible dépendance avec l'énergie du faisceau de protons incident. Nous avons aussi réalisé le même calcul, mais avec les sections efficaces et les énergies cinétiques de recul des résidus



de spallation donnés par les codes INCL4 + ABLA et BERTINI + DRESNER. Le résultat obtenu montre un bon accord avec les résultats évalués à partir des données expérimentales, tant pour ce qui concerne la valeur même des dpa que pour sa dépendance avec l'énergie du faisceau. Ceci vient du fait que les résidus qui contribuent le plus aux dpa sont ceux dont la masse est proche de celle du faisceau. Pour ces résidus, les sections efficaces de production sont assez bien reproduites par le code INCL4 + ABLA et, dans le cas de BERTINI + DRESNER, même si ces sections efficaces sont un peu sous-estimées, une surestimation de l'énergie cinétique de ces résidus compense le calcul qui donne les dpa.

Nous avons donc calculé uniquement les dpa créés dans la fenêtre de fer par l'énergie cinétique des résiduels de spallation, ce qui constitue néanmoins l'essentiel des dpa produits. Cependant, pour connaître l'ensemble de dpa créés dans une fenêtre au contact d'une cible de spallation, il faudrait tenir compte également des dpa créés par le choc élastique entre les protons et le fer (dont la contribution a été évaluée à moins de 10% de celle produite par les résiduels de spallation), ainsi que ceux produits par les particules rétrodiffusées par la cible.

Ainsi, avec cette expérience, nous avons étudié la production des noyaux résiduels de spallation et leurs énergies cinétiques de recul dans une large gamme d'énergies intéressante pour les applications aux systèmes hybrides. L'utilisation directe de ces résultats a été mise en évidence par le calcul des concentrations chimiques et les dpa créés dans une fenêtre de fer. Néanmoins, quelques questions restent ouvertes concernant le mécanisme de production des résidus légers ou la prédictibilité des codes pour des cibles légères telles que le fer. Notre collaboration travaille actuellement dans une nouvelle expérience qui utilise le grand aimant ALADIN de GSI et qui a pour objectif la détection en coïncidence des noyaux résiduels de spallation du *Fe* (et plus tard du *Pb*) avec les particules légères issues de la réaction. De cette manière, on pourra arriver à l'information concernant le pré-fragment sortant de la cascade et préciser le mécanisme de réaction. Nous pourrons ainsi améliorer les codes qui doivent prédire correctement non seulement les sections efficaces de production des noyaux résiduels, mais aussi la production de toutes les particules légères et des pions lors de la réaction de spallation ainsi que leur dynamique.

# **Annexe A**

## **Les sections efficaces.**

1500 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
27	54	0.034(0.002)	23	50	15.706(1.974)	20	44	7.789(0.771)
27	55	0.236(0.010)	23	51	6.929(0.430)	20	45	1.754(0.168)
27	56	0.398(0.018)	23	52	1.230(0.070)	20	46	0.412(0.038)
26	51	0.015(0.002)	23	53	0.242(0.012)	20	47	0.048(0.004)
26	52	0.298(0.018)	23	54	0.004(0.001)	20	48	0.005(0.001)
26	53	2.762(0.129)	22	43	0.090(0.009)	19	37	0.065(0.007)
26	54	21.407(0.864)	22	44	1.264(0.125)	19	38	1.234(0.136)
26	55	56.727(2.122)	22	45	6.824(0.652)	19	39	8.155(0.888)
25	49	0.017(0.002)	22	46	18.397(1.706)	19	40	12.304(1.319)
25	50	0.317(0.024)	22	47	20.145(1.874)	19	41	9.6849(1.036)
25	51	3.484(0.216)	22	48	14.722(1.743)	19	42	4.119(0.428)
25	52	14.553(0.822)	22	49	3.912(0.314)	19	43	1.383(0.142)
25	53	36.632(1.705)	22	50	1.041(0.078)	19	44	0.251(0.025)
25	54	41.290(interpole)	22	51	0.099(0.006)	19	45	0.042(0.004)
25	55	31.716(1.186)	22	52	0.011(0.001)	19	46	0.004(0.001)
24	46	0.002(0.0004)	21	41	0.026(0.004)	18	35	0.165(0.019)
24	47	0.052(0.005)	21	42	0.887(0.094)	18	36	2.618(0.294)
24	48	0.699(0.060)	21	43	6.608(0.678)	18	37	8.547(0.953)
24	49	4.866(0.389)	21	44	14.142(1.398)	18	38	13.645(1.500)
24	50	17.870(1.324)	21	45	16.640(1.630)	18	39	8.348(0.916)
24	51	26.905(1.668)	21	46	8.630(0.950)	18	40	2.979(0.320)
24	52	30.830(3.075)	21	47	2.887(0.258)	18	41	0.757(0.081)
24	53	9.698(0.453)	21	48	0.553(0.047)	18	42	0.155(0.016)
24	54	3.713(0.151)	21	49	0.090(0.007)	18	43	0.020(0.002)
24	55	0.052(0.002)	21	50	0.006(0.001)	18	44	0.002(0.001)
23	45	0.044(0.004)	20	39	0.101(0.011)	17	33	0.081(0.009)
23	46	0.669(0.062)	20	40	2.044(0.219)	17	34	1.615(0.186)
23	47	5.185(0.463)	20	41	8.895(0.949)	17	35	8.496(0.969)
23	48	14.909(1.272)	20	42	15.814(1.638)	17	36	10.338(1.164)
23	49	22.902(1.834)	20	43	13.790(1.420)	17	37	6.737(0.789)

1500 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
17	38	1.812(0.200)	14	29	8.649(1.023)	11	25	1.039(0.126)
17	39	0.519(0.057)	14	30	8.311(1.010)	11	26	0.167(0.020)
17	40	0.095(0.010)	14	31	2.471(0.304)	11	27	0.030(0.003)
17	41	0.017(0.002)	14	32	0.607(0.071)	10	19	0.246(0.031)
16	31	0.026(0.003)	14	33	0.070(0.008)	10	20	3.138(0.391)
16	32	3.563(0.417)	14	34	0.0154(0.002)	10	21	3.094(0.434)
16	33	8.989(1.039)	13	25	0.239(0.029)	10	22	2.933(0.378)
16	34	11.197(1.339)	13	26	2.669(0.321)	10	23	0.567(0.069)
16	35	4.712(0.547)	13	27	7.246(0.86)	10	24	0.134(0.016)
16	36	1.498(0.169)	13	28	4.414(0.529)	9	17	1.219(0.028)
16	37	0.251(0.028)	13	29	2.028(0.315)	9	18	1.805(0.228)
16	38	0.046(0.005)	13	30	0.355(0.042)	9	19	2.026(0.293)
16	39	0.007(0.001)	13	31	0.076(0.009)	9	20	1.669(0.242)
15	29	0.166(0.020)	12	23	0.483(0.059)	9	21	0.562(0.070)
15	30	2.060(0.243)	12	24	4.696(0.5720)	9	22	0.085(0.010)
15	31	8.212(0.965)	12	25	5.436(0.656)	8	16	6.110(0.778)
15	32	6.838(0.825)	12	26	4.67190.566)	8	17	2.241(0.354)
15	33	3.592(0.417)	12	27	1.150(0.138)	8	18	1.586(0.263)
15	34	0.825(0.095)	12	28	0.306(0.037)	8	19	0.277(0.034)
15	35	0.187(0.021)	12	29	0.032(0.004)			
15	36	0.021(0.002)	11	21	0.220(0.027)			
15	37	0.002(0.001)	11	22	2.180(0.268)			
14	27	0.439(0.053)	11	23	4.825(0.591)			
14	28	6.125(0.731)	11	24	2.520(0.310)			

1000 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
26	51	0.015(0.001)	23	52	1.215(0.069)	20	44	8.360(0.866)
26	52	0.321(0.018)	23	53	0.237(0.011)	20	45	1.805(0.172)
26	53	3.200(0.150)	23	54	0.004(0.001)	20	46	0.402(0.037)
26	54	18.296(0.741)	22	42	0.002(0.001)	20	47	0.046(0.004)
26	55	46.260(1.727)	22	43	0.069(0.007)	20	48	0.004(0.001)
25	49	0.016(0.001)	22	44	1.301(0.129)	19	37	0.044(0.005)
25	50	0.360(0.027)	22	45	7.724(0.738)	19	38	1.084(0.119)
25	51	3.830(0.237)	22	46	21.935(2.034)	19	39	8.064(0.879)
25	52	15.361(0.869)	22	47	23.312(2.088)	19	40	13.680(1.467)
25	53	38.176(1.772)	22	48	16.867(1.730)	19	41	10.216(1.107)
25	54	45.020(Interpole)	22	49	4.099(0.328)	19	42	4.267(0.480)
25	55	34.151(1.272)	22	50	1.122(0.083)	19	43	1.349(0.138)
25	56	0.326(0.013)	22	51	0.097(0.006)	19	44	0.248(0.025)
24	46	0.002(0.001)	22	52	0.010(0.001)	19	45	0.039(0.004)
24	47	0.046(0.004)	21	41	0.018(0.002)	18	34	0.003(0.001)
24	48	0.761(0.065)	21	42	0.852(0.088)	18	35	0.098(0.011)
24	49	5.717(0.457)	21	43	7.175(0.736)	18	36	2.152(0.242)
24	50	20.508(1.521)	21	44	16.777(1.659)	18	37	8.144(0.908)
24	51	31.052(1.920)	21	45	18.568(1.775)	18	38	14.354(1.580)
24	52	33.041(2.202)	21	46	10.506(1.286)	18	39	8.378(0.937)
24	53	9.977(0.463)	21	47	3.089(0.276)	18	40	3.013(0.323)
24	54	3.433(0.138)	21	48	0.566(0.048)	18	41	0.691(0.074)
23	44	0.002(0.001)	21	49	0.086(0.007)	18	42	0.143(0.015)
23	45	0.036(0.003)	21	50	0.005(0.001)	18	43	0.018(0.002)
23	46	0.710(0.066)	20	38	0.003(0.001)	17	32	0.003(0.001)
23	47	5.892(0.526)	20	39	0.072(0.008)	17	33	0.047(0.005)
23	48	17.648(1.507)	20	40	1.945(0.208)	17	34	1.209(0.140)
23	49	26.143(2.090)	20	41	9.354(0.998)	17	35	7.638(0.872)
23	50	18.908(1.583)	20	42	18.337(1.900)	17	36	9.983(1.157)
23	51	6.862(0.424)	20	43	15.840(1.904)	17	37	6.514(0.781)

1000 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
17	38	1.556(0.171)	13	27	5.047(0.606)
17	39	0.449(0.049)	13	28	3.078(0.373)
17	40	0.077(0.008)	13	29	1.351(0.166)
16	30	0.004(0.001)	13	30	0.222(0.026)
16	31	0.134(0.016)	13	31	0.046(0.005)
16	32	2.529(0.296)	12	22	0.010(0.001)
16	33	7.557(0.874)	12	23	0.153(0.019)
16	34	11.476(1.562)	12	24	2.410(0.300)
16	35	4.078(0.482)	12	25	3.682(0.445)
16	36	1.230(0.138)	12	26	3.068(0.370)
16	37	0.196(0.022)	12	27	0.738(0.089)
16	38	0.036(0.004)	12	28	0.173(0.021)
15	28	0.004(0.001)	11	20	0.009(0.001)
15	29	0.076(0.009)	11	21	0.085(0.011)
15	30	1.313(0.155)	11	22	1.020(0.128)
15	31	6.461(0.760)	11	23	3.003(0.378)
15	32	6.089(0.900)	11	24	1.438(0.216)
15	33	2.971(0.351)	11	25	0.611(0.074)
15	34	0.604(0.070)	11	26	0.093(0.011)
15	35	0.133(0.015)	10	18	0.007(0.001)
14	26	0.010(0.001)	10	19	0.136(0.018)
14	27	0.175(0.021)	10	20	1.342(0.173)
14	28	3.735(0.446)	10	21	2.138(0.272)
14	29	6.327(0.751)	10	22	1.618(0.204)
14	30	6.826(0.808)	10	23	0.291(0.037)
14	31	1.813(0.220)	9	17	0.070(0.009)
14	32	0.418(0.049)	9	18	0.687(0.091)
14	33	0.046(0.005)	9	19	1.412(0.191)
13	24	0.006(0.001)	9	20	0.867(0.118)
13	25	0.091(0.011)	9	21	0.292(0.036)
13	26	1.406(0.169)	8	17	1.543(0.205)

750 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
27	54	0.034(0.002)	23	50	19.004(1.743)	20	44	8.053(0.803)
27	55	0.321(0.014)	23	51	7.381(0.457)	20	45	1.800(0.172)
27	56	0.457(0.022)	23	52	1.226(0.070)	20	46	0.377(0.035)
26	51	0.011(0.001)	23	53	0.217(0.010)	20	47	0.043(0.004)
26	52	0.289(0.017)	23	54	0.003(0.001)	20	48	0.004(0.001)
26	53	3.314(0.157)	22	43	0.043(0.004)	19	37	0.020(0.002)
26	54	20.093(0.813)	22	44	0.981(0.097)	19	38	0.690(0.076)
26	55	50.941(1.903)	22	45	7.708(0.737)	19	39	7.029(0.766)
25	49	0.012(0.001)	22	46	21.656(2.009)	19	40	11.559(1.241)
25	50	0.287(0.022)	22	47	24.398(2.196)	19	41	8.985(0.969)
25	51	4.211(0.262)	22	48	17.679(1.659)	19	42	3.532(0.371)
25	52	16.232(0.919)	22	49	4.420(0.354)	19	43	1.262(0.130)
25	53	41.178(1.913)	22	50	1.106(0.082)	19	44	0.223(0.022)
25	54	45.380(Interpole)	22	51	0.090(0.006)	19	45	0.036(0.003)
25	55	33.270(1.243)	22	52	0.009(0.001)	19	46	0.003(0.001)
25	56	0.414(0.019)	21	41	0.011(0.001)	18	35	0.040(0.005)
24	47	0.033(0.003)	21	42	0.598(0.062)	18	36	1.338(0.151)
24	48	0.630(0.054)	21	43	6.812(0.699)	18	37	6.559(0.732)
24	49	5.927(0.475)	21	44	15.605(1.544)	18	38	11.903(1.311)
24	50	21.469(1.592)	21	45	18.786(1.831)	18	39	7.047(0.769)
24	51	33.417(2.067)	21	46	9.635(0.921)	18	40	2.412(0.260)
24	52	34.411(1.956)	21	47	3.272(0.292)	18	41	0.541(0.058)
24	53	10.571(0.492)	21	48	0.555(0.047)	18	42	0.100(0.010)
24	54	3.288(0.133)	21	49	0.084(0.007)	18	43	0.015(0.002)
24	55	0.036(0.002)	21	50	0.005(0.001)	17	33	0.019(0.002)
23	45	0.022(0.002)	20	39	0.038(0.004)	17	34	0.698(0.081)
23	46	0.549(0.051)	20	40	1.347(0.144)	17	35	5.786(0.664)
23	47	6.116(0.546)	20	41	8.690(0.929)	17	36	7.484(0.845)
23	48	18.239(1.557)	20	42	16.164(1.683)	17	37	4.918(0.559)
23	49	29.453(2.355)	20	43	15.062(1.568)	17	38	1.225(0.136)

750 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
17	39	0.312(0.034)	13	28	1.786(0.218)
17	40	0.050(0.005)	13	29	0.693(0.084)
16	31	0.045(0.006)	13	30	0.085(0.010)
16	32	1.392(0.163)	13	31	0.019(0.002)
16	33	5.364(0.621)	12	23	0.050(0.008)
16	34	7.854(0.909)	12	24	1.158(0.143)
16	35	2.827(0.326)	12	25	1.911(0.238)
16	36	0.868(0.098)	12	26	2.086(0.269)
16	37	0.109(0.012)	12	27	0.522(0.069)
16	38	0.021(0.002)	12	28	0.069(0.008)
16	39	0.003(0.001)	12	29	0.002(0.001)
15	29	0.024(0.003)	11	21	0.029(0.005)
15	30	0.643(0.077)	11	22	0.511(0.083)
15	31	4.430(0.528)	11	23	1.758(0.244)
15	32	4.213(0.624)	11	24	0.757(0.097)
15	33	2.010(0.240)	11	25	0.242(0.030)
15	34	0.357(0.042)	11	26	0.056(0.007)
15	35	0.072(0.008)	10	20	0.620(0.100)
15	36	0.005(0.001)	10	21	1.182(0.178)
14	27	0.051(0.007)	10	22	0.941(0.161)
14	28	1.904(0.227)	10	23	0.046(0.007)
14	29	3.840(0.462)	10	24	0.014(0.002)
14	30	4.373(0.525)	9	18	0.333(0.055)
14	31	1.030(0.125)	9	19	0.873(0.158)
14	32	0.232(0.027)	9	20	0.456(0.086)
14	33	0.013(0.002)	9	21	0.094(0.014)
14	34	0.004(0.001)	8	17	0.857(0.145)
13	25	0.029(0.004)	8	18	0.420(0.081)
13	26	0.681(0.084)			
13	27	3.146(0.412)			



500 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
27	53	0.003(0.001)	23	49	26.631(2.510)	20	43	11.067(1.264)
27	54	0.057(0.002)	23	50	18.421(1.646)	20	44	6.514(0.722)
27	55	0.469(0.019)	23	51	6.066(0.375)	20	45	1.225(0.117)
27	56	0.590(0.024)	23	52	0.919(0.052)	20	46	0.248(0.023)
26	51	0.019(0.001)	23	53	0.147(0.007)	20	47	0.026(0.002)
26	52	0.402(0.023)	23	54	0.002(0.001)	20	48	0.002(0.001)
26	53	3.727(0.173)	22	43	0.050(0.005)	19	37	0.022(0.003)
26	54	22.727(0.914)	22	44	1.019(0.101)	19	38	0.486(0.054)
26	55	54.768(2.041)	22	45	6.441(0.615)	19	39	4.350(0.474)
25	49	0.018(0.002)	22	46	19.816(1.837)	19	40	7.761(0.833)
25	50	0.374(0.028)	22	47	20.876(2.135)	19	41	6.143(0.726)
25	51	4.343(0.268)	22	48	17.146(1.695)	19	42	2.632(0.304)
25	52	17.710(0.999)	22	49	3.418(0.273)	19	43	0.771(0.079)
25	53	40.651(1.885)	22	50	0.837(0.062)	19	44	0.130(0.013)
25	54	41.840(Interpole)	22	51	0.059(0.004)	19	45	0.019(0.002)
25	55	29.756(1.108)	22	52	0.005(0.001)	18	35	0.034(0.004)
25	56	0.271(0.011)	21	41	0.013(0.002)	18	36	0.920(0.104)
24	47	0.044(0.004)	21	42	0.563(0.059)	18	37	3.770(0.421)
24	48	0.766(0.065)	21	43	5.205(0.534)	18	38	7.292(0.803)
24	49	5.783(0.462)	21	44	13.467(1.332)	18	39	4.599(0.552)
24	50	22.449(1.662)	21	45	14.669(1.582)	18	40	1.539(0.182)
24	51	31.490(1.946)	21	46	7.989(0.842)	18	41	0.345(0.037)
24	52	38.552(2.905)	21	47	2.332(0.208)	18	42	0.062(0.006)
24	53	8.893(0.412)	21	48	0.385(0.033)	18	43	0.008(0.001)
24	54	2.645(0.106)	21	49	0.052(0.004)	17	33	0.015(0.002)
24	55	0.020(0.001)	21	50	0.002(0.001)	17	34	0.429(0.050)
23	45	0.031(0.003)	20	39	0.037(0.004)	17	35	3.025(0.347)
23	46	0.594(0.055)	20	40	1.113(0.119)	17	36	3.906(0.482)
23	47	5.641(0.503)	20	41	5.964(0.637)	17	37	3.414(0.418)
23	48	17.719(1.511)	20	42	12.082(1.257)	17	38	0.764(0.084)

500 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
17	39	0.183(0.020)	13	30	0.081(0.010)
17	40	0.027(0.003)	13	31	0.009(0.001)
16	31	0.030(0.004)	12	23	0.009(0.002)
16	32	0.799(0.094)	12	24	0.345(0.043)
16	33	2.610(0.302)	12	25	0.728(0.091)
16	34	4.440(0.560)	12	26	1.323(0.183)
16	35	1.809(0.227)	12	27	0.201(0.027)
16	36	0.485(0.055)	12	28	0.035(0.004)
16	37	0.068(0.008)	11	22	0.110(0.018)
16	38	0.012(0.001)	11	23	0.591(0.083)
15	29	0.015(0.002)	11	24	0.555(0.075)
15	30	0.367(0.044)	11	25	0.194(0.024)
15	31	1.730(0.206)	11	26	0.023(0.003)
15	32	2.069(0.265)	10	22	0.475(0.078)
15	33	1.051(0.133)	10	23	0.122(0.017)
15	34	0.213(0.025)	10	24	0.014(0.002)
15	35	0.036(0.004)			
15	36	0.003(0.001)			
14	27	0.025(0.004)			
14	28	0.797(0.095)			
14	29	1.459(0.176)			
14	30	3.061(0.399)			
14	31	0.597(0.077)			
14	32	0.162(0.019)			
14	33	0.013(0.002)			
13	25	0.008(0.001)			
13	26	0.247(0.031)			
13	27	1.080(0.142)			
13	28	1.276(0.167)			
13	29	0.373(0.049)			

300 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
27	54	0.089(0.004)	23	50	21.608(1.932)	20	44	5.562(0.617)
27	55	0.882(0.033)	23	51	6.714(0.415)	20	45	0.956(0.091)
27	56	1.343(0.052)	23	52	0.982(0.055)	20	46	0.200(0.019)
26	51	0.020(0.001)	23	53	0.129(0.006)	20	47	0.019(0.002)
26	52	0.536(0.030)	23	54	0.001(0.001)	19	37	0.011(0.001)
26	53	5.129(0.238)	22	43	0.038(0.004)	19	38	0.253(0.028)
26	54	31.938(1.285)	22	44	0.912(0.090)	19	39	2.689(0.293)
26	55	66.086(2.461)	22	45	6.211(0.593)	19	40	4.981(0.536)
25	49	0.019(0.002)	22	46	20.888(1.937)	19	41	4.688(0.555)
25	50	0.479(0.036)	22	47	24.442(2.180)	19	42	1.932(0.224)
25	51	5.663(0.350)	22	48	19.443(1.923)	19	43	0.550(0.057)
25	52	22.730(1.282)	22	49	3.642(0.291)	19	44	0.085(0.008)
25	53	50.752(2.352)	22	50	0.919(0.068)	19	45	0.012(0.001)
25	54	53.200(1.220)	22	51	0.054(0.003)	18	35	0.018(0.002)
25	55	36.419(1.356)	22	52	0.004(0.001)	18	36	0.448(0.051)
25	56	0.085(0.004)	21	41	0.011(0.001)	18	37	1.968(0.220)
24	47	0.044(0.004)	21	42	0.408(0.042)	18	38	4.817(0.532)
24	48	0.897(0.077)	21	43	4.600(0.472)	18	39	2.613(0.315)
24	49	7.244(0.579)	21	44	11.754(1.163)	18	40	0.812(0.088)
24	50	29.078(2.154)	21	45	14.776(1.594)	18	41	0.207(0.022)
24	51	37.054(2.289)	21	46	7.885(0.831)	18	42	0.035(0.004)
24	52	32.705(2.465)	21	47	2.212(0.197)	18	43	0.004(0.001)
24	53	10.516(0.488)	21	48	0.352(0.030)	17	33	0.006(0.001)
24	54	2.755(0.111)	21	49	0.045(0.004)	17	34	0.155(0.018)
24	55	0.008(0.001)	21	50	0.002(0.001)	17	35	1.385(0.159)
23	45	0.027(0.003)	20	39	0.019(0.002)	17	36	2.179(0.248)
23	46	0.620(0.058)	20	40	0.774(0.083)	17	37	1.579(0.195)
23	47	6.293(0.561)	20	41	4.506(0.482)	17	38	0.329(0.037)
23	48	21.064(1.797)	20	42	9.577(0.998)	17	39	0.074(0.008)
23	49	32.121(2.567)	20	43	9.538(1.090)	17	40	0.013(0.001)

300 MeV/A

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
17	41	0.002(0.001)	14	31	0.375(0.050)
16	31	0.006(0.001)	14	32	0.046(0.006)
16	32	0.263(0.031)	14	33	0.005(0.001)
16	33	1.165(0.135)	13	26	0.057(0.007)
16	34	1.834(0.215)	13	27	0.426(0.057)
16	35	0.803(0.102)	13	28	0.478(0.065)
16	36	0.232(0.026)	13	29	0.325(0.043)
16	37	0.026(0.003)	13	30	0.095(0.013)
16	38	0.005(0.001)	13	31	0.004(0.001)
15	29	0.007(0.001)	12	24	0.022(0.004)
15	30	0.079(0.010)	12	25	0.280(0.036)
15	31	0.651(0.078)	12	26	0.388(0.055)
15	32	1.182(0.153)	12	27	0.117(0.016)
15	33	0.431(0.056)	12	28	0.004(0.001)
15	34	0.060(0.007)	11	23	0.273(0.039)
15	35	0.010(0.001)	11	24	0.311(0.040)
14	28	0.160(0.019)	11	25	0.076(0.010)
14	29	0.555(0.067)	10	22	0.308(0.052)
14	30	1.115(0.148)	10	23	0.040(0.006)



## **Annexe B**

### **Vitesses et largeurs de recul.**

1500 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)
27	54	-0.079(0.020)	0.127	22	47	-0.098(I)	0.198
27	55	-0.058(0.015)	0.110	22	48	-0.089(I)	0.176
27	56	-0.033(0.008)	0.104	22	49	-0.086(0.017)	0.172
26	51	-0.093(0.023)	0.141	22	50	-0.074(0.015)	0.161
26	52	-0.056(0.014)	0.132	22	51	-0.075(0.015)	0.165
26	53	-0.035(0.009)	0.114	22	52	-0.056(0.017)	0.138
26	54	-0.031(0.008)	0.084	21	41	-0.136(0.034)	0.275
26	55	-0.034(0.008)	0.072	21	42	-0.123(0.025)	0.273
25	49	-0.089(0.022)	0.177	21	43	-0.113(0.023)	0.251
25	50	-0.078(0.019)	0.168	21	44	-0.118(0.024)	0.237
25	51	-0.052(0.013)	0.150	21	45	-0.106(I)	0.225
25	52	-0.053(0.013)	0.125	21	46	-0.104(I)	0.208
25	53	-0.061(0.015)	0.105	21	47	-0.098(0.020)	0.199
25	55	-0.032(0.008)	0.074	21	48	-0.089(0.018)	0.192
24	46	-0.112(0.028)	0.201	21	49	-0.080(0.016)	0.172
24	47	-0.104(0.026)	0.191	21	50	-0.082(0.001)	0.157
24	48	-0.084(0.021)	0.189	20	39	-0.160(0.040)	0.293
24	49	-0.069(0.017)	0.181	20	40	-0.131(0.026)	0.288
24	50	-0.070(0.017)	0.167	20	41	-0.129(0.026)	0.274
24	51	-0.056(0.014)	0.160	20	42	-0.130(0.026)	0.260
24	52	-0.529(I)	0.140	20	43	-0.132(I)	0.259
24	53	-0.045(0.011)	0.117	20	44	-0.135(I)	0.235
24	54	-0.023(0.006)	0.092	20	45	-0.116(0.023)	0.233
24	55	-0.040(0.022)	0.093	20	46	-0.105(0.021)	0.216
23	45	-0.118(0.030)	0.228	20	47	-0.102(0.020)	0.204
23	46	-0.095(0.019)	0.224	20	48	-0.097(0.019)	0.197
23	47	-0.084(0.017)	0.204	19	37	-0.167(0.033)	0.330
23	48	-0.088(0.018)	0.183	19	38	-0.145(0.022)	0.278
23	49	-0.081(I)	0.168	19	39	-0.144(0.022)	0.297
23	50	-0.074(I)	0.156	19	40	-0.145(0.022)	0.284
23	51	-0.064(0.013)	0.145	19	41	-0.137(I)	0.284
23	52	-0.060(0.012)	0.121	19	42	-0.135(I)	0.255
23	53	-0.061(0.015)	0.121	19	43	-0.121(0.018)	0.254
22	43	-0.123(0.016)	0.244	19	44	-0.119(0.018)	0.240
22	44	-0.107(0.018)	0.232	19	45	-0.112(0.022)	0.231
22	45	-0.097(0.019)	0.227	19	46	-0.122(0.025)	0.217
22	46	-0.103(0.021)	0.209	18	35	-0.157(0.024)	0.360

1500 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)
18	36	-0.164(0.025)	0.342	13	26	-0.242(0.048)	0.510
18	37	-0.156(0.023)	0.322	13	27	-0.232(0.046)	0.467
18	38	-0.158(0.024)	0.291	13	28	-0.221(0.044)	0.449
18	39	-0.148(I)	0.285	13	29	-0.220(I)	0.448
18	40	-0.132(I)	0.273	13	30	-0.206(0.041)	0.458
18	41	-0.136(0.020)	0.284	13	31	-0.182(0.036)	0.445
18	42	-0.128(0.019)	0.261	12	24	-0.225(0.045)	0.496
18	43	-0.128(0.019)	0.263	12	25	-0.207(0.041)	0.487
17	33	-0.136(0.030)	0.420	12	26	-0.20 (I)	0.485
17	34	-0.177(0.026)	0.384	12	27	-0.198(0.040)	0.465
17	35	-0.169(0.025)	0.345	12	28	-0.218(0.054)	0.467
17	36	-0.158(0.024)	0.331	11	22	-0.223(0.045)	0.561
17	37	-0.156(I)	0.320	11	23	-0.220(0.044)	0.550
17	38	-0.153(0.023)	0.308	11	24	-0.218(I)	0.533
17	39	-0.151(0.023)	0.294	11	25	-0.214(0.043)	0.513
17	40	-0.146(0.022)	0.303	11	26	-0.216(0.043)	0.504
17	41	-0.125(0.019)	0.294	10	20	-0.266(0.080)	0.630
16	31	-0.163(0.031)	0.412	10	21	-0.260(I)	0.599
16	32	-0.194(0.029)	0.397	10	22	-0.250(I)	0.583
16	33	-0.183(0.027)	0.375	10	23	-0.237(0.071)	0.572
16	34	-0.186(I)	0.355	10	24	-0.153(0.095)	0.569
16	35	-0.180(I)	0.351	9	18	-0.253(0.076)	0.680
16	36	-0.183(0.027)	0.339	9	19	-0.260(0.078)	0.650
16	37	-0.176(0.026)	0.345	9	20	-0.260(0.078)	0.656
16	38	-0.165(0.025)	0.322	9	21	-0.225(0.067)	0.641
15	30	-0.213(0.032)	0.439	8	16	-0.240(0.072)	0.743
15	31	-0.201(0.030)	0.401	8	17	-0.230(0.069)	0.715
15	32	-0.198(I)	0.391	8	18	-0.250(0.075)	0.703
15	33	-0.197(I)	0.379				
15	34	-0.196(0.029)	0.379				
15	35	-0.187(0.028)	0.364				
15	36	-0.162(0.024)	0.348				
14	28	-0.221(0.033)	0.447				
14	29	-0.218(0.033)	0.436				
14	30	-0.219(I)	0.412				
14	31	-0.210(I)	0.412				
14	32	-0.202(0.030)	0.405				
14	33	-0.202(0.030)	0.402				



1000 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesses(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesses(cm/ns)	largeur (cm/ns)
26	51	-0.086(0.022)	0.144	22	48	-0.095(I)	0.176
26	52	-0.075(0.019)	0.117	22	49	-0.083(0.017)	0.162
26	53	-0.056(0.014)	0.099	22	50	-0.073(0.015)	0.146
26	54	-0.041(0.010)	0.066	22	51	-0.074(0.015)	0.145
26	55	-0.031(0.008)	0.056	22	52	-0.064(0.013)	0.126
25	48	-0.097(0.024)	0.182	21	40	-0.166(0.033)	0.274
25	49	-0.097(0.024)	0.178	21	41	-0.157(0.031)	0.268
25	50	-0.099(0.025)	0.158	21	42	-0.147(0.029)	0.259
25	51	-0.078(0.019)	0.138	21	43	-0.138(0.028)	0.239
25	52	-0.068(0.017)	0.118	21	44	-0.127(0.025)	0.221
25	53	-0.053(0.013)	0.098	21	45	-0.121(I)	0.221
25	55	-0.049(0.015)	0.068	21	46	-0.110(I)	0.203
24	46	-0.114(0.028)	0.205	21	47	-0.099(0.020)	0.191
24	47	-0.106(0.027)	0.199	21	48	-0.094(0.019)	0.181
24	48	-0.109(0.027)	0.178	21	49	-0.085(0.017)	0.168
24	49	-0.092(0.023)	0.166	21	50	-0.089(0.022)	0.152
24	50	-0.085(0.021)	0.143	20	38	-0.134(0.034)	0.148
24	51	-0.074(0.019)	0.130	20	39	-0.167(0.033)	0.293
24	52	-0.062(I)	0.112	20	40	-0.159(0.032)	0.272
24	53	-0.047(0.012)	0.104	20	41	-0.151(0.030)	0.262
24	54	-0.036(0.009)	0.085	20	42	-0.144(0.029)	0.000
23	44	-0.124(0.031)	0.000	20	43	-0.135(I)	0.245
23	45	-0.127(0.025)	0.235	20	44	-0.124(I)	0.229
23	46	-0.124(0.025)	0.208	20	45	-0.119(0.024)	0.218
23	47	-0.108(0.022)	0.193	20	46	-0.107(0.021)	0.204
23	48	-0.097(0.019)	0.174	20	47	-0.107(0.021)	0.193
23	49	-0.090(0.018)	0.158	20	48	-0.095(0.019)	0.168
23	50	-0.079(I)	0.150	19	36	-0.149(0.030)	0.000
23	51	-0.067(0.013)	0.133	19	37	-0.158(0.032)	0.311
23	52	-0.056(0.011)	0.122	19	38	-0.167(0.033)	0.305
23	53	-0.049(0.010)	0.110	19	39	-0.172(0.034)	0.282
23	54	-0.031(0.009)	0.102	19	40	-0.152(0.030)	0.275
22	43	-0.139(0.028)	0.240	19	41	-0.151(I)	0.268
22	44	-0.136(0.027)	0.227	19	42	-0.143(I)	0.256
22	45	-0.123(0.025)	0.216	19	43	-0.132(0.020)	0.243
22	46	-0.112(0.022)	0.195	19	44	-0.120(0.018)	0.232
22	47	-0.104(I)	0.195	19	45	-0.114(0.017)	0.213

1000 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)
18	35	-0.181(0.036)	0.33926	14	30	-0.207(0.031)	0.405
18	36	-0.184(0.028)	0.31726	14	31	-0.203(0.030)	0.390
18	37	-0.179(0.027)	0.31126	14	32	-0.192(0.029)	0.382
18	38	-0.164(0.025)	0.29026	14	33	-0.191(0.029)	0.361
18	39	-0.158(I)	0.28226	13	24	-0.169(0.042)	0.624
18	40	-0.142(0.021)	0.26625	13	25	-0.188(0.038)	0.517
18	41	-0.143(0.022)	0.26225	13	26	-0.210(0.042)	0.494
18	42	-0.141(0.021)	0.25625	13	27	-0.207(0.041)	0.456
18	43	-0.130(0.020)	0.25025	13	28	-0.212(I)	0.441
17	32	0.000(0.000)	0.36525	13	29	-0.208(I)	0.423
17	33	-0.186(0.037)	0.36225	13	30	-0.206(0.041)	0.427
17	34	-0.189(0.028)	0.35225	13	31	-0.203(I)	0.393
17	35	-0.181(0.027)	0.33424	12	22	-0.171(0.051)	0.569
17	36	-0.178(0.027)	0.31124	12	23	-0.208(0.052)	0.000
17	37	-0.173(I)	0.30324	12	24	-0.219(0.044)	0.521
17	38	-0.163(0.024)	0.29424	12	25	-0.211(0.042)	0.496
17	39	-0.158(0.024)	0.29324	12	26	-0.210(I)	0.466
17	40	-0.152(0.023)	0.27824	12	27	-0.207(I)	0.451
16	31	-0.193(0.039)	0.39724	12	28	-0.208(0.042)	0.455
16	32	-0.201(0.030)	0.37224	11	20	0.000(0.000)	0.000
16	33	-0.200(0.030)	0.36024	11	21	-0.184(0.055)	0.611
16	34	-0.189(I)	0.33523	11	22	-0.209(0.042)	0.598
16	35	-0.183(I)	0.33423	11	23	-0.208(0.042)	0.547
16	36	-0.172(0.026)	0.31623	11	24	-0.203(0.041)	0.511
16	37	-0.167(0.025)	0.31423	11	25	-0.197(0.039)	0.503
16	38	-0.157(0.024)	0.31123	11	26	-0.191(0.038)	0.493
15	28	-0.175(0.044)	0.00023	10	19	-0.185(0.055)	0.652
15	29	-0.210(0.031)	0.41523	10	20	-0.223(0.067)	0.627
15	30	-0.207(0.031)	0.41023	10	21	-0.210(I)	0.607
15	31	-0.203(0.030)	0.39223	10	22	-0.209(I)	0.556
15	32	-0.197(I)	0.37123	10	23	-0.257(0.077)	0.545
15	33	-0.196(I)	0.35923	9	18	-0.217(0.065)	0.687
15	34	-0.190(0.028)	0.35222	9	19	-0.230(I)	0.639
15	35	-0.184(0.028)	0.34222	9	20	-0.220(I)	0.624
14	27	-0.194(0.049)	0.47522	9	21	-0.191(0.057)	0.647
14	28	-0.215(0.032)	0.43222	8	17	-0.250(I)	0.692
14	29	-0.208(0.031)	0.41822	8	18	-0.240(I)	0.680

750 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)
27	54	-0.060(0.015)	0.096	22	47	-0.122(I)	0.199
27	55	-0.058(0.015)	0.073	22	48	-0.106(I)	0.174
27	56	-0.049(0.012)	0.058	22	49	-0.101(0.020)	0.169
26	51	-0.083(0.021)	0.135	22	50	-0.084(0.017)	0.150
26	52	-0.053(0.013)	0.118	22	51	-0.089(0.018)	0.144
26	53	-0.050(0.013)	0.102	22	52	-0.083(0.025)	0.130
26	54	-0.043(0.011)	0.068	21	41	-0.111(0.033)	0.245
26	55	-0.036(0.009)	0.063	21	42	-0.136(0.027)	0.235
25	49	-0.093(0.023)	0.179	21	43	-0.143(0.029)	0.232
25	50	-0.087(0.022)	0.154	21	44	-0.153(0.031)	0.230
25	51	-0.075(0.019)	0.134	21	45	-0.145(I)	0.226
25	52	-0.076(0.019)	0.117	21	46	-0.131(I)	0.206
25	53	-0.063(0.016)	0.104	21	47	-0.123(0.025)	0.193
25	55	-0.022(0.005)	0.067	21	48	-0.109(0.022)	0.183
24	47	-0.107(0.027)	0.190	21	49	-0.105(0.021)	0.173
24	48	-0.093(0.023)	0.181	21	50	-0.106(0.027)	0.157
24	49	-0.094(0.023)	0.163	20	40	-0.162(0.049)	0.266
24	50	-0.094(0.024)	0.145	20	41	-0.159(0.032)	0.250
24	51	-0.089(0.022)	0.133	20	42	-0.167(0.033)	0.249
24	52	-0.072(I)	0.115	20	43	-0.158(I)	0.250
24	53	-0.053(0.013)	0.107	20	44	-0.150(I)	0.231
24	54	-0.041(0.010)	0.091	20	45	-0.145(0.029)	0.223
24	55	-0.030(0.015)	0.092	20	46	-0.128(0.026)	0.209
23	45	-0.136(0.041)	0.211	20	47	-0.121(0.024)	0.194
23	46	-0.117(0.023)	0.210	20	48	-0.122(0.037)	0.186
23	47	-0.111(0.022)	0.188	19	38	-0.199(0.040)	0.280
23	48	-0.117(0.023)	0.178	19	39	-0.189(0.028)	0.277
23	49	-0.109(0.022)	0.169	19	40	-0.184(0.028)	0.274
23	50	-0.086(I)	0.153	19	41	-0.179(I)	0.262
23	51	-0.073(0.015)	0.137	19	42	-0.164(I)	0.259
23	52	-0.072(0.014)	0.126	19	43	-0.158(0.024)	0.250
23	53	-0.060(0.012)	0.111	19	44	-0.148(0.022)	0.236
23	54	-0.119(0.036)	0.102	19	45	-0.136(0.020)	0.218
22	43	-0.130(0.039)	0.231	19	46	-0.142(0.028)	0.212
22	44	-0.123(0.025)	0.233	18	36	-0.156(0.035)	0.306
22	45	-0.127(0.025)	0.209	18	37	-0.178(0.036)	0.292
22	46	-0.133(0.027)	0.202	18	38	-0.184(0.028)	0.293

750 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)
18	39	-0.169(I)	0.285	13	31	-0.228(0.057)	0.399
18	40	-0.181(0.027)	0.260	12	24	-0.140(0.072)	0.511
18	41	-0.179(0.027)	0.250	12	25	-0.226(0.056)	0.470
18	42	-0.161(0.024)	0.249	12	26	-0.230(I)	0.468
18	43	-0.162(0.032)	0.242	12	27	-0.259(0.065)	0.458
17	34	-0.152(0.045)	0.358	12	28	-0.214(0.064)	0.449
17	35	-0.215(0.043)	0.312	11	22	-0.123(0.071)	0.531
17	36	-0.201(I)	0.316	11	23	-0.238(0.072)	0.521
17	37	-0.190(I)	0.305	11	24	-0.220(I)	0.510
17	38	-0.183(0.027)	0.290	11	25	-0.253(0.076)	0.516
17	39	-0.172(0.026)	0.289	11	26	-0.209(0.063)	0.484
17	40	-0.167(0.025)	0.275	10	21	-0.246(I)	0.470
16	32	-0.188(0.042)	0.364	10	22	-0.240(I)	0.500
16	33	-0.202(0.040)	0.348	10	23	-0.299(0.090)	0.531
16	34	-0.202(I)	0.339	10	24	-0.193(0.058)	0.512
16	35	-0.195(I)	0.326	9	19	-0.293(I)	0.585
16	36	-0.202(0.030)	0.316	9	20	-0.280(I)	0.569
16	37	-0.190(0.028)	0.314	8	17	-0.300(I)	0.629
16	38	-0.173(0.035)	0.285	8	18	-0.310(I)	0.606
15	30	-0.153(0.051)	0.402				
15	31	-0.211(0.042)	0.377				
15	32	-0.210(I)	0.360				
15	33	-0.202(I)	0.356				
15	34	-0.227(0.045)	0.358				
15	35	-0.187(0.037)	0.330				
15	36	-0.201(0.040)	0.311				
14	29	-0.212(0.053)	0.411				
14	30	-0.223(0.045)	0.403				
14	31	-0.220(0.044)	0.382				
14	32	-0.219(0.044)	0.382				
14	33	-0.195(0.039)	0.359				
14	34	-0.198(0.049)	0.347				
13	26	-0.240(0.067)	0.431				
13	27	-0.223(0.056)	0.437				
13	28	-0.228(I)	0.437				
13	29	-0.224(I)	0.396				
13	30	-0.246(0.062)	0.407				

500 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)
27	53	-0.097(0.013)	0.106	22	47	-0.156(I)	0.193
27	54	-0.088(0.012)	0.090	22	48	-0.149(I)	0.174
27	55	-0.073(0.012)	0.067	22	49	-0.106(0.021)	0.169
27	56	-0.074(0.015)	0.058	22	50	-0.092(0.018)	0.153
26	51	-0.076(0.019)	0.146	22	51	-0.090(0.018)	0.149
26	52	-0.066(0.016)	0.121	22	52	-0.081(0.016)	0.131
26	53	-0.049(0.012)	0.106	21	41	-0.195(0.039)	0.305
26	54	-0.034(0.008)	0.076	21	42	-0.188(0.038)	0.257
26	55	-0.027(0.007)	0.068	21	43	-0.176(0.035)	0.241
25	49	-0.122(0.030)	0.191	21	44	-0.162(0.032)	0.227
25	50	-0.103(0.026)	0.163	21	45	-0.179(I)	0.221
25	51	-0.081(0.020)	0.141	21	46	-0.166(I)	0.203
25	52	-0.066(0.016)	0.121	21	47	-0.1880(0.026)	0.197
25	53	-0.057(0.014)	0.108	21	48	-0.120(0.024)	0.186
25	55	-0.024(0.006)	0.074	21	49	-0.088(0.018)	0.174
25	56	-0.160(0.080)	0.060	21	50	-0.095(0.024)	0.142
24	47	-0.137(0.034)	0.207	20	39	-0.220(0.055)	0.300
24	48	-0.124(0.031)	0.183	20	40	-0.192(0.038)	0.273
24	49	-0.109(0.027)	0.170	20	41	-0.186(0.037)	0.266
24	50	-0.090(0.023)	0.148	20	42	-0.182(0.036)	0.243
24	51	-0.092(0.023)	0.139	20	43	-0.175(I)	0.236
24	52	-0.068(I)	0.118	20	44	-0.160(I)	0.229
24	53	-0.049(0.012)	0.109	20	45	-0.149(0.030)	0.223
24	54	-0.041(0.010)	0.095	20	46	-0.134(0.027)	0.208
23	45	-0.171(0.034)	0.233	20	47	-0.104(0.026)	0.196
23	46	-0.150(0.030)	0.210	19	37	-0.225(0.045)	0.322
23	47	-0.131(0.026)	0.196	19	38	-0.216(0.032)	0.301
23	48	-0.119(0.024)	0.178	19	39	-0.199(0.030)	0.286
23	49	-0.117(0.023)	0.169	19	40	-0.193(0.029)	0.266
23	50	-0.094(I)	0.152	19	41	-0.183(I)	0.268
23	51	-0.077(0.015)	0.140	19	42	-0.175(I)	0.255
23	52	-0.071(0.014)	0.129	19	43	-0.165(0.025)	0.248
23	53	-0.064(0.013)	0.118	19	44	-0.156(0.023)	0.238
22	43	-0.185(0.037)	0.258	19	45	-0.120(0.024)	0.207
22	44	-0.164(0.033)	0.230	19	46	0.000(0.000)	0.000
22	45	-0.156(0.031)	0.218	18	35	-0.243(0.049)	0.342
22	46	-0.141(0.028)	0.201	18	36	-0.221(0.033)	0.320

500 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)
18	37	-0.208(0.031)	0.313	13	26	-0.258(0.052)	0.522
18	38	-0.205(0.031)	0.295	13	27	-0.234(0.047)	0.456
18	39	-0.200(I)	0.283	13	28	-0.230(I)	0.421
18	40	-0.196(I)	0.251	13	29	-0.228(I)	0.407
18	41	-0.190(0.028)	0.274	13	30	-0.223(0.045)	0.472
18	42	-0.151(0.023)	0.253	12	24	-0.287(0.057)	0.550
18	43	-0.136(0.027)	0.218	12	25	-0.268(0.054)	0.475
17	33	-0.236(0.047)	0.381	12	26	-0.260(I)	0.425
17	34	-0.225(0.034)	0.362	12	27	-0.256(I)	0.447
17	35	-0.216(0.032)	0.334	12	28	-0.207(0.041)	0.482
17	36	-0.215(I)	0.323	11	22	-0.297(0.074)	0.593
17	37	-0.213(I)	0.296	11	23	-0.278(0.080)	0.570
17	38	-0.212(0.032)	0.287	11	24	-0.265(I)	0.573
17	39	-0.205(0.031)	0.302	10	22	-0.280(I)	0.528
17	40	-0.127(0.038)	0.280	10	23	-0.241(0.100)	0.597
16	31	-0.286(0.086)	0.389	10	24	-0.290(0.102)	0.577
16	32	-0.240(0.036)	0.381				
16	33	-0.236(0.034)	0.358				
16	34	-0.231(I)	0.331				
16	35	-0.228(I)	0.318				
16	36	-0.223(0.033)	0.326				
16	37	-0.209(0.031)	0.349				
16	38	-0.128(0.038)	0.275				
15	29	-0.257(0.051)	0.386				
15	30	-0.234(0.035)	0.432				
15	31	-0.232(0.035)	0.377				
15	32	-0.224(I)	0.385				
15	33	-0.220(I)	0.349				
15	34	-0.218(0.046)	0.369				
15	35	-0.262(0.058)	0.379				
14	27	-0.303(0.061)	0.429				
14	28	-0.266(0.040)	0.456				
14	29	-0.251(0.038)	0.407				
14	30	-0.246(I)	0.405				
14	31	-0.238(I)	0.372				
14	32	-0.225(0.034)	0.408				
14	33	-0.213(0.043)	0.373				

300 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)
27	54	-0.069(0.015)	0.084	23	54	-0.210(I)	0.250
27	55	-0.060(0.012)	0.065	22	43	-0.213(0.043)	0.210
27	56	-0.051(0.011)	0.058	22	44	-0.206(0.041)	0.224
26	51	-0.110(0.023)	0.136	22	45	-0.186(0.037)	0.209
26	52	-0.082(0.021)	0.115	22	46	-0.178(0.036)	0.195
26	53	-0.071(0.018)	0.106	22	47	-0.135(I)	0.194
26	54	-0.053(0.013)	0.094	22	48	-0.149(I)	0.172
26	55	-0.030(0.007)	0.073	22	49	-0.114(0.035)	0.164
25	49	-0.153(0.038)	0.162	22	50	-0.119(0.030)	0.157
25	50	-0.128(0.032)	0.150	22	51	-0.128(0.030)	0.147
25	51	-0.105(0.026)	0.135	21	42	-0.231(0.046)	0.248
25	52	-0.093(0.023)	0.130	21	43	-0.204(0.041)	0.237
25	53	-0.075(0.019)	0.107	21	44	-0.196(0.039)	0.226
25	55	-0.024(0.006)	0.072	21	45	-0.188(I)	0.211
24	47	-0.177(0.044)	0.182	21	46	-0.177(I)	0.201
24	48	-0.155(0.039)	0.177	21	47	-0.159(0.032)	0.186
24	49	-0.137(0.034)	0.162	21	48	-0.149(0.030)	0.186
24	50	-0.118(0.029)	0.154	21	49	-0.149(0.034)	0.172
24	51	-0.096(0.024)	0.139	20	40	-0.243(0.049)	0.264
24	52	-0.090(I)	0.131	20	41	-0.224(0.045)	0.257
24	53	-0.076(0.019)	0.103	20	42	-0.206(0.041)	0.247
24	54	-0.063(0.016)	0.101	20	43	-0.207(I)	0.238
23	46	-0.190(0.038)	0.201	20	44	-0.196(I)	0.221
23	47	-0.162(0.032)	0.188	20	45	-0.189(0.038)	0.215
23	48	-0.148(0.030)	0.180	20	46	-0.164(0.033)	0.202
23	49	-0.125(0.025)	0.170	20	47	-0.156(0.031)	0.195
23	50	-0.120(I)	0.155	19	38	-0.250(0.050)	0.285
23	51	-0.115(0.023)	0.138	19	39	-0.236(0.035)	0.282
23	52	-0.103(0.021)	0.135	19	40	-0.229(0.034)	0.269
23	53	-0.096(0.019)	0.124	19	41	-0.224(I)	0.261

300 MeV/A				I= imposée			
Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)	Z	A	vitesse(cm/ns)	largeur (cm/ns)
19	42	-0.212(I)	0.243	15	35	-0.262(0.039)	0.321
19	43	-0.210(0.031)	0.242	14	28	-0.308(0.062)	0.413
19	44	-0.184(0.037)	0.217	14	29	-0.305(0.046)	0.389
19	45	-0.209(0.042)	0.201	14	30	-0.300(I)	0.378
18	36	-0.261(0.039)	0.314	14	31	-0.295(I)	0.319
18	37	-0.255(0.038)	0.297	14	32	-0.287(0.064)	0.392
18	38	-0.200(0.042)	0.278	13	26	-0.339(0.102)	0.447
18	39	-0.236(I)	0.279	13	27	-0.326(I)	0.400
18	40	-0.215(0.032)	0.264	13	28	-0.310(I)	0.336
18	41	-0.212(0.032)	0.272	13	29	-0.308(0.082)	0.365
18	42	-0.212(0.042)	0.238	12	25	-0.325(0.098)	0.385
17	34	-0.272(0.054)	0.337	12	26	-0.318(I)	0.394
17	35	-0.252(0.038)	0.335	12	27	-0.310(0.098)	0.395
17	36	-0.230(I)	0.292	12	28	-0.309(0.093)	0.407
17	37	-0.255(I)	0.295	11	23	-0.326(0.098)	0.384
17	38	-0.244(0.037)	0.283	11	24	-0.310(I)	0.365
17	39	-0.188(0.043)	0.274				
17	40	-0.243(0.036)	0.265				
16	32	-0.298(0.060)	0.367				
16	33	-0.266(0.040)	0.344				
16	34	-0.253(I)	0.333				
16	35	-0.252(I)	0.322				
16	36	-0.280(0.065)	0.320				
16	37	-0.255(0.038)	0.306				
16	38	-0.223(0.045)	0.288				
15	30	-0.322(0.064)	0.398				
15	31	-0.295(0.044)	0.375				
15	32	-0.290(I)	0.370				
15	33	-0.280(I)	0.348				
15	34	-0.272(0.041)	0.344				





# Table des figures

1.1	Schéma des étapes dans lesquelles on peut décomposer une réaction de spallation.	8
1.2	Spectres doublement différentiels de protons et neutrons émis dans la réaction de spallation $Pb(p, xN)$ à 800 MeV. . . . .	12
1.3	Noyaux produits lors de la réaction de spallation $^{208}Pb + p$ à 1 GeV/A à GSI (Darmstadt) [20]. . . . .	13
1.4	Recul $P_{  }'$ en fonction de la perte de masse pour différents systèmes cible-projectile : les croix correspondent à la réaction projectile léger + $^{12}C$ à 1,05 et 2,1 GeV/n, et $^{16}O$ à 2,1 Ge [31]V. Les étoiles à $p + Cu$ à 28 GeV [32], les cercles à $^{12}C + Ag$ à 18.5 GeV et $p + Ag$ à 400 GeV [33]. Les carrés correspondent aux fragments produits dans la réaction $^{20}N + ^{181}Ta$ à 8 GeV [34] et les losanges à la spallation de l'or avec des protons de 3 à 11,5 GeV [35]. Extrait de [36]	14
1.5	Valeurs prédites par Goldhaber (étoiles) et Morrissey (carrés) pour la largeur de la distribution en impulsion parallèle à l'axe du faisceau des fragments de spallation dans la réaction $Fe + p$ à 1 GeV/A. L'axe X montre la masse du fragment et l'axe Y représente la valeur de ces deux prédictions en MeV/c. .	16
1.6	Profil de densité nucléaire et paramétrisation en trois marches d'escalier choisie par Bertini [47] . . . . .	22
1.7	Corrélation entre les distributions en position et en impulsion. Les particules avec une impulsion entre $p$ et $p + dp$ peuvent occuper une sphère de rayon entre $R(p)$ et $R(p + dp)$ . De cette façon le nombre de nucléons correspondants aux deux régions sombres doit être le même [55]. . . . .	25
1.8	Évolution de certaines grandeurs physiques par rapport au temps [55]. Haut-gauche : L'énergie d'excitation ; haut-droite : énergie moyenne des particules éjectées ; bas-droite : asymétrie de la distribution en impulsion des participants et bas-gauche : dérivée par rapport au temps de l'énergie d'excitation. La flèche indique le temps choisi pour l'arrêt de la cascade . . . . .	27
2.1	Schéma des installations à GSI. Les ions sont extraits de la source et accélérés dans l'UNILAC. Puis ils sont injectés dans le synchrotron SIS pour être accélérés jusqu'à l'énergie souhaitée. Le faisceau est ensuite dirigé vers les aires expérimentales comme dans notre cas le FFragment Separator (FRS) qui a une longueur total de 70 mètres. . . . .	45
2.2	Schéma du détecteur SEETRAM. Ce détecteur mesure l'intensité du faisceau incident. Le courant positif induit dans la feuille centrale au passage du faisceau est converti en tension par l'intégrateur de courant. Ce détecteur doit être préalablement calibré à très basse intensité et à l'aide d'un autre détecteur comme on verra dans les chapitre dédié à l'analyse de l'expérience. . . . .	46

2.3	Dispositif expérimental : Le spectromètre FRS . . . . .	48
2.4	Schéma de la chambre d'ionisation MUSIC . . . . .	54
3.1	Réponse du détecteur SEETRAM (haut) et du scintillateur plastique (bas) pour un fichier de calibration à 1,5 GeV/A. On peut voir la structure en paquets ou "spills" du faisceau de fer. . . . .	61
3.2	Relation entre la réponse du scintillateur qui donne le nombre d'ions de fer incident (axe y) et celle de la SEETRAM (axe x), pour chaque "spill" du faisceau. Cette relation est linéaire jusqu'à la saturation du scintillateur avec l'intensité du faisceau incident. On a aussi tracé un polynôme de degré deux avec un terme linéaire de 2983,3 et une régression linéaire avec une pente de 2929,8. Cette figure correspond à la calibration de la SETRAM à 1500 MeV/A	62
3.3	Évolution de la valeur du facteur de calibration de la SEETRAM avec l'énergie du faisceau de fer. Ces valeurs sont la moyenne de deux calibrations différentes faites en début et en fin d'expérience pour chaque énergie. . . . .	63
3.4	Haut : signal direct de la perte d'énergie dans l'anode 4 de la MUSIC, en canaux. Bas : perte d'énergie moyenne dans 3 anodes de la MUSIC après correction en position et en vitesse des résidus. Cette figure provient d'un fichier de l'expérience à 300 MeV/A pour lequel le $B\rho_{central}$ est celui de $^{37.4}Ar$	65
3.5	Résolution obtenue pour la masse des résidus de la réaction Fe + p à 1 GeV/A. Ce fichier correspond à un réglage du spectromètre centré sur le $^{35}Ar$ . L'effet pair-impair est visible sur ce spectre. . . . .	67
3.6	Noyaux résiduels produits dans la réaction $^{56}Fe+p$ à 1 GeV/A. La représentation montre la charge des résidus face à leur rapport $A/Z$ . La ligne droite correspond au rapport $A/Q = 2$ , c'est-à-dire $N = Z$ . Du fait que les noyaux $^8Be$ et $^9B$ n'existent pas naturellement, une identification complète de tous les résidus est possible grâce à cette représentation. . . . .	68
3.7	Reconstruction de la distribution en vitesse du noyau résiduel $^{38}K$ à 1 GeV/A. Cette distribution est complète grâce à la superposition de 5 réglages différents en rigidité magnétique centrale du spectromètre. Ils sont normalisés en tenant compte du nombre de protons incidents et du temps mort. . . . .	69
3.8	Répresentation du comptage du détecteur SEETRAM pendant la prise de données du fichier centré sur $^{43.8}Ar$ à 750 MeV/A. Le bruit électronique est toujours présent et peut être vu sur cette figure entre chaque spill du faisceau.	70
3.9	La reconstruction de la distribution en vitesse de certains noyaux n'est pas complète, comme c'est le cas du $^{41}K$ . On doit donc trouver la distribution gaussienne qui s'ajuste le mieux à la partie de la distribution obtenue expérimentalement. Sur cette figure l'axe des abscisse est en canaux. . . . .	72
3.10	Production isotopique détectée en cible pleine d'hydrogène (points) et en cible vide (ligne). L'unité est arbitraire. . . . .	73
3.11	Facteurs de transmission (calculés à partir des largeurs en vitesse expérimentales et un angle d'entrée moyen de 15 mrad) par rapport à la masse du fragment.	77

3.12	représentation du courant circulant dans le quadrupôle TS2QT13 en fonction du champ magnétique créée par ce courant. Les étoiles correspondent aux mesures faites à 300 MeV/A, les triangles à 500 MeV/A, les carrés à 1000 MeV/A et les cercles à 1500 MeV/A. La relation de proportionnalité n'est pas la même pour les fichiers à 300-500 MeV/A et pour ceux à 1000-1500 MeV/A. L'optique ionique est donc différente entre ces deux groupes. . . . .	78
4.1	Distributions isotopiques des résidus de spallation $^{56}\text{Fe} + p$ à 1500 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux de l'oxygène. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points. . . . .	84
4.2	Distributions isotopiques des résidus de spallation $^{56}\text{Fe} + p$ à 1000 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux de l'oxygène. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points. . . . .	85
4.3	Distributions isotopiques des résidus de spallation $^{56}\text{Fe} + p$ à 750 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux de l'oxygène. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points. . . . .	86
4.4	Distributions isotopiques des résidus de spallation $^{56}\text{Fe} + p$ à 500 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux du néon. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points. . . . .	87
4.5	Distributions isotopiques des résidus de spallation $^{56}\text{Fe} + p$ à 300 MeV/A en partant des isotopes du fer jusqu'à ceux du néon. Les incertitudes relatives des sections efficaces sont incluses, mais elles ne sont pas visibles car elles n'excèdent pas la taille des points. . . . .	88
4.6	Production totale des résidus de spallation mesurés dans ce travail pour la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ à 1500 MeV/A. La vallée de stabilité est représentée par des carrés vides et les nombres magiques correspondants à des couches fermées sont indiqués par un double trait droit. . . . .	90
4.7	figure équivalente à la figure 4.6 mais pour les résidus détectés à 300 MeV/A.	90
4.8	Rapport N/Z du maximum de chaque courbe isotopique par rapport au nombre de charge de l'élément. La ligne pointillée représente la paramétrisation du couloir de résidus selon la formule EPAX [82] et la ligne continue le rapport N/Z de la vallée de stabilité. Cette figure correspond aux données expérimentales à 1500 MeV/A. . . . .	91
4.9	Idem que la figure 4.8 mais avec les données expérimentales à 1000 MeV/A.	91
4.10	Idem que la figure 4.8 mais avec les données expérimentales à 750 MeV/A. .	92
4.11	Idem que la figure 4.8 mais avec les données expérimentales à 500 MeV/A. .	92
4.12	Idem que la figure 4.8 mais avec les données expérimentales à 300 MeV/A. .	93
4.13	Distribution en masse des résidus de spallation de la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ à 5 énergies différentes du faisceau de fer incident. . . . .	93
4.14	Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite $P'_{\parallel}$ en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à 1500 MeV/A . . . . .	95

4.15	Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite $P'_{\parallel}$ en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à 1000 MeV/A . . . . .	95
4.16	Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite $P'_{\parallel}$ en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à 750 MeV/A . . . . .	96
4.17	Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite $P'_{\parallel}$ en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à 500 MeV/A . . . . .	96
4.18	Moyenne pour tous les résidus de la même masse de l'impulsion de recul réduite $P'_{\parallel}$ en fonction de la perte de masse du noyau résiduel par rapport à celle du fer. Données expérimentales à 300 MeV/A . . . . .	97
4.19	A gauche vitesses expérimentales de recul en $cm/ns$ comparées au résultat donné par le code de cascade INCL4. A droite comparaison des largeurs expérimentales et celle de INCL4. . . . .	97
4.20	Rapport entre la valeur de la largeur de la distribution en vitesse expérimentale (moyenne pondérée par la section efficace) et la valeur prédite par Goldhaber (triangles) et Morrissey (cercles vides). . . . .	98
4.21	Distribution en charge des noyaux résiduels. Nos résultats expérimentaux (points) sont comparés aux mesures expérimentales en cinématique inverse de Webber et collaborateurs (histogrammes) [11, 12, 14]. Excepté les résultats à 1000 MeV/A, les résultats pour les autres énergies ont été multipliés par un facteur d'échelle pour une meilleure visibilité sur la figure. La comparaison a été effectuée avec les mesures de Webber et collaborateurs à des énergies proches de celles de notre expérience : 1512, 1086, 724, 520 et 330 MeV/A. . . . .	100
4.22	Rapport entre l'expérience de Webber à 573 MeV/A et notre mesure à 500 MeV/A en fonction du nombre de masse du noyau résiduel. . . . .	101
4.23	Comparaison des mesures de Michel et collaborateurs [10, 95, 96, 97, 98, 99, 100] (points) avec nos résultats expérimentaux (triangles) par rapport à l'énergie du faisceau incident. . . . .	103
4.24	Comparaison des mesures de Michel et collaborateurs [10, 95, 96, 97, 98, 99, 100] (points) avec nos résultats expérimentaux (triangles) par rapport à l'énergie du faisceau incident. . . . .	104
4.25	Distribution en charge expérimentale comparée à un calcul avec le modèle de BERTINI + DRESNER à 1000 MeV/A . . . . .	106
4.26	Distribution en masse expérimentale comparée à un calcul avec le modèle de BERTINI + DRESNER à 1000 MeV/A . . . . .	106
4.27	Distributions isotopiques expérimentales comparées à un calcul avec le modèle de BERTINI + DRESNER à 1000 MeV/A . . . . .	107
4.28	Distribution en charge expérimentale comparée au calcul de INCL4 + ABLA à 1000 MeV/A . . . . .	109
4.29	Distribution en masse expérimentale comparée au calcul de INCL4 + ABLA à 1000 MeV/A . . . . .	109
4.30	Distributions isotopiques INCL4 + ABLA à 1000 MeV/A . . . . .	110
4.31	Distribution en charge expérimentale comparée aux calculs de INCL4 + ABLA (ligne continue) et ISABEL + ABLA (ligne pointillée) à 750 MeV/A. . . . .	112

4.32	Distribution en masse expérimentale comparée aux calculs de INCL4 + ABLA (ligne continue) et ISABEL + ABLA (ligne pointillée) à 750 MeV/A. . . . .	112
4.33	Distributions isotopiques expérimentales comparées aux calculs de INCL4 + ABLA (ligne continue) et ISABEL + ABLA (ligne pointillée) à 750 MeV/A. . . . .	113
4.34	Distribution en charge expérimentale comparée au calcul de INCL4 + GEM à 1000 MeV/A . . . . .	116
4.35	Distribution en charge expérimentale comparée au calcul de INCL4 + DRESNER à 1000 MeV/A . . . . .	116
4.36	Distribution en masse expérimentale comparée au calcul de INCL4 + GEM à 1000 MeV/A . . . . .	117
4.37	Distribution en masse expérimentale comparée au calcul de INCL4 + DRESNER à 1000 MeV/A . . . . .	117
4.38	Distributions isotopiques INCL4 + GEM à 1000 MeV/A . . . . .	118
4.39	Distributions isotopiques INCL4 + DRESNER à 1000 MeV/A . . . . .	119
4.40	Distribution en charge expérimentale comparée au calcul de INCL4 + SMM (Code de multifragmentation) à 1000 MeV/A. . . . .	121
4.41	Distribution en masse expérimentale comparée au calcul de INCL4 + SMM (Code de multifragmentation) à 1000 MeV/A. . . . .	121
4.42	Distributions isotopiques expérimentales comparées aux calculs de INCL4 + SMM (Code de multifragmentation) à 1000 MeV/A. . . . .	122
4.43	Comparaison des distributions en masse pour les cinq énergies étudiés avec le résultat de la formule de Silberberg et Tsao [80]. Les différents symbols représentent nos données expérimentales et les lignes continues la valeur de la formule de Silberberg et Tsao. Tous les résultats (excepté ceux à 1000 MeV/A) ont été multipliés par différents facteurs afin d'obtenir une meilleur visibilité sur la figure. . . . .	123
4.44	Comparaison des distributions en masse pour les cinq énergies étudiés avec le résultat de la formule de Webber [81]. Les différents symbols représentent nos données expérimentales et les lignes continues la valeur de la formule de Webber. . . . .	124
4.45	Comparaison des distributions en masse expérimentales pour les cinq énergies avec les résultats de la formule EPAX [82]. Les différents symbols représentent nos données expérimentales et la ligne continue la formule epax dans la limite de fragmentation. . . . .	125
4.46	Comparaison des distributions isotopiques à 1500 MeV/A avec la formule de Silberberg et Tsao [80] . . . . .	126
4.47	Comparaison des distributions isotopiques à 1500 MeV/A avec la formule de Webber [81] . . . . .	127
4.48	Comparaison des distributions isotopiques à 1500 MeV/A avec la formule EPAX [82] . . . . .	128
4.49	Comparaison de la section efficace total de réaction : les étoiles représentent nos données expérimentales, les points correspondent à d'autres mesures expérimentales (pour references voir texte), et les lignes montrent le résultat des codes : couler rose le code de cascade INCL4 , couleur verte le code de cascade BERTINI et couleur rouge le code de cascade ISABEL . . . . .	131

5.1	Schéma d'un système hybride : accélérateur de protons, cible de spallation et réacteur sous-critique. . . . .	138
5.2	Schéma pris pour le calcul des impuretés dans la fenêtre. On suppose un faisceau de protons de $31,8\mu A/cm^2$ de densité de courant et d'énergie variable entre 300 et 1500 MeV arrivant sur la fenêtre de fer de 1 cm de rayon et 2 mm d'épaisseur. Cette fenêtre est en contact avec une cible de plomb-bismuth et entourée d'un modérateur à l'eau lourde. . . . .	148
5.3	Concentrations finals apres un an d'irradiation en appm (atomes d'impureté par million d'atomes dans la cible) par rapport au nombre de charge de l'élément. La ligne continue et fine représente la concentration totale pour chaque espèce, la ligne pointillée et fine montre les concentrations provenant des résidus créés par spallation directe sur le fer de la fenêtre. La ligne la plus large montre la contribution aux concentrations des résidus qui vont se former dans la fenêtre à partir des protons et neutrons de plus de 20 MeV qui proviennent du milieu environnant et, finalement, avec la ligne pointillée-continue on représente la contribution donnée par l'activation de la fenêtre à partir des neutrons de moins de 20 MeV provenant du milieu environnant. Ces concentrations ont été calculées en considérant un faisceau de protons incident de 1500 MeV et de $31,8\mu A/cm^2$ de densité de courant. . . . .	150
5.4	Idem figure 5.3 mais avec une énergie du faisceau de protons de 1000 MeV/A	150
5.5	Idem figure 5.3 mais avec une énergie du faisceau de protons de 750 MeV/A	151
5.6	Idem figure 5.3 mais avec une énergie du faisceau de protons de 500 MeV/A	151
5.7	Idem figure 5.3 mais en considérant un faisceau de 300 MeV d'énergie des protons . . . . .	152
5.8	Comparaison des concentrations d'impuretés obtenues dans la fenêtre de fer après un an d'irradiation par un faisceau de 0.1 mA et pour différentes énergies	153
5.9	Compétition entre dissipation électronique et dissipation nucléaire de l'énergie de recul pour un ion de fer dans une matrice de la même nature. Tirée de [54]	154
5.10	Représentation des cascades créés par un ion dans le matériau T91 de la fenêtre d'un système hybride (réalisée avec le code TRIM). . . . .	154
5.11	Comparaison entre les dpa calculés par la méthode NRT avec les sections efficaces et les énergies cinétiques expérimentales (bleu) et ceux calculés avec le code BERTINI + DRESNER et INCL4 + ABLA à 1000 MeV d'énergie du faisceau des protons. . . . .	159
5.12	Energie cinétique des noyaux résiduels calculée à partir des données expérimentales ou à l'aide des codes de calcul BERTINI + DRESNER et INCL4 + ABLA à 1000 MeV d'énergie du faisceau des protons. . . . .	160

# Bibliographie

- [1] R. Serber. *Phys. Rev.*, 72 :1114, 1947.
- [2] E. O. Lawrence *et al.* W. M. Brobeck. *Phys. Rev.*, 71(7) :449–450, 1947.
- [3] W. B. Lewis. *AECL*, page 968, 1952.
- [4] C. D. Bowman *et al.* *Nucl. Instrum. Methods A*, pages 320–336, 1992.
- [5] C. Rubbia *et al.* Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier. Preprint, CERN/AT/95-44(ET), 1995.
- [6] F. Atchison. In *Meeting on Targets for Neutron Beam Spallation Sources*, Proc. Jül-Conf., page 17. KFA-Jülich, 1980.
- [7] J. L. Flament. In F. Carsughi *et al.*, editor, *2nd International Workshop on Spallation Material Technology*, Proc. Jül-Conf., page 71. KFA-Jülich, 1997.
- [8] W. F. Henning. *Nucl. Instrum. Methods B*, 126 :1, 1997.
- [9] B. Jonson *et al.* D. D. Warner. In J. F. Bruandet, B. Fernandez *et al.* M. Bex, editor, *Physics and Technics of Secondary Nuclear Beams*, 1992.
- [10] R. Michel, M. Gloris, H.-J. Lange, I. Leya, M. Lüpke, U. Herpers, B. Dittrich-Hannen, R. Rösel, Th. Schiekkel, D. Filges, P. Dragovitsch, M. Suter, H.-J. Hofmann, W. Wölfl, P.W. Kubik, H. Baur *et al.* R. Wieler. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, 103 :183–222, 1995.
- [11] W.R. Webber, J.C. Kish *et al.* D. A. Schrier. *Phys. Rev. C*, 41(2) :520–533, 1990.
- [12] W.R. Webber, J.C. Kish *et al.* D. A. Schrier. *Phys. Rev. C*, 41(2) :533–546, 1990.
- [13] W.R. Webber, J.C. Kish *et al.* D. A. Schrier. *Phys. Rev. C*, 41(2) :547–565, 1990.
- [14] W.R. Webber, J.C. Kish, J.M. Rockstroh, Y. Cassagnou, R. Legrain, A. Soutoul, O. Testard *et al.* C. Tull. *The Astrophysical Journal*, 508 :940–948, 1998.
- [15] W.R. Webber, J.C. Kish, J.M. Rockstroh, Y. Cassagnou, R. Legrain, A. Soutoul, O. Testard *et al.* C. Tull. *The Astrophysical Journal*, 508 :949–958, 1998.
- [16] G. D. Westfall *et al.* *Phys. Rev. C*, 19(4) :1309–1323, 1979.
- [17] C. Zeitlin *et al.* *Phys. Rev. C*, 56(1) :388–397, 1997.
- [18] W. R. Binns *et al.* *Phys. Rev. C*, 36(5) :1870–1885, 1987.
- [19] C. Perron. *Phys. Rev. C*, 14(3) :1108–1120, 1976.
- [20] T. Enqvist, W. Wlazole, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, S. Czajkowski, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, M. Pravikoff, F. Rejmund, K.H. Schmidt, C. Stéphan, J. Taieb, L. Tassan-Got *et al.* C. Volant. *Nucl. Phys. A*, 686 :481–524, 2001.



- [21] F. Rejmund, B. Mustapha, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, S. Czajkowski, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, M. Pravikoff, K.H. Schmidt, C. Stéphan, J. Taieb, L. Tassan-Got et C. Volant. *Nucl. Phys. A*, 683 :540–565, 2001.
- [22] T. Enqvist, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, S. Czajkowski, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, M. Pravikoff, F. Rejmund, K.H. Schmidt, C. Stéphan, J. Taieb, L. Tassan-Got, F. Vivès, C. Volant et W. Wlazlo. *Nucl. Phys. A*, 703 :435–465, 2002.
- [23] M. Bernas, P. Armbruster, J. Benlliure, A. Boudard, E. Casarejos, S. Czajkowski, T. Enqvist, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, P. Napolitani, J. Pereira, F. Rejmund, M. V. Ricciardi, K. -H.Schmidt, C. Stéphan, J. Taieb, L. Tassan-Got et C. Volant. *Nucl. Phys. A*, 725 :213–253, 2003.
- [24] J. Taieb, K. -H.Schmidt, E. Casarejos, L. Tassan-Got, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, S. Czajkowski, T. Enqvist, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, M. Pravikoff, F. Rejmund, C. Stéphan, C. Volant et W. Wlazlo. *Nucl. Phys. A*, 724 :413–430, 2003.
- [25] J. Benlliure, P. Armbruster, M. Bernas, A. Boudard, J. P. Dufour, T. Enqvist, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, F. Rejmund, K. -H. Schmidt, C. Stéphan, L. Tassan-Got et C. Volant. *Nucl. Phys. A*, 683 :513–539, 2001.
- [26] K. Kikuchi et M. Kawai. *Nuclear Matter and Nuclear Reactions*. North-Holland, 1968.
- [27] B. Jurado. PhD thesis, Université de Santiago de Compostela, Mai 2002.
- [28] B. Jurado, K.-H. Schmidt et K.-H. Behr. *Nucl. Instrum. Methods A*, 483 :603, 2002.
- [29] A. Letourneau et al. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, 170 :299–322, 2000.
- [30] B. Fernandez. *Etude de la production des fragments de fission issus de la réaction  $^{208}\text{Pb} + p$  à 500 AMeV*. PhD thesis, Université de Caen, Mars 2003.
- [31] D. E. Greiner et al. *Phys. Rev. Lett.*, 35(3) :152, 1975.
- [32] J. B. Cumming et al. *Phys. Rev. C*, 24 :2162, 1981.
- [33] G. D. Cole et al. *Phys. Rev. C*, 25 :244, 1982.
- [34] W. Loveland et al. *Phys. Rev. C*, 23 :253, 1981.
- [35] S. B. Kauffman et al. *Phys. Rev. C*, 18 :1349, 1978.
- [36] D.J. Morrissey. *Phys. Rev. C*, 39 :460–470, 1989.
- [37] L. Winsberger. *Phys. Rev. C*, 22 :2116 et 2123, 1980.
- [38] A. S. Goldhaber. *Phys. Lett. B*, 53(4) :306, 1974.
- [39] H. Feschbach et K. Huang. *Phys. Lett. B*, 47 :300, 1973.
- [40] H. Duarte. Cours introduction à la spallation, 2002. Institut de Physique Nucléaire d’Orsay.
- [41] K. Niita et al. *Phys. Rev. C*, 52 :2620, 1995.
- [42] K. Turzo. *Study of the  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  Reaction at Relativistic Energies with the INDRA  $4\pi$  Multidetector*. PhD thesis, GSI-Université de Lyon, Janvier 2003.
- [43] J. Cugnon et P. Henrotte. Preprint ULG/FTP/JC02-2.
- [44] H. W. Bertini. *Phys. Rev.*, 131 :1801, 1963.

- [45] H. W. Bertini. *Phys. Rev.*, 188 :1711, 1969.
- [46] R. E. Prael. Release of lahet. version 3.0, Janvier 1998. X-Division Research Note. XCI-RN 98-10 (U), LA-UR-00-2116.
- [47] J. Taieb. PhD thesis, Université Paris-Sud, Institut de Physique Nucléaire, Orsay, 2000.
- [48] Y. Yariv et Z. Fraenkel. *Phys. Rev. C*, 20 :2227, 1979.
- [49] K. Chen *et al.* *Phys. Rev.*, 166 :949, 1968.
- [50] J. Cugnon, T. Mizutani et J. Vandermeulen. *Nucl. Phys. A*, 352 :505, 1981.
- [51] J. Cugnon, P. Deneye et J. Vandermeulen. *Nucl. Phys. A*, 500 :701, 1989.
- [52] J. Cugnon. *Nucl. Phys. A*, 462 :75, 1987.
- [53] J. Cugnon. *Nucl. Phys. A*, 462 :751, 1987.
- [54] S. Vuillier. PhD thesis, Université Paris-Sud, CEA/DAPNIA/SPhN, 1998.
- [55] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray et C. Volant. *Nucl. Phys. C*, 66 :044615, 2002.
- [56] C. Schmitt. PhD thesis, Université Luis Pasteur, Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg.
- [57] S. J. Sanders, A. Szanto de Toledo, C. Beck. *Phys. Rep.*, 311 :478–551, 1999.
- [58] N. Bohr *et al.* *Phys. Rev.*, 56 :426, 1939.
- [59] C. F. v. Weizsäcker. *Z. Phys.*, 96 :431, 1935.
- [60] H. A. Bethe et F. Bacher. *Rev. Mod. Phys.*, 8 :82, 1936.
- [61] Moretto *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 75 :4186, 1995.
- [62] F. Atchison. In *Proc. of a Specialists' Meeting, OECD/NEA*, page 199, Issy-le-Moulineaux, France, 1994.
- [63] J. C. David. Communication privée.
- [64] V. F. Weisskopf et D. H. Ewing. *Phys. Rev.*, 57 :472–485, 1940.
- [65] H. A. Bethe. *Rev. Mod. Phys.*, 9 :161, 1937.
- [66] W. Hauser et H. Feschbach. *Phys. Rev.*, 87 :366, 1952.
- [67] R. Bass. In *Proceeding of the Symposium on Deep-Inelastic and Fusion Reactions with heavy Ions*, Berlin, 1979. Springer-Verlang.
- [68] G. Igo. *Phys. Rev.*, 115 :1665, 1959.
- [69] V. Weisskopf. *Phys. Rev.*, 52 :295, 1937.
- [70] A. Gilbert et A. G. Cameron. *Can. J. Phys.*, 43 :1446, 1965.
- [71] A. V. Ignatyuk *et al.* *Sov. J. Nucl. Phys.*, 21 :255, 1975.
- [72] A. V. Ignatyuk *et al.* *Sov. J. Nucl. Phys.*, 21 :612, 1975.
- [73] J. Töke. *NPA*, 372 :141, 1981.
- [74] I. Dostrovsky *et al.* *Phys. Rev.*, 116 :683, 1959.
- [75] L. Dresner. Oak ridge report. Technical report, ORNL-TM-196.
- [76] S. Furihata. The GEM code - The Generalized Evaporation Model and the fission model. In *Proceedings of International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Application*,. Springer-Verlang, 2000.

- [77] A. R. Junghans *et al.* *Nucl. Phys. A*, 629 :635, 1998.
- [78] G. Rudstam, P. C. Stevenson et R. L. Folger. *Phys. Rev.*, 87 :358, 1952.
- [79] R. Silberberg et C. H. Tsao. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25 :315–368, 1973.
- [80] R. Silberberg et C. H. Tsao. *Phys. Reports.*, 6 :351–408, 1990.
- [81] W.R. Webber, J.C. Kish et D.A. Schrier. *Phys. Rev. C*, 41 :566–571, 1990.
- [82] K. Sümmerer et B. Blank. *Phys. Rev. C*, 61 :034607–1, 2000.
- [83] K. Blashe. Sis beam development (1989-91). Technical report, GSI repport GSI-INT-/86-2.
- [84] W. Wlazlo, T. Enqvist, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, S. Czajkowski, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, M. Pravikoff, F. Rejmund, K.H. Schmidt, C. Stéphan, J. Taieb, L. Tassan-Got et C. Volant. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :5736–5739, 2000.
- [85] P. Chesny, A. Forgeas, J.M. Gheller, G. Guiller, P. Pariset, L. Tassan-Got, P. Armbruster, K.-H. Behr, J. Benlliure, K. Burkard, A. Brunle, T. Enqvist, F. Farget et K.-H. Schmidt. *GSI Annu. Rep.*, 97(1) :190, 1996.
- [86] B. Mustapha. PhD thesis, Université Paris-Sud, Institut de Physique Nucléaire, Orsay, 1999. Publie comme rapport interne IPNO-T-99-05.
- [87] H. Geissel *et al.* *Nucl. Instr. Meth. B*, 70 :286, 1992.
- [88] M. Pfutzer, H. Geissel, G. Munzenberg, F. Nickel, Ch. Scheidenberger, H.-H. Schmidt, K. Sümmerer, T. Brohm, B. Voss et H. Bichsel. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 86 :213–218, 1994.
- [89] J. Benlliure, J. Pereira-Conca et K.-H. Schmidt. *Nucl. Inst. Meth. A*, 478 :493–505, 2002.
- [90] B. C. Barashenkov. Cross-Sections of Interactions of Particles and Nuclei with Nuclei. Technical report, Dubna, 1993.
- [91] <http://www-wnt.gsi.de/kschmidt>.
- [92] S. Kox *et al.* *Phys. Lett. B*, 159(1) :15, 1985.
- [93] L. Tassan-Got. Communication privée.
- [94] P. Armbruster et M. Bernas P. Napolitani, L. Tassan-Got. *Nucl. Phys. A*, 727 :120–138, 2003.
- [95] R. Michel, R. Bodemann, H. Busemann, R. Daunke, M. Gloris, H.-J. Lange, B. Klung, A. Krins, I. Leya, M. Lüpke, S. Neumann, H. Reinhardt, M. Schnatz-Buttgen, U. Herpers, Th. Schiekkel, F. Sudbrock, B. Holmqvist, H. Condu, P. Malborg, M. Suter, B. Diettrich-Hannen, P.-W. Kubik and H.-A. Synal. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, 129 :153–193, 1997.
- [96] R. Michel, F. Peiffer and R. Stuck. *Progress Report on Nuclear Data Research in the Federal Republic of Germany for the Period April 1 1983 to March 31 1984*, NEANDC (E)-252, V :32–37, 1984.
- [97] R. Michel, B. Diettrich-Hannen, U. Herpers, F. Peiffer, T. Schiffmann, P. Cloth, P. Dragovitsch and D. Filges. Proton-Induced Spallation at 600 MeV. In *2nd. Int. Conf. on Nuclear and Radiochemistry*, pages 287–293, Brighton, July 1997.

- [98] B. Diettrich-Hannen, U. Herpers, H. Hofmann, W. Wülfi, R. Bodemann, M. Lüpke, R. Michel, P. Dragovitsch and D. Filges. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, 52 :588–594, 1990.
- [99] R. Bodemann, H.-J. Lange, R. Michel, T. Schiekkel, R. Rüssel, U. Herpes, H.-J. Hofmann, B. Diettrich-Hannen, M. Suter, W. Wülfi, B. Holmqvist, H. Condü and P. Malmberg. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, 82 :9–31, 1993.
- [100] Th. Schiekkel, U. Herpers, I. Leya, R. Michel, B. Diettrich-Hannen, H.-A. Synal, M. Suter and P.-W. Kubik. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, 1996. In press.
- [101] W. Wlazlo, T. Enqvist, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, S. Czajkowski, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, M. Pravikoff, F. Rejmund, K.H. Schmidt, C. Stéphan, J. Taieb, L. Tassan-Got et C. Volant. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :5736, 2000.
- [102] J. Bondorf *et al.* *Phys. Rep.*, 257 :133, 1995.
- [103] P. Napolitani *et al.* Binary and multifragment emission of light residus in the spallation of  $^{56}\text{Fe}$ . In I. Iori et A. Moroni, editor, *Proceedings of the XLI International Winter Meeting on Nuclear Physics.*, Bormio (Italy), 2003.
- [104] N. I. Grigorov *et al.* *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.*, 28 :1798, 1964.
- [105] D. I. Garibashvili et D. B. Kakauridze. *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.*, 31 :1458, 1967.
- [106] J. R. Macfall *et al.* *Nucl. Phys. B*, 151 :213, 1979.
- [107] A. E. Brenner et R. W. Williams. *Phys. Rev.*, 106 :1020, 1957.
- [108] A. Johansson, U. Svanberg et O. Sundberg. *Ark. Phys.*, 19 :527, 1961.
- [109] E. V. Denisov. *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.*, 32 :398, 1968.
- [110] P. U. Renberg *et al.* *Nucl. Phys. A*, 188 :81, 1972.
- [111] F. Fumuro, R. Thara et T. Ogata. *Nucl. Phys. B*, 152 :376, 1979.
- [112] W. V. Jones *et al.* *Nuovo Cimento*, A8 :575, 1972.
- [113] D. Westfall *et al.* *Phys. Rev. C*, 19 :1309, 1979.
- [114] Plusieurs Auteurs. *Annales de Physique : Production d'énergie nucléaire et traitement des déchets*, volume 25. EDP Sciences, 2000.
- [115] Plusieurs Auteurs. *Électronucléaire, une présentation par des physiciens*. Publication du Cercle d'Études Sur l'Énergie Nucléaire, 1999.
- [116] J. P. Shapira. *Transmutation des radionucléides à vie longue : principes, méthodes, réacteurs, accélérateurs. Cours de DEA 3R-MIP*. 1999-2000.
- [117] S. David, H. Nifenecker, J.M. Loiseaux, O. Méplan et D. Heuer. Comments on nuclear and particle physics.
- [118] C. Rubbia *et al.*, 1995. rapport CERN-AT-95-44(ET).
- [119] C. D. Bowman *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 320 :336, 1992.
- [120] C. D. Bowman and F. Venneri, 1992. rapport LA-UR-92-3302(ET).
- [121] G. J. Van Tuyle *et al.* *Nucl. Tech.*, 101 :1, 1993.
- [122] H. Takahashi et H. Rief. In *Proceedings of Specialists' Meeting on Accelerator-Based Transmutation*, PSI Zurich, March.

- [123] K. Furukawa *et al.*, October 1982. Japan-US Seminar on "Thorium fuel reactors".
- [124] F. Carminati *et al.*, 1993. rapport CERN-AT-93-47(ET).
- [125] C. Rubbia *et al.*, 1995. rapport CERN-AT-95-44(ET).
- [126] J. L. Boutard. Cours à l'école Frederic Joliot/Otto Hahn. CEA/Cadarache 2002.
- [127] C. Volant et R. Legrain J. Henry, 2000. rapport interne DAPNIA/SPhN-00-18.
- [128] F. Atchison, 1998. Paul Scherrer Institute report, 98, 12.
- [129] A. Tsilanizara *et al.* *J. of Nucl. Sc. And Tech. Suppl.*, 1 :845, 2000.
- [130] D. Simeone. *Contribution à l'étude de l'évolution du carbure de Bore sous irradiation neutronique*. PhD thesis, Université de Clermont Ferrand, CEA/Saclay CEA-R-5858 , 1999.
- [131] I. Monnet. *Stabilité sous irradiation de particules d'oxydes finement dispersées dans des alliages ferritiques*. PhD thesis, Ecole Centrale de Paris, CEA/Saclay DECM/SRMA , 1999.
- [132] M. T. Robinson et I. M. Torrens M. J. Norgett. *Nucl. Eng. Des.*, 33 :50, 1975.
- [133] A. Chaumeaux *et al.* *Annals of Physics*, 116 :247, 1978.
- [134] F. Lelièvre R. Legrain and S. Vuillier, 1998. rapport interne DAPNIA/SPhN.
- [135] M. Pascal Cuendet. *Développement et validation d'un schéma de calcul pour l'étude des systèmes spallateurs*. PhD thesis, Université Paris 6, 1998.
- [136] M. T. Robinson. *Journal of Nuclear Materials*, 216 :1-28, 1994.
- [137] N. Bohr. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 18(8), 1948.
- [138] V. Nielsen et M. Scharff J. Lindhard. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 36(10), 1968.
- [139] J. Lindhard, M. Scharff et H. E. Schiott. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 33(14), 1963.
- [140] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff et P. V. Thomsen. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 33(10), 1963.
- [141] M. T. Robinson. *Nuclear Fusion Reactor*. J. L. HZll and J. H. C. Maples, British Nuclear Energy Society, London, 1970.
- [142] D. Simeone. Une méthode de calcul des déplacements par atome dans les solides polyatomiques. Technical report, rapport CEA DMT N°96/401-LEMA-N°96/085, 1996.
- [143] D. Simeone *et al.* *journal of nuclear materials*, (40179).
- [144] E. Le Gentil. Rapport de Stage PFE/DEA CEA/SPhN (2003).

## RESUME-ABSTRACT

**Etude de la production des noyaux résiduels dans la réaction de spallation  $^{56}\text{Fe} + p$  à 5 énergies (300-1500 MeV/A) et application au calcul de dommages sur une fenêtre de système hybride.**

Ce travail de thèse porte sur l'étude des noyaux résiduels de la réaction de spallation  $^{56}\text{Fe} + p$  à cinq énergies du faisceau de fer (300-1500 MeV/A).

L'expérience a été réalisée en utilisant la technique de la cinématique inverse. Le faisceau était délivré par le synchrotron SIS et l'identification complète (en charge et en masse) des noyaux résiduels a été effectuée à l'aide du spectromètre FRagment Separator (FRS) à GSI (Darmstadt). Avec un tel dispositif expérimental, la distribution de la vitesse de recul de chaque résidu peut aussi être mesurée.

Les résultats obtenus ont été comparés à des données existantes, montrant un très bon accord général, ainsi que l'amélioration que suppose, pour les applications, cet ensemble complet de nouvelles données expérimentales.

Ces mesures ont été ensuite confrontées aux prédictions des modèles Monte Carlo décrivant les réactions de spallation, ainsi qu'aux résultats calculés à partir des formules paramétriques.

Finalement, les résultats expérimentaux ont été utilisés pour calculer deux des problèmes qui peuvent survenir dans le matériau d'une fenêtre de système hybride : les concentrations d'impuretés chimiques qui vont se former au cours de l'irradiation du faisceau de protons et les dpa (déplacements par atome) que ces noyaux vont créer dans le réseau cristallin de la fenêtre.

**Mots-clés :** spallation, noyaux résiduels Fe, cinématique inverse, fenêtre ADS, dpa

**Study of the residual nuclei production in the spallation reaction  $^{56}\text{Fe} + p$  at 5 energies (300-1500 MeV/A) and application to the radiation damage calculations for an ADS window.**

The aim of this Ph.D work is the study of the residual nuclei produced in the spallation reaction  $^{56}\text{Fe} + p$  for five different energies of the iron beam (300-1500 MeV/A). The experiment was performed using the reverse kinematic technique. The iron beam was delivered by the SIS synchrotron and a complete identification of the residual nuclei (charge and mass) was done using the magnetic spectrometer Fragment Separator (FRS) at GSI (Darmstadt). Thanks to this experimental set-up, the recoil velocity distribution of the residus could also be measured. The experimental data obtained have been compared to existing data, showing a good agreement and the improvement that this new complete set of data represents for applications.

These new experimental data have also been compared to predictions of Monte Carlo codes describing the spallation reactions and to evaluations performed with parametric formulae.

Finally, the new data have been used in order to calculate two of the irradiation damages that the material of an hybrid system window can suffer : concentrations of the chemical impurities formed during the irradiation and the dpa (displacements per atom) that they are going to create in the crystal lattice of the material of the window.

**Key-words :** spallation, residual nuclei Fe, reverse kinematic, ADS window, dpa