Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction.

L'objectif de cette thèse est l'étude de la production des fragments de fission issus de la réaction de spallation ^{208}Pb sur proton à une énergie incidente de 500 AMeV.

La réaction de spallation est une réaction nucléaire connue depuis les années 40 [11]. C'est une interaction entre une particule légère (protons, neutrons, deutons, etc..) énergétique ($E_{inc} >$ 100 MeV) et un noyau cible lourd. Lors d'une réaction de spallation il y a production de plusieurs particules légères et d'au moins un noyau massif, si ce n'est deux dans le cas de la fission pour les cibles lourdes. Dès sa mise en évidence à la fin des années quarante, le mécanisme élémentaire des réactions de spallation a été interprété en termes de deux étapes caractérisées par des temps différents : la cascade intranucléaire conduisant à l'émission des particules rapides et à un préfragment excité qui se désintégre par une évaporation et/ou une fission. En fait, c'est toujours la base des modèles de physique utilisés aujourd'hui pour décrire la réaction, même si de nombreux raffinements ont été apportés ou sont en cours de développement.

Récemment, vers les années 90 [12][13] [14], grâce au développement technologique des accélérateurs de haute énergie et de haute intensité, les réactions de spallation ont suscité un regain d'intérêt auprès de la communauté scientifique. En effet, l'exploitation industrielle de la réaction de spallation devenait plausible, et plusieurs applications furent envisagées dont certaines liées à l'énergie nucléaire. Il faut noter que bien avant qu'on ait entrevu cette potentialité, la spallation avait fait continuement l'objet d'études pour l'astrophysique. En effet, les réactions de spallation peuvent expliquer l'abondance nucléaire de certains noyaux observés dans l'Univers. Après le processus de nucléosynthèse les noyaux primordiaux formés ont voyagé dans l'univers essentiellement composé d'hydrogène et ont subi des réactions de spallation qui conduisent aux abondances mesurées. La connaissance de la spallation pourrait permettre de remonter aux productions primaires. Les réactions de spallation conduisent à toute une gamme de noyaux stables et radioactifs et peuvent aussi être utilisés pour la production de faisceaux radioactifs, projet RIB (radioactive ions beams) [15]. Ceux-ci permettant d'étudier la structure nucléaire dans des régions de la carte nucléaire inaccessibles jusqu'à présent (EURISOL) [16].

D'autre part, la réaction de spallation est une réaction essentiellement neutrogène. Pendant la réaction de spallation, certains nucléons émis ont encore une énergie suffisante pour induire de nouvelles réactions avec les noyaux aux alentours. Dans une cible épaisse, le nombre de neutrons est ainsi multiplié et jusqu'à 20 neutrons peuvent être produits par proton incident [17],[18]. Cette propriété rend les réactions de spallation utilisables dans des sources de neutrons très intenses (SNS [19], ESS [20]) qui peuvent concurrencer les flux de neutrons des réacteurs nucléaires. Les sources de neutrons générées par spallation présentent un large spectre d'applications: étude des matériaux, production d'isotopes rares pour des applications médicales, réacteurs sous-critiques assistés par accélérateur. Ces derniers appelés aussi systèmes hybrides sont l'une des options envisagées pour transmuter les déchets nucléaires à vie longue, actinides ou produits de fission [12], [13] [14]. On a envisagé aussi de tels systèmes pour créer d'autres filières électronucléaires de production d'énergie.

Dans un système hybride ou ADS (Accelerator-Driven Systems), un ensemble, accélérateur de protons de haute intensité (10-250 mA), ayant une énergie de l'ordre de 1 GeV, produit des neutrons par spallation dans une cible constituée préférentiellement d'un matériau lourd (Pb, Pb-Bi, Hg,...). L'apport des neutrons produits par spallation permet de maintenir la réaction en chaîne dans un réacteur sous-critique dans lequel sont brulés les combustibles ou incinérés les déchets nucléaires.

Dans le but de trouver la combinaison la plus favorable du point de vue rentabilité et sûreté, beaucoup de combinaisons cible-énergie doivent être étudiées qui ne peuvent toutes être expérimentées. En effet, pour une combinaison donnée plusieurs aspects doivent être pris en compte :

- Nombre de neutrons produits.

  La plupart des neutrons produits lors d'une réaction de spallation proviennent de l'étape d'évaporation avec des énergies en dessous de 20 MeV. Cependant, les neutrons les plus énergétiques ($E > 20$ MeV) sont issus des collisions nucléon-nucléon au cours de la première étape de la réaction et vont induire de nouvelles réactions. En fait, dans une cible épaisse la majorité des neutrons viennent des réactions de basse énergie. La connaissance du nombre de neutrons produits par proton incident est de grande importance pour juger de la rentabilité de la source. Leurs distributions en énergies et en angles sont aussi importantes pour l'optimisation de la géométrie de la cible.

- Production de particules chargées.

  Pendant le processus de cascade et tout le long de l'évaporation plusieurs particules chargées (p,d,t, He) et fragments légers sont émis. Certains sont des gaz préjudiciables à la tenue des structures mécaniques.

- Production des résiduels de spallation.

  Dans une réaction de spallation une grande quantité de résidus sont produits peuplant une grande partie de la carte des nuclides. La connaissance de leurs taux de production est très importante car certains sont radioactifs et donc susceptibles d'induire des problèmes radiologiques lors de la maintenance de la cible. Dans la référence [21] L. Donadille et collaborateurs ont réalisé une étude de l'impact, de différents modèles décrivant la réaction de spallation, sur l'activation d'une cible épaisse. Il ont montré que les résidus d'évaporation proche de la cible sont les principaux responsables de l'activité dans une cible de spallation à long terme et que les modèles utilisés donnent des résultats semblables à 30 % près. Par contre pour les produits de fission, dont certains sont des gaz volatiles (krypton, iode, xénon) et peuvent poser des problèmes radiologiques s'ils s'échappent, le rapport de production estimé dans la référence [21] varie d'un facteur trois entre les différents modèles. L'objectif de ce travail est donc de fournir des sections efficaces de fragments de fission qui permettent de valider les modèles sur un large ensemble de données. En outre, les résidus de spallation deviennent des impuretés modifiant la composition chimique des matériaux ce qui peut conduire à la fragilisation des structures mécaniques. Enfin, le recul de ces noyaux donne lieu à des déplacements par atome (DPA) responsables de l'endommagement des matériaux.

Clairement le problème est trop vaste pour pouvoir être exploré totalement par l'expérimentation. Il est donc nécessaire de faire appel à des simulations décrivant les réactions de spallation et le transport de particules dans une cible épaisse. Dans une cible épaisse, l'interaction entre une particule avec la matière est très complexe car plusieurs réactions à différentes énergies peuvent avoir lieu.

Il existe bon nombre de codes à vocation plus ou moins applicative qui ont pour ambition de décrire la spallation : Citons à titre d'example INCL4 [22], Bertini [23], ISABEL [24] pour la cascade intranucléaire et ABLA [25], Dresner [26], GEM [27] pour la désexcitation. Le transport de particules dans une cible épaisse est généralement divisé en deux composantes: un code de transport décrivant les réactions à haute énergie jusqu'à une énergie de coupure de 20 MeV, dont les plus utilisés sont LAHET [28] et TIERCE [29], et un code assurant le transport des neutrons de basse énergie généralement le code MCNP [30].

Une intercomparaison des codes et des données expérimentales faite par l'OCDE/NEA [31], [32] a montré qu'il existait des grands désaccords entre les résultats des simulations et les données. En fait, bien que les idées physiques générales soient peu différentes d'un modèle à l'autre dans la pratique on utilise des paramètres et des approximations qui ne sont pas toujours justifiées ou même n'ont jamais eu l'occasion d'être vérifiées vu l'absence de données expérimentales. Afin d'améliorer le pouvoir descriptif des codes, le processus élémentaire de spallation doit être bien connu. Des nouvelles mesures dans le cadre du programme européen (HINDAS) [33] visent ainsi à apporter un ensemble de données contraignantes pour la validation des codes et à fournir de nouvelles données en particulier à des énergies au delà de 800 MeV.

Le plomb étant l'un des matériaux le plus souvent envisagé pour la conception de cibles de spallation soit seul soit comme composante de l'eutectique Pb-Bi [34], l'étude de la production de résiduels de spallation dans la réaction p+Pb présente un grand intérêt. La connaissance précise, entre autres paramètres, de la distribution isotopique des résidus de spallation en cible mince [35] est une première étape incontournable. Le groupe de Michel et collaborateurs [36] a collecté une large quantité de résiduels de spallation par spectroscopie gamma. Des fonctions d'excitation ont été aussi mesurées. Cependant, tous les isotopes ont été détectés après décroissance radioactive alors que les sections efficaces de production directe sont certainement les observables les plus sensibles aux modèles utilisés. De plus les isotopes stables et à vie courte n'ont pas pu être mesurés. La connaissance de la production isotopique complète est très importante si l'on veut connaître la quantité de produits formés après un certain temps suivant l'irradiation pour évaluer les composantes nocives tant du point de vue radiologique que de celui de la modification de composition des matériaux. C'est donc dans ce contexte général que se place ce travail de thèse.

Afin de mener une étude systématique des résiduels de spallation produits sous différentes combinaisons de cible et d'énergie incidente, une série de mesures a été entreprise au *Gesellschaft für Schwerionenforschung*, GSI (Darmstadt, Allemagne) au sein d'une collaboration internationale dont faisaient partie les laboratoires suivants *Institut de Physique Nucléaire* IPN (Orsay, France), *Centre d'Etudes Nucléaires* CEN-BG (Bordeaux, France), *Universidade de Santiago de Compostela* (Galice, Espagne), *Commissariat à l'Energie Atomique* DAPNIA/SPhN (Saclay, France), Plusieurs réactions ont été déjà analysées et d'autres sont en cours d'évaluation. $^{238}U+p$ $(1\ AGeV)$ [37], [38], $^{238}U+d$ $(1\ AGeV)$ [39],[40] , $^{208}Pb+p$ $(1\ AGeV)$ [41],[7], [4] et ce travail, $^{179}Au+p$ $(1\ AGeV)$ [42],[43], $^{56}Fe+p$ $(1.5, 1, 0.7, 0.5, 0.3\ AGeV)$ [44]. La compilation de ces données a été d'une grande aide pour l'amélioration des codes [3].

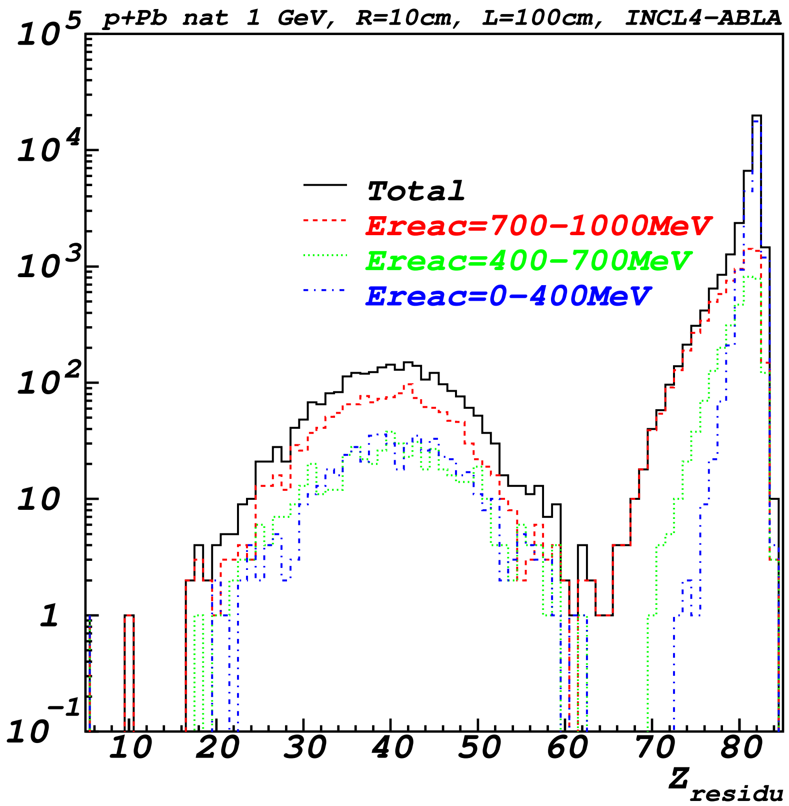


Figure 0.1: *Nombre total de noyaux produits en fonction de la charge dans une cible épaisse cylindrique (rayon 10 cm et longeur 100 cm) de plomb naturel irradiée avec un faisceau de protons à une énergie d'un GeV et contributions dues aux différentes énergies des réactions.*

Dans cette thèse nous nous intéressons à la production de résidus de fission à 500 MeV bien que l'énergie initiale des protons proposée pour les différents systèmes envisageant d'utiliser la spallation se situe autour de 1000 MeV. En fait, d'une part le faisceau incident subit un ralentissement et d'autre part les réactions secondaires qui ont lieu dans la cible se produisent à des énergies inférieures à l'énergie incidente, pour un proton de 1 GeV en moyenne on aura une réaction primaire et deux réactions secondaires de plus basse énergie. A titre d'exemple, la figure 0.1 montre le nombre de noyaux produits dans une cible épaisse de plomb après irradiation avec un faisceau de protons à 1 GeV. Les différentes contributions dues aux différentes énergies sont aussi représentées. Le calcul a été fait à l'aide du programme LAHET [28]. En ce qui concerne les résidus d'évaporation ($Z > 60$), les plus lourds sont produits dans des réactions avec des énergies entre 0-400 MeV, en fait par les particules secondaires, alors que les noyaux plus éloignés du plomb sont dus uniquement aux réactions primaires. Pour le cas des résidus de fission la contribution majoritaire provient cette fois de réactions avec une énergie plus proche de celle du projectile (entre 700-1000 MeV). Cependant, l'étude à une énergie intermédiaire est très importante afin de connaître la dépendance avec l'énergie de la réaction. En outre, le projet Megapie [45] envisage la construction d'un démonstrateur d'un ADS avec une cible liquide de Pb-Bi à une énergie incidente de 590 MeV. Dans ce cadre, les données à 500 MeV seront donc très utiles pour l'estimation des résiduels de spallation produits.

Sur un plan plus fondamental l'optimisation d'une cible de spallation passe par la compréhension des processus physiques à l'intérieur des modèles, notamment de la fission, plus particulièrement étudiée dans ce travail.

Plan du mémoire.

Le présent mémoire de thèse comprendra différents points:

Dans le chapitre 1 nous décrivons les fondements généraux des réactions de spallation ainsi que les différentes approches utilisées dans les codes. Nous ne nous attacherons qu'à une description des aspects spécifiques de chaque code. Le dispositif expérimental caractéristique pour la détection des fragments de fission sera présenté dans le chapitre 2. Le traitement des données sera exposé au chapitre 3 ainsi que les problèmes rencontrés et les méthodes utilisées pour s'en affranchir. Dans ce même chapitre une vérification rigoureuse de chaque étape de l'analyse sera faite. Les sections efficaces de production de chaque isotope et des distributions en vitesses obtenues seront présentées au chapitre 4. Ce chapitre sera également dédié à la comparaison entre les résultats expérimentaux et les mesures antérieures. Finalement une comparaison des données avec différents modèles de cascade intra-nucléaire et d'évaporation-fission sera présentée dans le chapitre 5.

Chapitre 1

Modélisation des réactions de spallation.

Ce chapitre a pour but de présenter les modèles théoriques décrivant les réactions de spallation.

Dans la première section 1.1, nous présentons les différents mécanismes intervenant dans la réaction de spallation et les fondements théoriques sur lesquelles sont basés les modèles.

Dans la seconde section 1.2, nous décrivons la façon dont ces modèles ont été inclus dans les codes simulant les réactions de spallation. Ces programmes seront utilisés lors de la comparaison des données expérimentales aux résultats de la simulation. (voir chapitre 5)

1.1 La réaction de spallation.

La réaction de spallation est une réaction entre une particule légère ($A < 4$), et un noyau lourd à des énergies au-dessus de quelques centaines de MeV par nucleon incident. (E_{inc} ¿ 100 MeV/A). La particule incidente étant souvent un proton, on utilisera donc indistinctement proton comme particule incidente.

En 1947, R. Serber [46], propose une description de la réaction de spallation en deux étapes.

Pendant la première étape, appelée cascade intranucléaire "INC", la particule traverse le noyau en transférant une partie de son énergie et impulsion aux nucléons du noyau par des collisions nucléon-nucléon sucessives. Ce processus est rapide de l'ordre du temps caractéristique pour que la particule incidente traverse la cible, à des énergies relativistes est d'environ 10^{-23} s. Au cours de cette étape, certaines particules seront émises ($p,n,\pi,..$) laissant un noyau excité. L'énergie d'excitation va se répartir alors entre le reste des nucléons et on peut considérer que le noyau est thermalisé et il a oublié son étape de formation.

Dans la seconde étape, appelée désexcitation, l'énergie d'excitation va être libérée en émettant des particules et/ou par fission, avec des temps typiques de l'ordre de 10^{-21} s.

Si l'on compare les échelles de temps caractérisant chacune des étapes, il est donc justifié de modéliser la réaction en deux étapes. Certains auteurs considèrent une étape intermédiaire de préquilibre entre la cascade et la désexcitation, [47].

Afin de faciliter la lecture nous définirons ci-après la notation utilisée le long du mémoire. Lors d'une réaction de spallation on produit un noyau cible excité (appelé préfragment) qui décroît par : évaporation, on appelle cela résidus d'évaporation, (ce mécanisme est aussi appelé fragmentation), ou par fission pour les noyaux lourds ce qui donne deux fragments de fission. Nous désignerons par noyaux résiduels l'ensemble de ces produits issus de la spallation. Cette terminologie sera garde fidélement par la suite.

1.1.1 La cascade intranucléaire (INC).

Dans cette étape rapide le proton incident relativiste voit les nucléons du noyau individuellement. La longueur d'onde du proton incident, notamment à 500 MeV, vaut $\lambda = 1.14\ fm$, elle est bien inférieure à la distance moyenne inter-nucléon $d \simeq 2.4\ fm$, donc $\lambda < d$. Une série de collisions nucléon-nucléon élastiques et inélastiques au sein du noyau a donc lieu conduisant à l'éjection de certaines particules ainsi qu'à l'excitation du noyau préfragment. La figure 1.1 illustre ce processus. La cascade définie le nombre et la direction et l'énergie des particules émises de haute énergie [35]. De même, elle détermine aussi les conditions initiales pour la désexcitation via compétition évaporation-fission du préfragment : énergie d'excitation E^*, charge et masse (Z, A), et moment angulaire du préfragment à l'issue de la cascade.

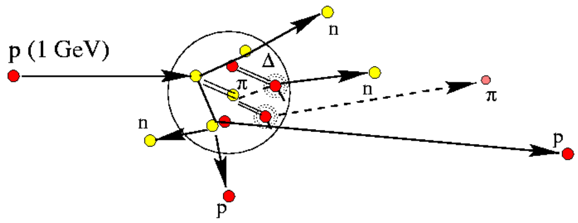


Figure 1.1: *Représentation schématique de la cascade intranucléaire.*

On notera que le traitement des interactions nucléon-nucléon élastiques et inélastiques (émission de pions via l'excitation d'une resonance Δ) dans le noyau est fait à partir des paramétrisations des sections efficaces expérimentales élémentaires mesurées pour des nucléons libres. Les ingrédients principaux qui entrent en jeu dans les codes sont les sections efficaces nucléon-nucléon , σ_{NN}, et la création de pions par l'excitation des resonances Δ. Dans tous les modèles les trajectoires des particules sont considérées classiques et le seul principe quantique pris en compte est le principe de Pauli.

1.1.2 La désexcitation.

A l'issue de la cascade le préfragment, (Z,A), possède une énergie d'excitation, E^*, répartie entre les nucléons et un moment angulaire défini, J. La durée de vie du préfragment dépend de son énergie d'excitation et pour des températures de $T = 3\ MeV$, le temps de désexcitation via émission d'une particule est l'ordre de $10^{-21}\ s$ alors que le temps de formation est de $10^{-23}\ s$. Le noyau, a donc perdu la mémoire de l'étape rapide et les deux voies entrée et sortie de la réaction sont décorrelées.

On considère normalement deux modes de désexcitation principaux qui sont en compétition.

- L'évaporation de particules légères.
- La fission.

L'émission de rayonnement γ est aussi une voie de désintégration. Cependant elle ne devient importante qu'à des énergies d'excitation très faibles, de l'ordre de $E^* \simeq 8MeV$. A ces énergies seulement deux processus sont en compétition, l'évaporation de neutrons et l'émission de rayonnement γ [48]. Cette voie de désintégration n'est pas prise en compte dans les analyses présentées ici. Etant donné qu'elle ne fait partie de la compétition parmi les possibles voies de décroissance et de plus elle ne joue qu'en fin de désexcitation, on ne décrira que les modes prédominants.

L'évaporation de particules légères.

En 1936, Weisskopf [49] applique la théorie statistique au cas de la désexcitation d'un noyau via évaporation de particules. Ce formalisme est basé sur deux hypothèses:

- Le noyau excité est thermalisé et tous les états de particules individuelles sont accessibles avec la même probabilité. En analogie avec la mécanique statistique ce système vérifie les postulats d'une représentation micro-canonique (énergie d'excitation fixée). Cependant, pour le cas d'un système macroscopique et pour le calcul de valeurs moyennes la distribution micro-canonique peut être remplacée par un ensemble canonique, où la température est fixée et l'énergie n'est connue qu'en moyenne. Le noyau excité agit donc comme un "thermostat" à l'égard de la particule émise tandis que l'énergie d'interaction ou d'échange est négligeable face à les énergies totales mises en jeu.
- Dans un système isolé, l'invariance par renversement du temps permet de relier l'état final à l'état initial. C'est ce qu'on appele le principe du bilan détaillé. Ceci permet donc d'établir une équivalence entre les processus d'absorption et de capture.

D'après la seconde hypothèse, la transition entre deux états est donc régie par,

$$\rho_1 P_{1\to 2} = \rho_2 P_{2\to 1} \tag{1.1}$$

Ceci implique que la probabilité de transition par unité de temps, $P_{1\to 2}$, entre l'état initial, 1, et l'état final, 2, est proportionnelle à la densité d'états dans l'état final, ρ_2.

$$P_{1\to 2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} P_{2\to 1} \tag{1.2}$$

Si l'on applique la relation 1.2 au cas d'un noyau initial excité (E_i^*) qui se désexcite en donnant lieu à un noyau final avec une énergie d'excitation (E_f^*) plus une particule de type j, la densité de niveaux de l'état final, ρ_2, est le produit de la densité de niveaux du noyau final excité et de la densité de niveaux associée à la particule due à son volume dans l'espace des phases.

$$\rho_2 = \rho(E_f^*) g \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3} \tag{1.3}$$

g étant le facteur de dégénérescence dû au spin (g=2s+1), V le volume dans l'espace et p l'impulsion de la particule sortante.

La probabilité correspondant au processus inverse, c'est à dire, la probabilité de capture de la particule j, par le noyau final excité, est

$$P_{2\rightarrow 1} = \sigma_c(\epsilon).\frac{v}{V} = \sigma_c(\epsilon).\frac{d\epsilon}{dp}\frac{1}{V} \tag{1.4}$$

où v est la vitesse de la particule.

En faisant appel au principe d'équivalence entre capture et émission, on peut donc obtenir la probabilité d'émission d'une particule avec une énergie cinétique ϵ donnée.

$$P_j(\epsilon) = \frac{\rho(E_f^*)}{\rho(E_i^*)} g \frac{4\pi p^2}{h^3} \sigma_c(\epsilon) \tag{1.5}$$

La largeur totale d'émission de chaque type de particule j s'obtient en intégrant sur toutes les énergies.

$$\Gamma_j = \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} P_j(\epsilon) d\epsilon \tag{1.6}$$

où ϵ_{min} est l'énergie seuil pour l'émission de la particule considérée, et vaut zéro pour les neutrons et la barrière colombienne, B_c, pour les particules chargées. ϵ_{max} est l'énergie maximale disponible et elle est donnée par $\epsilon_{max} = E_i^* - B_c - S_j$, où E_i^* est l'énergie d'excitation initiale et S_j est l'énergie de séparation de la particule de type j. On peut déjà noter que les paramètres importants qui vont déterminer la largeur d'evaporation sont donc la densité de niveaux, ρ et la section efficace de capture, σ_c.

La fission.

Pour des noyaux lourds la fission devient une voie de désintégration qui entre en compétition avec l'évaporation de particules dans le processus de désexcitation d'un noyau. Le noyau composé après la cascade intranucléaire possède une énergie d'excitation thermalisée répartie entre les états de particules indépendantes. L'énergie d'excitation initiale associée aux degrés de libertés internes induit une déformation collective du noyau jusqu'à atteindre l'énergie de déformation critique. A ce point selle, le noyau n'est plus stable et il se divise en deux (point de scission). Il faut noter que la fission étant un processus où l'énergie de masse emportée par chaque fragment étant grande, le concept de thermostat associé à l'ensemble canonique n'est plus valable. Dans le cas de la fission, l'énergie d'échange devient importante et la théorie de Weisskopf ne peut pas être appliquée.

La première description de la largeur de fission a été donnée par Bohr et Wheeler en 1939 [50] dans le modèle d'états transitoires.

$$\Gamma^{BW} = \frac{1}{2\pi\rho(E_i^*)} \int_0^{E_i^*-B_f} \rho_{selle}(E_i^* - B_f - \epsilon)d\epsilon \tag{1.7}$$

La probabilité de fission dépend donc de l'intégrale de la densité d'états au point selle. Ici ϵ représente l'énergie cinétique relative des deux fragments. ρ_{selle} et B_f (barrière de fission) peuvent dépendre du moment angulaire du noyau fissionant.

Cependant, ce formalisme ne tient pas compte de la façon dont le couplage entre les degrés de liberté internes et collectif a lieu. Un an plus tard, Kramers [51] propose la fission comme un mécanisme dissipatif où l'évolution du degré de liberté collectif, la déformation, dans le bain thermique formé par les nucléons individuels est gouverné par la dissipation β. Ceci entraîne deux conséquences : d'une part la largeur de Bohr-Wheeler est réduite d'un facteur K, appelé facteur de Kramers, qui dépend de la dissipation et d'autre part la largeur de fission présente une dépendance avec le temps, $f_\beta(t)$, le noyau a donc besoin d'un certain temps pour se déformer et franchir la barrière de fission.

$$\Gamma_f(t) = \Gamma^{BW}.K.f_\beta(t) \tag{1.8}$$

L'équation de transport Fokker-Planck (FPE) [52] décrit les processus dissipatifs. L'application de cette équation à la fission signifie décrire l'évolution de la variable collective de déformation q dans le bain des nucléons. L'équation FPE stationnaire a été résolue par Kramers, la largeur de fission résultante est donc réduite d'un facteur K par rapport à celle de Bohr-Wheeler et ce facteur vaut

$$K = \left[1 + \left(\frac{\beta}{2\omega_0}\right)^2\right]^{1/2} - \frac{\beta}{2\omega_0} \tag{1.9}$$

où β est le facteur de dissipation réduit et ω_0 les pulsations propres d'un oscillateur harmonique représentant la barrière de fission au point selle.

La mise en évidence expérimentale de multiplicités de neutrons de pré-scission élevées [53] [54] a amené P. Grangé et Weidenmuller [55] à étudier la dépendance avec le temps de la probabilité de fission. En effet, ils ont résolu numériquement l'équation FPE dépendante du temps sous des conditions initiales très spécifiques. Au départ, le noyau possède une forme sphérique et donc le degré de liberté collectif n'est pas excité. Sous ces conditions initiales la forme de la probabilité de fission en fonction du temps est celle de la figure 1.2 (ligne noire). On observe que la fission est inhibée au début, puis elle augmente jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur donnée par Bohr-Wheeler multipliée par le facteur de Kramers. Le temps nécessaire pour atteindre 90% de la valeur asymptotique de la largeur est appelé temps transitoire "τ_f".

Etant donné l'énorme gamme de systèmes fissionnants possibles produits dans une réaction de spallation, un traitement faisant appel à la résolution de l'équation FPE pour chacun devient impossible. D'autres approches comme une fonction "échelon" (ligne pointillée) [56], où la fission est complètement inhibée pendant un temps inférieur au temps transitoire ou une fonction du type $1 - exp(-t/\tau_f)$ (ligne en pointillés-tirets) [57] où la probabilité de fission est surestimée tout au début pour après rejoindre la valeur asymptotique sont considérées

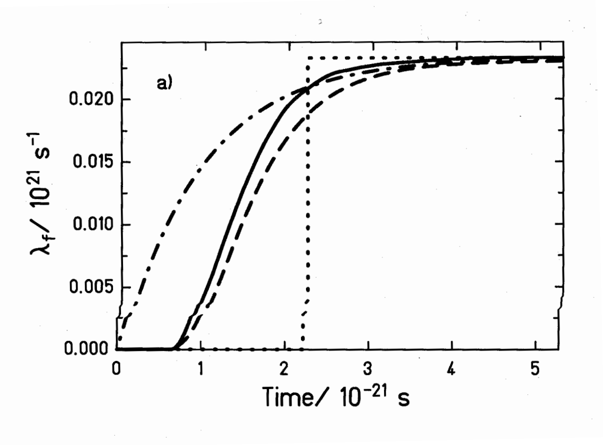


Figure 1.2: *Taux de fission donné par $\lambda_f = \Gamma_f/\hbar$ en fonction du temps. La figure a été extraite de [1]*

dans la littérature. Une autre possibilité pour la fonction dépendante du temps a été explorée récemment dans la référence [1] (ligne en tirets). En effet, B. Jurado [58], [1] et collaborateurs ont résolu analytiquement l'équation de FPE pour un potentiel nucléaire de type parabolique et ont obtenu une fonction du temps avec un comportement beaucoup plus réaliste que celui donné par les fonctions "échelon" et exponentielles.

Le temps transitoire caractérisant l'évolution de la largeur de fission a été calculé dans les références [59], [55]. Deux solutions correspondant à deux types de régimes montrent la dépendance du temps transitoire avec la dissipation β, la barrière de fission B_f et la température T.

$$\tau_f = \frac{1}{\beta} ln(\frac{10B_f}{T}) \qquad pour \qquad \frac{\beta}{2\omega_g} << 1 \tag{1.10}$$

$$\tau_f = \frac{\beta}{2\omega_g^2} ln(\frac{10B_f}{T}) \qquad pour \qquad \frac{\beta}{2\omega_g} >> 1 \tag{1.11}$$

où ω_g représente les pulsations propres d'un oscillateur dans l'état fondamental.

Dans le régime sous-amorti $\frac{\beta}{2\omega_g} << 1$, le temps nécessaire pour atteindre la valeur asymptotique étant inversement proportionnel à la dissipation, le temps transitoire diminue lorsque la dissipation augmente. Pour une faible dissipation, l'énergie d'excitation initiale se trouve répartie entre les états individuels de particules indépendantes, les mouvements collectifs sont peu excités. Le couplage entre les états individuels des nucléons et les états collectifs n'est possible qu'en présence d'une dissipation. Ensuite, si la dissipation augmente ce couplage devient très rapide et le transfert d'énergie entre les degrés de libertés internes et collectifs donne lieu à une diminution du temps transitoire.

Cependant, dans le régime sur-amorti $\frac{\beta}{2\omega_g} >> 1$ la dissipation empêche le mouvement collectif, en augmentant le temps nécessaire pour atteindre la valeur asymptotique de la largeur.

La valeur de $\beta \simeq 2\omega_g$ correspond à l'amortissement critique où le transfert d'énergie entre les degrés de liberté collectives et internes et le ralentissement induit sur le mouvement collective conduisent au temps de transition le plus court. Pour une fréquence de $\omega_g = 1.31\ 10^{21}\ s^{-1}$ dans l'état fondamental obtenue de [59] la valeur de β critique correspond à $\beta \simeq 2.0\ 10^{21}\ s{-1}$

Lors de la simulation de la probabilité de fission dans les modèles de désexcitation, il faut donc tenir compte de plusieurs facteurs : la densité d'états au point selle (donc implicitement des valeurs de la barrière de fission B_f et du paramètre de densité d'états a_f), la valeur du facteur de dissipation β et de la fonction décrivant la dépendance avec le temps $f_\beta(t)$.

1.1.3 Distribution en masse des fragments de fission.

Une fois que le système décide de fissionner, le problème qui se pose est celui de la probabilité d'une partition donnée en masse.

Beaucoup d'études expérimentales sur les distributions en masse des fragments de fission ont été menées d'abord à basse énergie pendant la première moitié du siècle dernier et ensuite généralisées à haute énergie incidente. Ces études ont permis de déduire certaines caractéristiques générales liées aux distributions en masse des fragments obtenues dans la fission de plusieurs noyaux sous différentes conditions initiales. En effet, il a été observé que dans la fission asymétrique la position moyenne du pic des masses lourdes se place autour de A=138, indépendamment du noyaux fissionnant. De plus, au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente le rapport entre le pic et la vallée diminue. La distribution devient symétrique à des énergies de l'ordre de 20-40 MeV. Par ailleurs, les effets pair-impair observés dans la fission à basse énergie disparaissent à haute énergie d'excitation.

Plusieurs modèles théoriques ont été proposés afin d'expliquer les observations expérimentales. Cependant aucun d'entre eux semble reproduire d'une façon satisfaisante toutes les caractéristiques des distribution en masse des fragments de fission sur toute la gamme de systèmes fissionnants.

Certains modèles postulent que les caractéristiques des fragments de fission sont uniquement déterminées par les propriétés de la configuration de scission. Dans le modèle statistique de Fong [60] la probabilité d'une partition donnée en masse est déduite à partir de la densité d'états au point de scission. Ceci est basé sur l'hypothèse de l'existence d'un équilibre statistique entre tous les degrés de liberté (collectives et intrinseques) dans la configuration de scission. Cependant, dans le modèle de B. D. Wilkins et collaborateurs [61] un équilibre entre les degrés de liberté collectives et un autre indépendant du premier entre les degrés de liberté internes est considéré. Dans ce modèle les probabilités relatives de formation d'un couple de fragments donné sont déterminées à partir des énergies potentielles d'un système de deux sphéroïdes coaxiaux déformés séparés d'une distance d. Ils ont réussi à reproduire une large gamme de distributions en masse pour un grand nombre de systèmes fissionnants depuis le Po jusqu'au Fm. Il faut noter que les résultats de ces modèles dépendent de la configuration de scission choisie. D'autres modèles basés sur l'hypothèse d'un équilibre statistique au point selle calculent la probabilité d'une configuration de fragments donnée à partir de la densité des états transitoires sur la barrière de fission au point selle [62],[63],[64].

V. V. Pashkevich [65], M. G. Mustafa [66] et collaborateurs et U. Brosa et collaborateurs [67] associent la structure observée dans les distributions des fragments à une superposition des différents composantes appelées "canaux de fission". Chaque composante représente une vallée dans l'énergie potentielle d'un système fissionnant déformé dans la direction de déformation. L'énergie potentielle est calculée en tenant compte les effets de couches et les populations des différentes vallées sont déterminées à partir de l'expérience.

J. Benlliure et collaborateurs ont développé un formalisme dans la référence [2], où le taux de production d'un fragment avec une valeur de masse, A, et un rapport N/Z donné peut-être calculé à partir du poids statistique des états transitoires au-dessus du potentiel défini en fonction de la variable d'asymétrie. Ce potentiel $V(A, N/Z)$ a été modélisé afin de reproduire les caractéristiques expérimentales des distributions des fragments. Ce modèle présente un pouvoir prédictif pour des systèmes qui n'ont pas été mesurés. Le taux de production s'exprime par

$$Y(E^*, A, N/Z) = \frac{\int_0^{E^*-V(A,N/Z)} \rho_{A,N/Z}(U)dU}{\sum_{A,N/Z} \int_0^{E^*-V(A,N/Z)} \rho_{A,N/Z}(U)dU} \tag{1.12}$$

où A et N/Z correspondent aux masses et rapports entre le nombre de neutrons et protons des fragments.
E^* est l'énergie d'excitation du système fissionnant.
V(A,N/Z) est la hauteur de la barrière de potentiel pour une valeur de la variable d'asymétrie et d'un rapport de N/Z donnés au point selle.
$\rho_{A,N/Z}(U)$ représente la densité de niveaux au point selle pour une énergie donnée U au-dessus du potentiel.

En accord avec le modèle proposé précédemment, le potentiel considéré est composé de trois canaux ou modes: le premier correspond au mode symétrique, V_{mac} obtenu à partir du potentiel de la goutte liquide. Celui-ci est modulé par deux puits placés aux valeurs des couches fermées en neutrons N=82 ($V_{sh,1}$) et N=88 ($V_{sh,2}$) des fragments.

$$V(N) = V_{mac}(N) + V_{sh,1}(N) + V_{sh,1}(N_{CN} - N) + V_{sh,2}(N) + V_{sh,2}(N_{CN} - N) \tag{1.13}$$

N_{CN} désigne le nombre de neutrons du système fissionnant. Pour le cas du plomb le potentiel en fonction de la variable d'asymétrie exprimée par le nombre de neutrons est représenté sur la figure 1.3.

Ce modèle donne de très bons résultats sur une large gamme de systèmes fissionnants produits dans les réactions périphériques induites par des ions relativistes, comme le montre la référence [2]. A haute énergie d'excitation, c'est seulement la composante symétrique qui intervient.

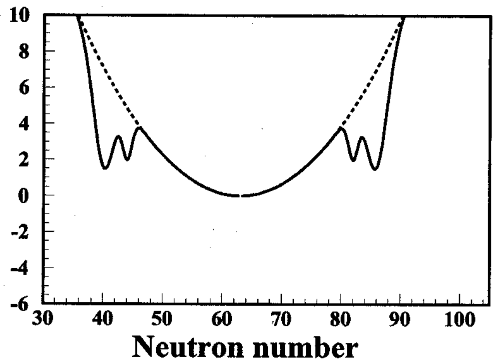


Figure 1.3: *Energie potentielle pour le ^{208}Pb en MeV en fonction de la variable d'asymétrie représentée par le nombre de neutrons. La figure a été extraite de [2]*

1.2 Simulation de la réaction de spallation. Description des codes .

Dans ce chapitre nous présentons les caractéristiques générales des modèles liés aux simulations des réactions de spallation. Le taux de fission depend avant tout des paramètres après la cascade intranucléaire et de l'évaporation.

La modélisation des réactions de spallation a été le sujet de plusieurs thèses, ([68], [69], [37], [39], [70]), ainsi que de nombreuses publications, citées le long du chapitre. Nous nous limiterons donc à présenter la structure générale, et les principales différences des modèles. Nous essayerons de présenter les développements récents, notamment pour le code INCL4 [3]. De plus, une description détaillée des paramètres utilisés dans les codes sera développée.

Les codes décrivant les réactions de spallation sont de type Monte-Carlo. La plupart des codes traitent les deux étapes de cascade et désexcitation séparément.

1.2.1 Les codes de cascade intranucléaire.

Les caractéristiques communes à la modélisation de la première étape d'une collision particule-noyau sont résumées ci-après.

- Le potentiel nucléaire est celui d'un gaz de Fermi dégénéré à température nulle.
- Les nucléons du noyau sont supposés se deplacer selon des trajectoires rectilignes.
- Le blocage de Pauli est le seul ingrédient quantique introduit.
- Les sections efficaces nucléon-nucléon sont les sections efficaces libres.
- La cinématique utilisée est relativiste.
- La trajectoire initiale du nucléon incident (paramètre d'impact) est choisie uniformément dans le rayon du noyau.

Les codes modélisant la cascade peuvent être classés en deux types suivant le type d'approche utilisé. La conception du noyau comme un milieu continu ou comme un système composé de nucléons dans un champ moyen fixe, la façon dans laquelle la décision d'une collision est prise etc... sont des différences qui sont à l'origine de cette classification.

- Bertini-ISABEL. Le code développé par Bertini [23],[71] constitue l'un des premiers codes de cascade intranucléaire. ISABEL plus récent, utilise des principes similaires à celui de Bertini mais avec de très sensibles améliorations notamment quant au traitement de la densité nucléaire. Bertini considère le noyau comme trois sphères concentriques de densité différente alors que dans ISABEL seize zones sont considérées.

- INC-Liège : INCL4. Le code de cacade intranucléaire de Liège conçu par J. Cugnon [22] a été initialement développé pour des collisions entre des noyaux lourds et puis modifié pour des collisions du type proton-noyau. Nous ne parlerons que des améliorations incluses dans la dernière version de INCL4 [3].

Nous n'avons pas voulu présenter une description complète de ces deux types de codes simulant la cascade puisque ceci a été largement développé dans d'autres thèses. (voir [68], [69],[37], [39], [70]). Nous nous limitons donc à exposer les principales différences entre les codes. Elles concernent autant la façon de traiter la cascade que les différents paramètres décrivant le noyau.

- **Milieu.**

  Le type de milieu décrivant le noyau constitue la différence fondamentale qui est à la base de leur classification. Les codes type Bertini et ISABEL considèrent le noyau comme un milieu continu où les nucléons ne sont pas suivis individuellement à l'exception des particules de cascade. Au contraire, le code INCL4 considère tous les nucléons du noyau comme étant en mouvement. Les positions initiales des nucléons dans le noyau cible sont tirées aléatoirement dans une sphère diffuse de rayon ρ, (la surface diffuse a été incorporée récemment et sera discutée plus en détail par la suite), et les impulsions sont générées stochastiquement dans une sphère de Fermi de rayon p_F, p_F est le moment de Fermi et vaut 270 MeV/c .

- **Propagation de la cascade.**

  Bertini fait un suivi de la cascade selon les séquences d'interaction, les trajectoires des particules sont traitées les unes après les autres suivant leur arborescence. Le processus s'arrete pour un nucléon quand il sort du noyau ou quand son énergie est inférieure à une énergie de coupure E_{cut}, il est alors piégé dans le noyau. Cependant, dans ISABEL, toutes les particules au-dessus du seuil, sont suivies temporellement avec des pas de temps $\Delta\tau$. Dans le cas de INCL4, toutes les particules à l'intérieur du noyau sont suivies au fur et à mesure que le temps évolue.

- **Critère de collision.**

Le critère de collision pour ISABEL et Bertini est le même. Dans ce type de codes, le paramètre qui détermine si la collision a lieu est le libre parcours moyen. Pour le code ISABEL, toutes les particules de cascade sont suivies simultanément, l'intervalle de temps est donc donné par la valeur minimale de

$$\Delta\tau = min(\frac{<\lambda_i>}{n\beta_i}) \tag{1.14}$$

où λ_i représente le libre parcours moyen de chaque particule de cascade, β_i correspond à leur vitesse, et n, est un paramètre qui a été choisi dont la valeur est $n = 20$.

Le libre parcours moyen est obtenu à partir de

$$\lambda_i = \frac{1}{\rho_{max} < \sigma(e) >} \tag{1.15}$$

où ρ_{max} est la densité nucléaire maximale qui correspond à la région du noyau traversée par la particule de cascade et $< \sigma(e) >$ est la section efficace moyennée sur les isospins

$$< \sigma(e) >= \frac{Z\sigma_{ip} + N\sigma_{in}}{Z + N} \tag{1.16}$$

σ_{ip}, σ_{in} représentent les sections efficaces particule-proton, particule-neutron respectivement.

La particule de cascade qui donne le $\Delta\tau$ minimal sera celle choisie pour interagir avec le milieu et la probabilité que la réaction ait lieu est tirée selon la loi

$$P(x) = e^{-x/\lambda} \tag{1.17}$$

où x est la position de la particule.

Le critère de collision, dans INCL4, dépend de la distance minimale d'approche entre les trajectoires de chaque couple de particules. Les nucléons se déplacent en ligne droite et chaque couple est susceptible d'interagir si la distance minimale entre leurs trajectoires, d_{min} est inférieure à la distance d'interaction d'approche d_{ij}^{min} définie en fonction de la section efficace d'interaction des deux particules considérées. En conséquence,

$$|\vec{r}_i - \vec{r}_j + (\vec{v}_i - \vec{v}_j)(t)| < d_{ij}^{min} = \sqrt{\frac{\sigma_{ij(s_{ij})}}{\pi}} \tag{1.18}$$

où $\sigma_{ij}(s_{ij})$ représente la section efficace d'interaction totale à l'énergie disponible s_{ij} dans le référentiel du centre de masse. Il se peut aussi que la particule atteigne la surface du noyau où elle peut soit sortir soit se réflechir sur la surface nucléaire. Ces distances sont aussi calculées et elles font partie aussi du groupe des interactions prévues possibles. Il faut noter que dans le cas de Bertini ou ISABEL, ni la réfraction ni la réflexion ne sont prises en compte, dans l'option par défaut.

- **Surface.**

La distribution de densité du noyau est décrite par 3 sphères concentriques dans le cas de Bertini, et 16 dans le cas d'ISABEL. Dans chaque région le rapport entre la densité de neutrons et protons du noyau cible N/Z est conservée.

Le plus grand succès des améliorations introduites dans la nouvelle version de INCL4, constitue en une nouvelle paramétrisation de la surface nucléaire. Précédemment, les nucléons subissaient des collisions dans un champ moyen représenté par un puits de potentiel avec une surface abrupte.

$$R = 1.2A^{1/3} \tag{1.19}$$

Dans la version actuelle, la densité de matière nucléaire est donnée par une fonction du type Woods-Saxon (1.20) où les paramètres R_0 et a sont fixés par des mesures expérimentales de diffusion d'électrons.

$$\rho = \begin{cases} \frac{\rho_0}{1+\exp(\frac{r-R_0}{a})}, & pour \quad r < Rmax \\ 0 & pour \quad r > Rmax \end{cases} \tag{1.20}$$

où $R_0 = (2.745.\ 10^{-4}\ A_T + 1.063)A_T^{1/3}\ fm$, $a = 0.510 + 1.63.\ 10^{-4}\ A_T\ fm$ et $R_{max} = R_0 + 8a$

Le nombre de particules dans chaque état d'énergie est dicté par le taux d'occupation d'une distribution de Fermi. Le rayon vu par les particules dépendra de leur énergie. Plus les nucléons ont une énergie grande plus ils voyageront loin dans le noyau, comme le montre la figure 1.4. En effet, les nucléons avec une impulsion entre p et $p + dp$ correspondent à ceux peuplent la zone $R(p)$ et $R(p + dp)$. Ceci entraîne une corrélation entre les distributions spatiale et en impulsion dans l'espace des phases.

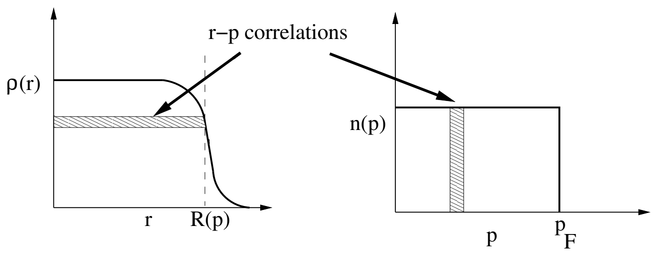


Figure 1.4: *Représentation des corrélations entre les distributions en position et impulsion. La figure a été extraite de [3]*

- **Principe d'exclusion de Pauli.**

Les collisions sont régies par le principe d'exclusion de Pauli. Bertini applique un critère de Pauli "strict" et ISABEL "quasi-strict", Cugnon pour sa part adopte un principe de

Pauli dit "statistique".
Le principe de Pauli "strict" consiste à exclure toute collision qui donne lieu à une particule avec une énergie inférieure à l'énergie de Fermi.
Cugnon considère un blocage de Pauli qui interdit les collisions entre deux particules lorsque leurs états finaux sont déjà occupés. Pour chaque particule sortante (i), on calcule la densité de particules du même type que la particule (i) dans un volume de référence en impulsion r et impulsion p centré autour de la particule (i). La densité d'occupation est obtenue à partir de

$$f_i = \frac{1}{2V_{ref}} \sum_{k \neq i} \theta(r_{PB} - |\vec{r}_k - \vec{r}_i|)\theta(p_{PB} - |p_k - p_i|) \tag{1.21}$$

où 2 tient compte de la dégénerescence de spin, et $\sum_{k \neq i} \theta(r_{PB} - |\vec{r}_k - \vec{r}_i|)\theta(p_{PB} - |p_k - p_i|)$ est le nombre de nucléons du même type que (i) dans le volume de référence défini par

$$V_{ref} = (\frac{4\pi}{3})^2 (\frac{r_{PB} p_{PB}}{2\pi\hbar})^3 \tag{1.22}$$

$r_{PB} = 3.18\, fm$ et $p_{PB} = 200\, MeV/c$ sont des valeurs phénoménologiques. La probabilité pour qu'une réaction ait lieu entre une particule i et j est

$$P = (1 - f_i)(1 - f_j) \tag{1.23}$$

Ce traitement statistique du principe d'exclusion de Pauli conduit parfois à des valeurs de l'énergie d'excitation négative. Ceci est du au traitement stochastique du blocage qui peut interferir avec les fluctuations dans le volume de référence initial.

Afin d'éviter ce problème, la nouvelle version du code, ne permet une collision que si l'énergie dans l'étape postérieure est inférieure à celle de l'étape actuelle obtenue à partir de la somme des énergie cinétiques des nucléons ayant $p < p_F$ dans le sphère de Fermi.

L'énergie d'excitation est maintenant forcément positive et elle est donnée par

$$E^* = \sum_{i=1}^{i=A_{rem}} (\overline{T_i}) - \left[\sum_{i=1}^{i=A_T} (T_i^0 - (A_T - A_{rem})T_F) \right] \tag{1.24}$$

oú A_T et A_{rem} et représentent les masses du noyau cible et du noyau remnant dans la cascade. L'énergie cinétique de Fermi est T_F , et $\overline{T_i}$ l'énergie cinétique moyenne des nucléons avec $p < p_F$ et T_i^0 les énergies cinétiques initiales des nucléons dans la cible.

- **Critère d'arrêt.**

Chez ISABEL et Bertini, le critère suivi pour stopper la cascade et laisser la place à l'évaporation est purement énergétique. En effet, la cascade est arrêtée lorsque toutes les particules de cascade possèdent une énergie en dessous de l'énergie cut-off, E_{cut}.

Le critère d'arrêt dans la cascade de Cugnon dépend du temps. En effet, le temps d'arret correspond à la thermalisation du noyau. Le moment à partir duquel on fera intervenir l'évaporation correspond à un changement de pente dans le spectre de l'énergie d'excitation en fonction du temps. La valeur obtenue est approximativement la même que celle observée dans l'analyse d'autres variables comme l'énergie cinétique des particules éjectées pendant la cascade, le nombre de participants, etc voir ([3]). La nouvelle version incorpore une dépendance du temps d'arrêt avec le noyau cible donnée par

$$t_{stop} = f_{stop} t_0 (\frac{A_T}{208})^{0.16} \tag{1.25}$$

où f_{stop} est un paramètre ajustable et vaut 1 par défaut, $t_0 = 70\ fm/c$ et A_T est la masse du noyau cible. Ce temps est plus grand que celui des autres versions du fait que la surface qui définit le noyau est plus douce. Les valeurs des paramètres d'impact pour lesquelles on choisit les trajectoires incidentes sont donc plus grandes qu'avec la version précédente avec un bord franc. La densité nucléaire en périphérie étant maintenant correcte, la section efficace de réaction prédite devient compatible avec les résultats expérimentaux car le nombre de transparents (événements sans interaction) a beaucoup augmenté.

- **Domaine d'application.**

  Le domaine d'application dépend essentiellement du type de particules incidentes et de la limite supérieure en énergie qui peut être utilisée dans le calcul. ISABEL et INCL4 admettent tout type de noyaux incidents avec des masse inférieures à 4. Cependant dans le cas de Bertini le type de particules incidentes est restreint aux protons, neutrons et pions. Pour la borne supérieure en énergie incidente, Bertini est limité à 3.5 GeV par nucléon, ISABEL à 1 GeV par nucléon et INCL4 à 2.5 GeV par nucléon. Cependant ces limites d'applicabilité sont pas strictes bien que certains processus à haute énergie ne soient pas pris en compte. On notera aussi que le domaine basse énergie ($<$ 100 MeV) est aussi loin des critères de validité de ces modèles.

Une description plus détaillée des améliorations introduites dans la nouvelle version de INCL4 peut-être trouvée dans la référence de A. Boudard et collaborateurs [3]. Les principales différences sont résumées dans le tableau 1.1

1.2.2 Pré-équilibre.

Une étape intermédiaire, entre la cascade et la désexcitation, appelée de préquilibre, a été introduite par certains auteurs [47], afin de reproduire les sections efficaces différentielles de production des neutrons aux angles en arrière ainsi que l'émission de particules composites (d,t,^3He,^4He) de haute énergie. Plusieurs modèles sont disponibles [72], [73], actuellement. Cependant, pour le couplage à la cascade de Cugnon, cette étape aurait une justification

	Bertini	**ISABEL**	**INCL4**
milieu	continu	continu	discret
propagation de la cascade	arborescence	pas en temps	pas en temps
critère de collision	libre parcours moyen	libre parcours moyen	distance minimale d'approche
blocage de Pauli	strict	quasi-strict	statistique
distribution de la densité nucléaire	densité diffuse en 3 régions	densité diffuse en 16 régions	densité type Woods-Saxon
critère d'arrêt	énergie	énergie	temps
domaine d'application: particules incidentes énergies jusqu'à	p,n,pions $E_{in} \leq 3.5\ GeV/n$	$A < 4$ $E_{in} \leq 1\ GeV/n$	$A < 4$ $E_{in} \leq 2.5\ GeV/n$

Tableau 1.1: *Principales différences entre les codes de cascade intranucléaire.*

limitée. En effet, le modèle INCL4 est censé à faire par lui même la transition de la cascade jusqu'à la thermalisation du préfragment grâce à son critère d'arrêt en temps. Au contraire, Le code ISABEL peut être couplé à une étape intermédiaire de prééquilibre. Cependant cette option n'ayant pas été utilisée lors de la comparaison aux résultats expérimentaux, nous ne traiterons pas ici ce processus.

1.2.3 Les codes de désexcitation.

Nous avons obtenu dans la section 1.1.2, l'expression de la largeur de transition caractéristique de chaque mode de désintégration. Dans les codes décrivant cette étape de la réaction, la désexcitation est traitée comme une compétition entre les différentes voies possibles. Pour chaque voie de désexcitation, k, le code calcule la probabilité relative, P_k, d'une voie à partir du rapport entre la largeur de transition de la voie considérée et la somme de la totalité des voies.

$$P_k = \frac{\Gamma_k}{\sum_j \Gamma_j} \tag{1.26}$$

A chaque étape de la désexcitation, on calcule les probabilités relatives associées à toutes les voies de désintégration (p,n,α,fission). La voie de désintégration est choisie à partir d'un tirage aléatoire.

- **Dresner(1962)-GEM(2000)** Le code appelé "Dresner" [26] a été développé à l'origine par Dostrovsky et al. [74],[75],[76]. Le code GEM (Generalized Evaporation Model) [27] est une réactualisation du code de Dresner permettant en plus l'émission de 66 fragments.
- **ABLA(1998).** Il a été développé au GSI par K.- H. Schmidt et collaborateurs. [25]

Puisque le code GEM est une généralisation du code Dresner, nous ne parlerons que des différences de base par rapport au code Dresner, comme s'il s'agissait du représentant d'un type de codes de désexcitation. Seulement certaines améliorations incluses dans GEM, notamment en ce qui concerne les ajustements de quelques paramètres, seront citées.

Désexcitation par évaporation de particules.

Pour la désexcitation par évaporation de particules, il n'existe pas de différences de type conceptuel entre les deux codes. En effet, tous les deux sont basés sur la théorie statistique de Weisskopf. Nous avons vu dans 1.1.2 que les ingrédients qui entrent en jeu dans la largeur totale de désintégration via évaporation sont la densité de niveaux du noyau initial et du noyau final et les sections efficaces de capture de la particule par le noyau final. Les différences entre les codes décrivant l'évaporation résident plutôt dans le type de paramètres choisis pour calculer ces fonctions. Il existe aussi certaines différences basiques comme le type de particules évaporés dans chacun.

Les différences principales entre les deux codes pour le cas de l'évaporation sont résumées ci-dessous.

- **Type de particules légères évaporées.**

  Tandis que Dresner autorise l'évaporation de p,n,d,^3H,^3He,^4He, le code de ABLA ne permet que l'évaporation de protons, neutrons et alphas. Quant au code GEM, l'évaporation a été élargie à 66 noyaux jusqu'au Mg, autant dans leurs état fondamentaux qu'excités.

- **Densité de niveaux, ρ**

  L'expression de la densité de niveaux n'est pas la même. D'un côté Dresner utilise une expression simple sans hypothèse sur le modèle nucléaire.

$$\rho(E^*) \propto e^{2\sqrt{(aE^*)}} \tag{1.27}$$

  a étant le paramètre de densité de niveaux et E^* l'énergie d'excitation associée à un noyau donné.

  D'un autre côté, le code ABLA utilise un modèle plus réaliste le modèle du gaz de Fermi.

$$\rho(E^*) = \frac{\pi^{1/2}}{12} \frac{e^{2\sqrt{(aE^*)}}}{a^{1/4}(E^*)^{5/4}} \tag{1.28}$$

- **Paramètre de densité de niveaux, a.**

  Pour Dresner, l'expression du paramètre de densité de niveaux choisi, dépend de l'énergie. A basse énergie le paramètre par défaut et celui de Gilbert-Cameron-Cook (GCC) [77], à haute énergie l'expression de a, est celle de Ignatyuk [78].

$$a = A\left[a_{GCC} f(E^*) + \tilde{a}_{Ignatyuk}(1 - f(E^*))\right] \tag{1.29}$$

  A étant la masse du noyau. La fonction $f(E^*)$, vaut 1 à basse énergie et 0 à haute énergie.

  L'expression du paramètre de la densité de niveaux de Gilbert-Cameron-Cook (GCC) a_{GCC} est donné par

$$a_{GCC} = a_0 + 9.1710^{-3}[S_Z(N) + S_N(N)] \tag{1.30}$$

Les fonctions $S_Z(N)$, $S_N(N)$ dépendent du nombre de neutrons et prennent en compte les effets de couches. La valeur de a_0 varie suivant que le noyau est déformé ou sphérique.

La valeur du paramètre de densité de niveaux à haute énergie donnée par Ignatyuk [78] et utilisée dans le code Dresner est

$$\tilde{a} = 0.1375 - 8.36\ 10^{-5}A \tag{1.31}$$

Le code ABLA utilise comme paramètre, a, la valeur donnée par Ignatyuk dans la référence [56].

$$a = \tilde{a}\,(1 + \delta U' f(E^*)/E^* + \delta P' h(E^*)/E^*) \tag{1.32}$$

Les fonctions $f(E^*)/E^*$ et $h(E^*)/E^*$ sont des fonctions dépendantes de l'énergie qui valent zéro à haute énergie d'excitation et un à basse énergie. Les facteurs $\delta U'$ et $\delta P'$ tiennent compte des effets de couches et appariement respectivement.

On observe que à haute énergie d'excitation $a \simeq \tilde{a}$ et $\tilde{a}$ vaut

$$\tilde{a} = \alpha_v A + \alpha_s A^{2/3} B_s + \alpha_k A^{1/3} B_k \tag{1.33}$$

où $\alpha_v = 0.073\ MeV^{-1}$, $\alpha_s = 0.095\ MeV^{-1}$, et $\alpha_k = 0\ MeV^{-1}$ sont les coefficients de volume, surface et courbure de la densité de niveaux de particules indépendantes. Le facteur B_s correspond à la surface d'un noyau déformée normalisée à celle d'une configuration sphérique, et B_k est à la courbure intégrée du noyau fissionnant normalisée à celle d'une configuration sphérique.

Il faut noter qu'à haute énergie d'excitation la valeur du paramètre $\tilde{a}$ donnée par Ignatyuk dans Dresner diffère de celle du code du ABLA. En outre, la valeur assimtotique du paramètre de densité de niveaux dans Dresner et GEM tend vers $A/8$ à haute énergie d'excitation alors que dans le code ABLA celle-ci tend vers $A/12$

- **Les sections efficaces de capture pour les particules légères.**

Trois ans après que Weisskopf eut développé son formalisme, D. H. Ewing [79] et Hauser et Feshbach [80] ont introduit des modifications importantes sur ce formalisme, au niveau de la section efficace de capture. Dresner utilise des expressions pour les sections efficaces de capture ajustées sur des données expérimentales [74]. Le code ABLA que nous utilisons ne tient pas compte des sections efficaces de capture. Sachant que ce qui entre en jeu dans le calcul des probabilités de désexcitation est le rapport de largeurs, les sections efficaces de capture disparaissent lors du calcul du rapport.

- **Spectre de particules émises.**

  Le code ABLA, considère que le spectre en énergie est Maxwellien, alors que le spectre de particules émises dans le cas de Dresner est tirée de la probabilité d'émission de la particule en fonction de l'énergie. En effet, pour calculer le spectre en énergie d'émission d'une particule donnée il faut l'expression complète de la largeur et donc des sections efficaces de capture. Le code ABLA n'ayant pas encore incorporé les sections efficaces de capture, le spectre doit être forcement imposé.

Une analyse comparative de ces deux codes plus complète a été faite par J. C. David [81].

Désexcitation par fission.

Alors que pour l'évaporation de particules les codes Dresner et ABLA ne différaient que dans le choix des paramètres, pour la fission les différences sont plus profondes. Le traitement du code Dresner est basé sur le formalisme de Atchison dont les détails peuvent être trouvés dans la référence [82] et l'approche du modèle de ABLA a été décrite dans la section 1.1.2.

Dans le modèle de fission d'Atchison la fission n'est en compétition qu'avec l'émission de neutrons tout le long de la chaîne de désexcitation, la probabilité de fission est donnée par

$$P_f \simeq \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n} = \frac{1}{1 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}} \tag{1.34}$$

où Γ_n et Γ_f représentent les largeurs totales d'émission d'un neutron et de fission respectivement.

Dans ce modèle pour les noyaux ayant une charge comprise dans l'intervalle $88 < Z < 101$ la largeur de fission est donnée par l'expression semi-empirique de Vandenbosch et Huizenga [83].

$$log\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \phi(Z)(A - \psi(Z)) \tag{1.35}$$

où ϕ et ψ sont tabulés en fonction de la charge du système fissionnant Z. Il faut noter qu'il n'existe aucune dépendance avec l'énergie d'excitation initiale.

Pour les noyaux plus légers, entre Z=70 et Z=88, les largeurs d'émission de neutrons et de fission sont calculées séparément.

- Γ_n. La largueur partielle d'émission d'un neutron ne dépend que du paramètre de densité de niveaux a_n.

- Γ_f. La largeur de fission est une fonction de deux paramètres: a_f, paramètre de densité de niveaux au point selle et $B_f = f(Z^2/A)$, la barrière de fission au point selle.

Les paramètres a_f/a_n, et B_f ont été ajustés par de fonctions paramétriques aux données expérimentales de la référence [84].

- $B_f = B_n + p_1 + p_2(p_3 - \frac{Z^2}{A})^2 \qquad p_i > 0$.

- $a_f/a_n = p_4 + p_5(\frac{Z^2}{A} - p_6)^2 \qquad p_j > 0$.

Le paramètre a_n a été fixé à $(A-1)/8$ dans l'ajustement et les p_i, p_j sont les paramètres obtenus.

Il faut noter qu'autant la largeur d'émission d'un neutron que le paramètre a_n, utilisés dans le calcul de la probabilité de fission, sont différents de ceux utilisés dans le calcul de la probabilité relative d'évaporation. En effet, ces paramétrisations ne sont cohérentes qu'avec un modèle d'évaporation donné via le choix du paramètre a_n et du rapport Γ_f/Γ_n. Pour le code GEM, tout en conservant les principes d'Atchison, une nouvelle paramétrisation que celle de Dresner a été effectuée.

Dans le code ABLA la fission est traitée comme une voie de désexcitation qui est en compétition avec toutes les voies possibles. En effet, la probabilité relative de chaque voie tient compte au dénominateur de 1.26 de toutes les voies possibles y compris la fission. Puisque la largeur de fission dépend du temps, la désexcitation par évaporation-fission met en jeu des probabilités dépendantes du temps :

$$P_f(t) = \frac{\Gamma_f(t)}{\Gamma_f(t) + \sum_i \Gamma_i} \tag{1.36}$$

Ceci entraîne un traitement du temps le long de toute la chaîne de désexcitation. Nous ne parlerons que de l'implémentation de la fonction échelon qui est celle utilisée dans le code.

A chaque étape, n de désexcitation, le temps associé à l'émission de particules τ_p^n, est défini par

$$\frac{1}{\tau_p^n} = \sum \frac{1}{\tau_i^n} \tag{1.37}$$

où $\tau_i = \frac{\hbar}{\Gamma_i}$, et l'index i ne parcourt que les voies d'émission de particules: p,n, et alpha.

La variable temporaire t_{sum}^n s'incrémente à chaque étape, n, d'une quantité τ_m celle-ci tient compte du temps moyen de désexcitation via l'émission des particules, τ_p, et du temps de moyen de désexcitation par fission, τ_{fiss}

$$t_{sum}^n = \sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \tag{1.38}$$

Pour des temps inférieurs au temps transitoire $t < \tau_f$ l'évaporation par émission de particules est la seule voie possible de désexcitation.

$$P_p^n = (1 - exp(-(\tau_f - t_{sum}^n)/\tau_p^n)) + exp(-(\tau_f - t_{sum}^n)/\tau_p^n)\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_p^n + \Gamma_f^{K,n}} \tag{1.39}$$

où $exp(-(\tau_f - t_{sum}^n)/\tau_p^n)$ représente la probabilité de survivre par émission de particules et $\Gamma_f^{K,n}$ et Γ_p^n sont les largeurs de fission et d'émission de particules évaluées à une étape n donnée.

Lorsque le temps augment $t > \tau_f$, la probabilité de fission dans l'étape, n, peut être obtenue à partir de

$$P_f^n = exp\left(-(\tau_f - t_{sum}^n)/\tau_p^n)\right) \cdot \frac{\Gamma_f^{K,n}}{\Gamma_p^n + \Gamma_f^{K,n}} \tag{1.40}$$

Les paramètres qui entrent donc en jeu dans le calcul de la largeur de fission sont schématisés ci-dessous:

- **Paramètre de la densité de niveaux** a_f.

  La valeur du paramètre de densité de niveaux est calculé à partir de l'expression donnée par A. V. Ignatyuk [56] où les dépendances avec le volume et la surface sont prises en compte. L'expression a été écrite auparavant 1.32

- **Barrière de fission.**

  Les barrières de fission prises en compte dans le code ABLA correspondent à celles déterminées par A. J. Sierk dans la référence [85]. La barrière de fission calculée dans le modèle de la goutte liquide à porté finie "Finite Range Liquid Drop Model" tient compte d'une réduction due au moment angulaire du système fissionnant.

- **Paramètre de dissipation.** β

  Suivant la référence [1], la valeur du paramètre de dissipation a été prise égal à $\beta = 2.0\ 10^{21}\ s^{-1}$.

Chapitre 2

Méthode expérimentale.

Dans ce chapitre nous présentons la méthode expérimentale employée. Les techniques expérimentales dédiées à l'étude des fragments de fission issus des réactions de spallation ont été le plus souvent utilisées jusqu'à présent en cinématique directe. Lorsque la cible est épaisse, les fragments de fission ($v_{cm} \simeq 1\ MeV/u$) ne peuvent pas sortir et l'identification des fragments ne peut être faite qu'après décroissance soit par spectroscopie gamma [36] soit par des méthodes radio-chimiques [6] où l'on procède à l'extraction des fragments suivant leurs propriétés chimiques.

D'autres mesures utilisant une cible ultra-mince, permettent l'identification des fragments en masse grâce à un double spectromètre mesurant en coïncidence les deux fragments avec une résolution de 6-8% [86]. La méthode traditionnelle de coïncidence cinématique mesurant les deux énergies cinétiques a été utilisée jusqu'aux années 80 pour l'extraction d'information sur les énergies cinétiques et masses des fragments de fission [87].

Pour la présente expérience, nous avons choisi la combinaison de la cinématique inverse et d'un spectromètre de haute résolution comme le FRS qui a permis l'identification des fragments en charge et en masse avec une grande résolution.

2.1 Cinématique inverse.

En cinématique directe, un faisceau de protons est envoyé sur une cible lourde. Les noyaux résiduels sont produits avec une vitesse de recul très faible et ils restent piégés dans la cible. L'identification devra se faire par spectroscopie gamma ou de masse, généralement après irradiation. Beaucoup de noyaux ayant des périodes courtes, on ne mesure alors que leurs descendants. On n'a donc pas accès à la production directe des noyaux résiduels mais à une production cumulative après une chaîne de décroissance. De plus, par spectroscopie gamma on ne mesure que les noyaux radioactifs ayant des périodes de quelques jours à quelques années et on ne détecte pas les noyaux stables. Avec cette méthode, de nombreux résultats ont été obtenus en particulier par R. Michel [36], [5] et collaborateurs.

Par ailleurs, les particules légères émises lors de la réaction traversent la cible et peuvent être mesurées. La détection des particules légères (neutrons et particules chargées) et des noyaux résiduels en cinématique directe a été pendant longtemps, la seule source de données expérimentales des noyaux concernant les réactions de spallation.

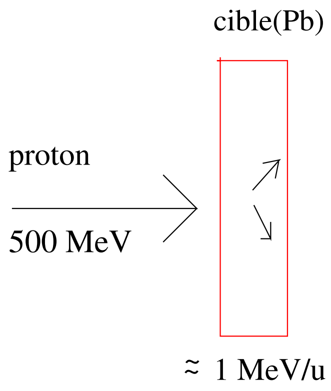


Figure 2.1: *Schéma de la réaction en cinématique directe.*

La cinématique inverse, les protons constituant alors la cible et le noyau lourd étant accéléré, n'avait généralement été utilisée que pour des recherches d'astrophysique (voir par exemple Webber [88] et références incluses). Ces expériences ne permettaient alors que de mesurer les distributions isotopiques pour des noyaux relativement légers jusqu'au fer, mais ne donnaient accès qu'aux distributions en numéros atomiques pour les noyaux lourds. En 1992, l'accélération d'ions lourds à des énergies relativistes est devenue possible grâce au synchrotron SIS au GSI en Allemagne. La bonne intensité, jusqu'à 10^8 particules par paquet de quelques secondes pour l'uranium, associée à un spectromètre magnétique de haute résolution a alors permis des mesures en cinématique inverse même pour les noyaux les plus lourds.

L'expérience présente a été menée en cinématique inverse, dans ce cas les noyaux résiduels sortent de la cible avec une vitesse très proche de celle du projectile et peuvent être détectés et identifiés isotope par isotope à l'aide d'un spectromètre de recul, le FRagment Separator. La figure 2.2 montre l'effet de la cinématique.

Cette méthode possède plusieurs avantages:

- Information directe des sections efficaces de production des noyaux résiduels. Elle permet de déterminer les distributions isotopiques de tous les résidus avant leur décroissance radioactive, car aucun noyau radioactif produit n'a une période de vie inférieure à 158 ns dans notre cas, valeur qui correspond au temps de vol du faisceau de 500 AMeV dans le dispositif expérimental qui a une longueur de 36 metres.

- Nous avons accès aux sections efficaces des isotopes stables ou à vie longue.

- De plus, dans notre cas une mesure de la vitesse de recul des fragments de fission est aussi possible.

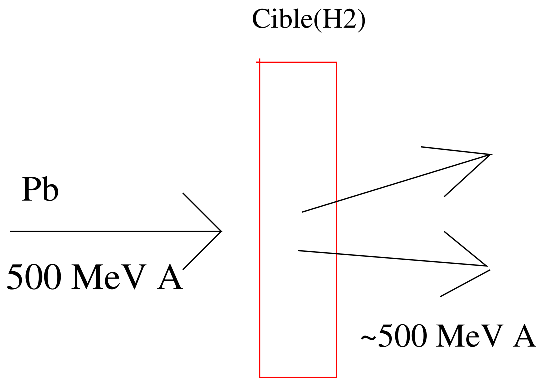


Figure 2.2: *Schéma de la réaction en cinématique inverse.*

2.2 Le FRagment Separator FRS.

Les fragments de fission ont été identifiés en vol à l'aide du spectromètre FRS [89]. C'est un spectromètre magnétique prévu pour la détection à zéro-degré dans la direction du faisceau. Il a été conçu pour l'identification et la séparation de faisceaux radioactifs. Une représentation schématique est montrée sur la figure 2.3.

Le système comporte quatre sections, avec des plans focaux (S1,S2,S3,S4) montrés sur la figure 2.3, consistant en:

- Un dipôle magnétique permettant une déviation de 30 degrés pour courber les trajectoires des ions.

- Un ensemble de quadupôles avant et après chaque dipôle afin de focaliser les particules de même rigidité magnétique mais ayant des angles différents.

- Quatre sextupoles par section pour les corrections des aberrations de deuxième ordre.

Le plan intermédiaire dispersif est appelé S2, et le plan image final achromatique S4. La zone cible est dénotée par S0. L'acceptance en impulsion est limitée à $\Delta p/p \simeq \pm 1.5\%$, et l'acceptance angulaire est d'environ 15 mrad autour de l'axe du faisceau. Un schéma plus détaillé du système de détection en S4 avec son équipement standard est représenté sur la figure 2.4

Un noyau de charge q, ayant une impulsion p, suivra une trajectoire dans le spectromètre caractérisée par sa rigidité magnétique.

$$B\rho = \frac{p}{q} \tag{2.1}$$

Les quatre sections du FRS forment en groupes de deux un système symétrique, par rapport au plan focal intermédiaire S2, de façon à préserver l'achromatisme au plan focal final S4. Cette

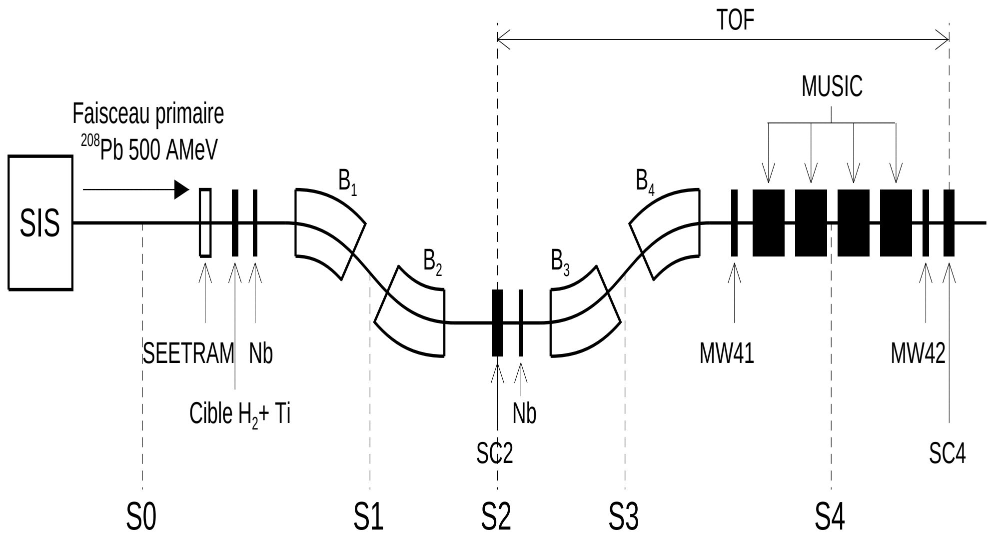


Figure 2.3: *FRS* .

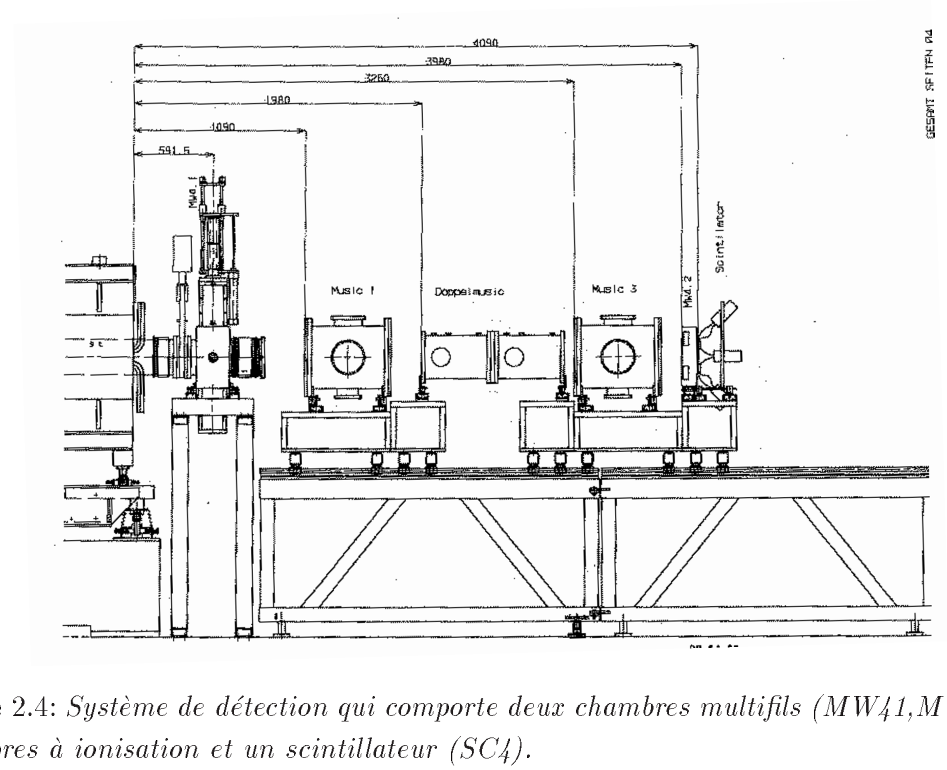


Figure 2.4: *Système de détection qui comporte deux chambres multifils (MW41,MW42), quatre chambres à ionisation et un scintillateur (SC4).*

condition implique que pour une charge donnée la focalisation des différents isotopes aura lieu au même point, indépendamment de leurs impulsions. Elle s'exprime par la relation 2.2:

$$D_4 = -D_2 V_4 \tag{2.2}$$

D_2 et D_4 étant les dispersions du premier et du second groupe d'aimants et V_4 le grandissement linéaire de la seconde section.

Lorsqu'une couche de matière est introduite dans un système achromatique, la condition d'achromaticité est toujours valable si la variation relative de l'impulsion par rapport à celle du noyau centré, $\delta p/p$, avant et après avoir traversé l'épaisseur est la même.

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{\delta p'}{p'} \tag{2.3}$$

Cette condition 2.3 n'est possible que si l'absorbeur est profilé de manière à compenser les dispersions entre la première section D_2 et la seconde D_4 du FRS. Lors de notre expérience un scintillateur d'épaisseur constante (3 mm) a été placé au plan focal intermédiaire afin de mesurer les positions à S2, détruisant donc l'achromatisme rigoureux. Cependant l'effet est faible comme nous allons le montrer. Pour deux noyaux ayant des impulsions p_1, p_0 avant le scintillateur et p'_1, p'_0 après celui-ci, dans l'approximation au premier ordre la position en S_4, s'écrit

$$x_4 = V_4 D_2 \,\frac{(p_1 - p_0)}{p_0} + D_4 \,\frac{(p'_1 - p'_0)}{p'_0} \tag{2.4}$$

Prenons le cas de deux résidus de fission du même type $Z = 41$ et $A = 98$ avec une différence en impulsion d'environ 1%. Nous avons calculé à l'aide du programme de perte d'énergie AMADEUS [90], les impulsions de ces deux noyaux après le scintillateur. En utilisant les grandeurs caractéristiques des aimants on obtient $x_4 = 7.\ 10^{-4}\ cm$, qui est très proche de $x_4 = 0$ qui est la condition d'achromatisme parfait. C'est ce que supposerons par la suite.

2.3 Principe de la méthode d'identification.

La technique de la cinématique inverse combinée avec un spectromètre de recul nous permet l'identification complète en charge et en masse de tous les résidus de fission issus de la réaction.

Le faisceau délivré par le SIS à une énergie de 500 A MeV interagit avec les atomes de la cible, après avoir traversé un moniteur d'intensité. Les noyaux produits dans la réaction sont focalisés vers l'avant du fait de la vitesse du projectile. Ils sont déviés par les aimants du spectromètre selon leur rapport A/q et ils sont analysés et identifiés grâce aux mesures faites au plan focal intermédiaire, S2, et au plan focal final, S4, à l'aide d'une chambre à ionisation et deux scintillateurs. Trois mesures indépendantes constituent les bases de l'identification isotopique:

- Le temps de vol, TOF, entre S2 et S4, est inversement proportionnel à la vitesse du noyau, v.

$$v \propto 1/TOF \tag{2.5}$$

- La perte d'énergie ΔE dans les chambres à ionisation (MUSIC) qui dépend de l'état de charge q, nous fournit cependant une mesure de la charge nucléaire, Z. En effet dans notre cas les fragments de fission ont des Z relativement petits (< 60) et des énergies grandes. Ils sont complètement épluchés donc q=Z. La dépendance en vitesse est éliminée en utilisant la mesure précédante.

$$Z^2.f(v) \propto \Delta E \tag{2.6}$$

- Des positions aux plans images S2 et S4, (X2,X4), on obtient la déviation des fragments dans les champs magnétiques du FRS, à travers les équations de l'optique ionique.

$$B\rho \propto g(X2, X4, V4, D4) \tag{2.7}$$

où D4 et V4 sont la dispersion et le grandissement du spectromètre dans la seconde section.

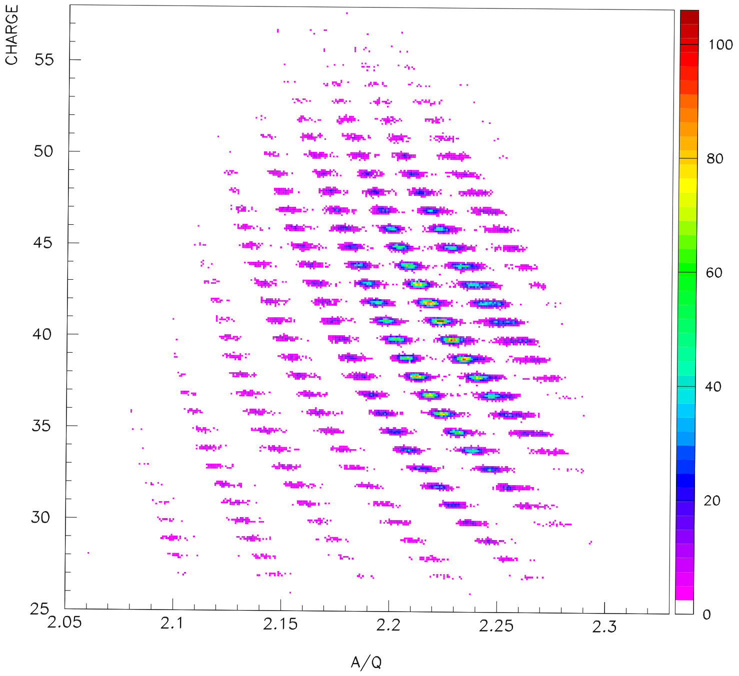


Figure 2.5: *Matrice d'identification où dans l'axe des ordonnées est représentée la charge (information obtenue par la mesure de ΔE dans la MUSIC) et dans l'axe des abscisses le rapport A/q des fragments (information obtenue par la mesure de position sur la focale et le temps de vol) pour un réglage du spectromètre centré sur une valeur de $B\rho$=9.17 Tm.*

L'équation de la rigidité magnétique lie ces trois mesures avec le nombre de masse, selon la relation suivante:

$$A = q\frac{e}{u.c}\frac{B\rho}{\beta\gamma} \tag{2.8}$$

Où $\beta\gamma$ sont la vitesse réduite et le facteur de Lorentz, $B\rho$ est la rigidité magnétique, q la charge atomique, et e, u, c sont des constantes qui correspondent à la charge de l'électron, l'unité de masse atomique et la vitesse de la lumière respectivement. On peut remarquer que l'on néglige ici l'énergie de liaison des noyaux ($\simeq$ 7 MeV), ce qui est raisonnable, les masses étant de l'ordre de A*938 MeV. En outre on s'intéresse à l'écart relatif pour identifier chaque masse de sa voisine.

Une matrice d'identification représentant la charge des fragments en fonction de leur rapport A/q est montrée dans la figure 2.5. Elle montre l'excellente résolution atteinte et le grand nombre de noyaux qui traversent le spectromètre lors d'une mesure avec un champ magnétique donné.

Dans les sections qui suivent, nous décririons les détecteurs utilisés pour chacune des ces trois mesures: TOF, ΔE, et $B\rho$.

2.4 Le faisceau

Une source d'ions produit le faisceau de ^{208}Pb utilisé dans cette expérience. Celui-ci est accéléré dans l'injecteur linéaire (UNILAC) jusqu'à une énergie de 12 AMeV, puis il est injecté dans le synchrotron (SIS), où il atteint une énergie de 500 A MeV, le faisceau est alors extrait et envoyé sur la cible dans le FRS.

L'accélérateur fournit des ions de Pb avec un état de charge 67^+. Les 15 électrons restants du cortège électronique sont, en fait, arrachés presque en totalité par la fenêtre d'extraction du SIS et le moniteur d'intensité avant de heurter la cible. L'intensité du faisceau varie entre 10^7 -10^8 particules/paquet, chaque paquet ayant une durée de 4 s, et une période de répétition de 8 s.

La bonne qualité du faisceau se manifeste par une valeur de l'émittance très faible 2 π. $mm\ mrad$ et une résolution en énergie $\Delta p/p$ toujours inférieure à 10^{-3}.

2.5 Zone cible

La zone cible, appelée aussi S0, est la région localisée entre les deux aimants de déviation du faisceau et le premier dipôle du FRS, (voir figure 2.3), on y trouve trois éléments:

- Un moniteur d'intensité du faisceau.

- Une cible d'hydrogène liquide.

- Une feuille de niobium qui joue un rôle de matériel éplucheur pour les réglages du spectromètre centrés sur les noyaux lourds.

2.5.1 Le monitorage de l'intensité du faisceau

Un moniteur à électrons secondaires appelé SEETRAM (SEcondary Electron TRAnsmission Monitor) a été utilisé pour la mesure de l'intensité du faisceau délivré par le SIS.

Il est composé de trois feuilles d'aluminium, ayant une épaisseur très mince d'environ (8.9 mg/cm^2), afin de ne pas dégrader les caractéristiques optiques du faisceau. La surface active du détecteur est un disque de 110 mm de diamètre.

Une tension de $+80\ V$ est appliquée aux feuilles externes alors que la feuille centrale est mise à la masse. Lors du passage des ions à travers le moniteur, les feuilles externes collectent les électrons secondaires arrachés par les ions incidents à la feuille du milieu. La couche centrale est donc chargée positivement. La collection de cette charge positive est accomplie par un intégrateur sensible à la charge. Il fournit des courants directement proportionnels au nombre d'ions incidents, arrivant dans un intervalle de temps fixé par l'intégrateur de charge. Le facteur de proportionnalité entre le nombre de projectiles incidents et le signal collecté dans le détecteur sera déterminé plus loin lors de la calibration du SEETRAM à l'aide d'un scintillateur. Il faut préciser que ce facteur dépend à la fois du type de projectile et de son énergie [91].

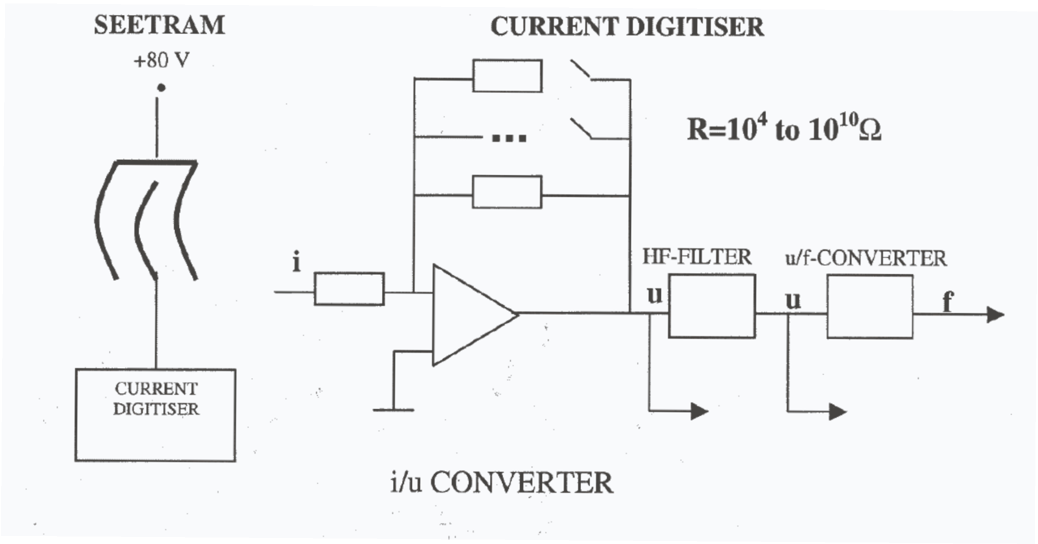


Figure 2.6: *A gauche schéma du moniteur de l'intensité du faisceau et à droite de l'électronique associée.*

Enfin, le signal à la sortie de l'intégrateur est envoyé sur un lecteur digital de courant. Le schéma du lecteur digital de courant est représenté plus en détail sur la figure 2.6, le dessin a été extrait de [91].

- Dans le premier le courant, I, est converti en tension, V. Il possède une plage dynamique très large acceptant des courants qui varient entre 10^{-4} et 10^{-10} A. Pour chaque intervalle en courant un signal de 1 V est produit lorsqu'on atteint la valeur maximale pour une valeur d'amplification donnée. L'amplification ou sensibilité, définie comme l'inverse de la résistance (1/R), varie entre ϵ=10^{-4} et 10^{-10}.

- Ensuite, le signal traverse un filtre haute fréquence pour éviter le bruit électronique.

- Le dernier module a pour charge de transformer le signal résultant en fréquence. Le maximum de courant pour chaque sensibilité produit une sortie de 1 V qui correspond à 10KHz, ceci signifie que chaque coup dans la SEETRAM est associé à une valeur de charge $q = \epsilon/10^4$ C.

2.5.2 La cible d'hydrogène liquide

La cible de protons est une cible d'hydrogène liquide réalisée au DAPNIA/STCM CEA-Saclay [92]. L'épaisseur de l'hydrogène est limitée à 10% du parcours du projectile de manière à, d'une part, optimiser le taux des noyaux issus de la réaction et, d'autre part, à minimiser celui des réactions secondaires dans la cible. Parce que le coût des cibles cryogéniques est assez élevé l'épaisseur ne peut pas être adaptée pour chaque expérience; sa valeur représente une moyenne du parcours des différents projectiles et énergies prévus pour l'ensemble d'expériences du programme expérimental.

La cible d'hydrogène liquide a la forme d'un cylindre de 10 mm de longueur et 3 cm de diamètre. Elle est maintenue à une pression de 1.05 bar qui correspond à la température de l'hydrogène liquide de 20.5 K. L'hydrogène descend par gravitation dans ce conteneur de titane dont les parois ont une épaisseur de 20 μm dans l'axe du faisceau. Un système de refroidissement placé au-dessus de la ligne de faisceau assure la liquéfaction de l'hydrogène jusqu'à la cible. Le choix du titane comme matériel du conteneur tient à son rôle d'éplucheur. L'ensemble est entouré de cinq feuilles de mylar afin d'améliorer l'isolation thermique. Pour des raisons de sécurité, ce système est dans un vide indépendant de celui de la ligne de faisceau. Le faisceau traverse alors deux feuilles de titane supplémentaires de 20 μm chacune.

L'épaisseur totale des feuilles de titane est imposée par la pression exercée par l'hydrogène liquide à 1 atm sur les parois qui le séparent du vide.
Le tableau 2.1 montre que la section efficace totale de réaction dans le titane est 3 fois plus grande que celle de l'hydrogène, cependant le nombre d'atomes dans l'hydrogène est 100 fois supérieur à celui du titane, ceci assure une production qui a lieu principalement sur l'hydrogène.

Afin de soustraire la contribution du conteneur (titane+mylar) et de l'éplucheur, le même type de mesures a été répété avec une cible vide d'hydrogène.

	H_2	Ti	mylar	Nb
$\sigma_r(barn)$	1.7	5.2	3.2	6.6
$N_{at}(at/cm^2)$	5.21 10^{22}	4.56 10^{20}	2.54 10^{19}	3.88 10^{20}
taux de réaction	9.73 %	0.26 %	0.008 %	0.25 %

Tableau 2.1: *Probabilité de réaction pour le faisceau de ^{208}Pb à 500 AMeV en fonction du matériau traversé. Le nombre d'atomes a été calculé pour les épaisseurs utilisées dans l'expérience. Les sections efficaces ont été estimées à partir du modèle de Kox [9].*

2.5.3 L'éplucheur

Le rôle de l'éplucheur, ôter les électrons des ions, est accompli par une feuille de niobium d'épaisseur 60 mg/cm^2. Cette feuille n'a été utilisée que pour les réglages centrés sur les noyaux les plus lourds, les plus susceptibles de contamination par des noyaux non totalement épluchés. La probabilité d'avoir un ion sans électron à l'issue de la feuille de niobium a été calculée par le programme AMADEUS [90]. Pour l'ion le plus lourd détecté en fission, $Z = 59$, elle est d'environ 93% et elle augmente quand la charge diminue jusqu'à 96% pour Z=52. Il faut souligner que ce choix du matériel éplucheur n'était pas le meilleur. En effet, le taux d'épluchage après le titane qui entoure la cible pour ces mêmes noyaux était de l'ordre de 97% pour Z=59 et de 98% pour Z=52. Une feuille de titane aurait été plus appropriée pour l'intervalle Z=52-59. Bien que la perte par des états de charge pour les noyaux lourds ne soit pas négligeable, nous pouvons néanmoins considérer que la plupart des ions entre Z < 52-22 sont complètement épluchés $q = Z$. Cette contamination sera éliminée lors de l'analyse des données.

2.6 Mesure du temps de vol.

La mesure du temps de vol dans la deuxième partie du FRS est obtenue à partir de deux scintillateurs placés à S2 et S4.

2.6.1 Les scintillateurs

Deux scintillateurs plastiques de type BC420 ont été utilisés pour cette expérience. La surface active du détecteur est de 45x220 mm à S2 et 45x200 mm à S4. Leurs épaisseurs respectives sont 3 mm et 5 mm. Les plus grandes largeurs sont situées dans le plan horizontal.

Lors du passage d'un fragment, l'émission de lumière est transmise, grâce à des guides de lumière, aux photomultiplicateurs qui transforment les photons émis en électrons ce qui produit un courant que l'on mesure. Les signaux des côtés droits et côtés gauches par rapport au faisceau des deux scintillateurs aux plans image intermédiaire et final, après être passés par un discriminateur à fraction constante (CFD), définissent le "start" et "stop" du TAC "(Time to Amplitude Converter)". Deux temps indépendants sont enregistrés entre les côtés droits (S2-S4) et les côtés gauches des deux scintillateurs. Un retard électronique constant a été rajouté pour assurer que le start, donné par S4, arrive avant le stop. Enfin le signal résultant est codé par un ADC (Analogical to Digital Converter). Le temps de vol total sera une moyenne des valeurs obtenues entre les côtés droits et gauches afin d'éliminer au premier ordre la dépendance en position du temps de propagation de la lumière dans les scintillateurs. La résolution en temps de vol mesurée est de l'ordre de 160 ps de largeur à mi-hauteur, comme le montre la figure 2.7. Etant donné que la largeur mesurée est une convolution de la largeur en impulsion du faisceau et de la largeur en temps de vol, la résolution en temps de vol est donc inférieure à 160 ps comparable avec la valeur de 110 ps indiquée dans la référence [93]

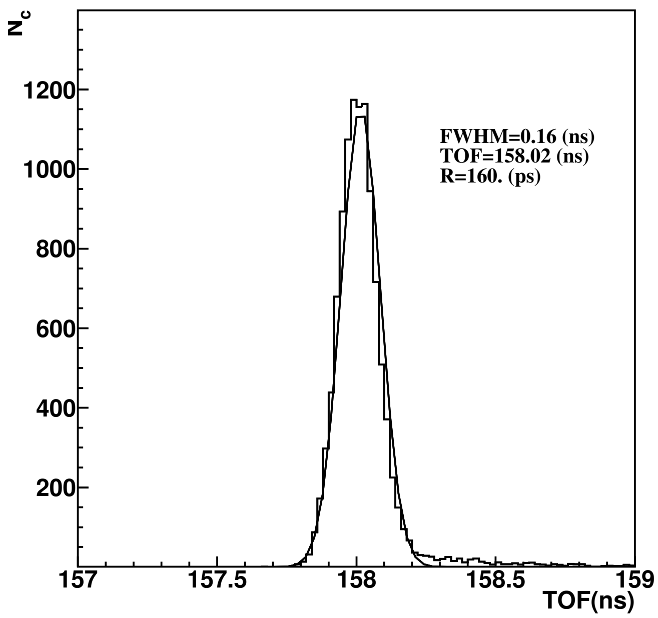


Figure 2.7: *Spectre du temps de vol du faisceau mesuré entre les scintillateurs placés au plan focal intermédiaire S2 et final S4. La largeur à mi-hauteur a été obtenue de l'ajustement de l'histogramme par une fonction gaussienne et elle vaut 160 ps*

2.7 Mesure de la perte d'énergie.

Pour cette expérience quatre chambres à ionisation à deux bars de pression d'un mélange gazeux décrit plus loin ont été utilisées. L'utilisation de ces quatre chambres n'était pas nécessaire pour les fragments de fission mais était indispensable pour les mesures de perte d'énergie des résidus d'évaporation. Pour ces résidus la présence des états de charge ionique devient très importante. Deux facteurs y contribuent. Le premier est dû à la basse énergie incidente de 500 A MeV. A cette énergie la vitesse des ions est légèrement supérieure à celle des électrons dans la couche K, favorisant ainsi la recombinaison avec les électrons du milieu. Le second provient du type d'ion, la plupart des résidus d'évaporation ont des charges élevées, et la section efficace de capture électronique augmente avec le Z. En fait, ces deux caractéristiques font que cette expérience représente un défi en ce qui concerne l'identification des isotopes d'évaporation. (voir analyse [4]).

La perte d'énergie ΔE dans la chambre à ionisation fournit une mesure de la charge atomique q. Plusieurs changements des états de charge peuvent avoir lieu dans la région active d'ionisation introduisant un élargissement de la perte d'énergie, et donc dégradant la résolution. Pour éviter cet effet un état d'équilibre doit être atteinte. L'utilisation d'une très grande épaisseur dans le cas des résidus d'évaporation sert à favoriser les échanges de charge dans le milieu afin de rendre l'état de charge à la sortie indépendant de l'état à l'entrée. Ainsi une charge effective q_{eff} sera le résultat de la mesure effectuée avec les chambres à ionisation. L'équilibre n'est atteint qu'avec un parcours huit fois plus grand que la longueur active d'une chambre à ionisation à pression normale. Ceci justifie l'utilisation de quatre détecteurs à une pression deux fois supérieure. [94]

Pour la région de fission, nous nous sommes servis du même dispositif expérimental même si les problèmes des états de charges restent négligeables pour la plupart des fragments de fission, comme cela a été montré dans la section 2.5.3. Dans ce cas, les signaux de deux chambres sont en fait suffisants pour la détermination de la charge nucléaire. Par contre, des effets collatéraux dus à l'épaisseur de matière traversée affecteront certaines mesures, (voir chapitre analyse).

2.7.1 Chambres à ionisation

Les dimensions mécaniques du détecteur sont de 60 cm de long et de 20 cm de hauteur, la largeur active couvre 20.4 cm. Le gaz à l'intérieur est un mélange P10 de CH_4 et Ar, dans les proportions 90% d'argon + 10% de méthane. L'anode est divisée en six portions le long de la direction du faisceau, dont seulement les quatre intérieures sont utilisées pour la mesure de la perte d'énergie. Les deux autres anodes plus petites à l'entrée et à la sortie des chambres servent à homgénéiser le champ électrique à ces endroits. L'anode est portée à une tension de 650 V alors que la cathode est connectée à un potentiel de -4000 V. Une grille de Frisch placée à 2.3 cm de l'anode est reliée à la masse.

Des paires électron-trou sont créées par le passage des ions dans le gaz. Les électrons dérivent vers l'anode et les ions plus lentement vers la cathode. La grille de Frisch masque à l'anode le mouvement des électrons entre la cathode et la grille. Le signal n'est obtenu que lorsque les électrons franchissent la grille. Il est alors rapide, proportionnel à la perte d'énergie des ions dans le gaz et indépendant de la position de création.

Le signal est envoyé sur un préamplificateur de charge, ensuite il passe par un amplificateur qui augmente le gain et effectue aussi la mise en forme, puis un convertisseur analogique digital (ADC) code le signal résultant.

2.8 La mesure de la rigidité magnétique.

La trajectoire d'un fragment dans un spectromètre est définie par un ensemble de cinq variables: Les positions et angles transverses à la direction de mouvement, x, y, θ, ϕ, et la variation relative de la rigidité magnétique par rapport à celle du noyau centré, $B\rho_0$, qui s'écrit comme $\delta B\rho = \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho}$, le signe de $\delta B\rho$ peut être positif ou négatif selon que la rigidité magnétique du fragment est plus grande ou plus petite que celle du noyau centré. Au premier ordre l'équation du mouvement ne dépend que linéairement de ces variables, et l'évolution pour la coordonnée transverse x, du point cible au plan focal S2, s'exprime par

$$x_2 = (x|x')_{02}x_0 + (x|\delta B\rho')_{02}\delta B\rho_{02} + (x|\theta')_{02}\theta_0 \tag{2.9}$$

Où les valeurs entre parenthèses sont les éléments de la matrice de transfert optique. Les variables avec des primes représentent les coordonnées au point cible. Il faut souligner que le terme en angle $(x|\theta')_{02}$ s'annule quand S2 est bien le plan focal. Si l'on suppose aussi que le faisceau est ponctuel, $x_0 = 0$, la relation 2.9 devient

$$x_2 = (x|\delta B\rho)_{02}\delta B\rho_{02} \tag{2.10}$$

Le facteur de proportionnalité entre la position au plan focal S2 et la variation en rigidité magnétique par rapport à la valeur du noyau centré sur l'axe optique est communément appelée dispersion D_2. Sa valeur représente le déplacement dans la direction horizontale lorsque le $B\rho$ varie de 1 %. Si l'on reprend donc la notation de l'équation 2.4 pour une même charge q.

$$x_2 = D_2 \, \frac{(p - p_0)}{p_0} \tag{2.11}$$

L'évolution complète de S2 à S4 est donnée par,

$$x_4 = (x|x')_{24}x_2 + (x|\delta B\rho')_{24}\delta B\rho_{24} + (x|\theta')_{24}\theta_2 \tag{2.12}$$

$(x|\delta B\rho)_{24}$ est la dispersion D_4 de la seconde section du spectromètre et $(x|x')_{24}$ l'extension transverse de la distribution en position d'un isotope du plan focal S2 à S4, connue comme magnification V_4 du système. Le terme en angle $(x|\theta')_{24}$ est égal à zéro quand S4 est le plan focal.

L'équation 2.12 peut être réécrite sous la forme

$$x_4 = V_4 x_2 + D_4\delta B\rho_{24} = V_4 D_2 \delta B\rho_{02} + D_4 \delta B\rho_{24} \tag{2.13}$$

où l'on retrouve la condition d'achromatisme $x_4 = 0$, si les impulsions ne changent pas entre les deux parties du spectromètre.

L'équation de la rigidité magnétique d'un noyau passant de S2 à S4, peut être obtenue de 2.13

$$B\rho_{24} = B\rho_0 \left(1 - \frac{x_4 - V_4.x_2}{D_4}\right) \tag{2.14}$$

où les positions x_2 et x_4 ont été mesurées à l'aide de deux scintillateurs situés aux plans images. V_4 s'obtient directement par la condition 2.2, les valeurs de D_2 et D_4 ont été mesurés expérimentalement. $B\rho_0$ est la rigidité magnétique de la trajectoire centrale, elle a été déterminée à partir des valeurs des rayons de courbure et des champs magnétiques des dipôles. Cette équation n'est valable que si les détecteurs qui font les mesures des positions, sont situés aux plans focaux. Pour le scintillateur à S2 cette condition est remplie alors que la position à S4 est mesurée un peu plus loin de la vraie localisation du plan image. Il a été donc nécessaire de corriger la valeur expérimentale de x_4.

2.8.1 Les chambres multifils

Deux chambres multifils séparées de 4 m (voir figure 2.4) ont été placées à la sortie du spectromètre afin de calculer l'angle d'émergence des fragments de fission par rapport à la trajectoire centrale. La mesure des angles permet de déterminer la position exacte du plan focal. Elles sont composées de deux plans de fils cathodes, perpendiculaires entre eux, pour mesurer les positions horizontale et verticale (X,Y) et un plan de fil d'anode incliné à 45^o. Le gaz utilisé est un mélange d'argon, CO_2 et d'alcool à pression atmosphérique.

Les électrons créés par le passage d'une particule chargée dérivent vers le fil d'anode le plus proche de la trajectoire. L'avalanche produite au voisinage du fil anode induit le signal sur les plans de cathodes. Chaque fil des plans de cathodes est relié à une ligne à retard, ce qui permet au courant induit de se propager de chaque côté le long de la ligne. Deux discriminateurs à fraction constante (CFD), connectés à chaque bout de la ligne, assurent la prise de temps sur le signal ainsi que la réjection du bruit. Les signaux résultants constituent le "stop" d'un convertisseur numérique de temps "TDC" alors que le "start" est donné par le scintillateur à S4, la différence entre les deux temps d'arrivée fournira une mesure de la position.

Une description plus détaillé de leur principe de fonctionnement et de leurs caractéristiques peut être trouvée en ([70], [95]).

La résolution en position est de l'ordre de 2 mm, et l'efficacité dans la gamme de charges analysées atteint 99%.

2.8.2 Les scintillateurs

Les scintillateurs placés à S2 et S4 fourniront les mesures de position nécessaires dans le but de déterminer les rigidités magnétiques des ions dans le plan focal intermédiaire et final. La largeur du scintillateur à S2 est suffisante pour couvrir tout le plan focal.

La mesure de position est calculée à partir de la différence de temps d'arrivée entre les signaux de propagation droit et gauche, dans un même scintillateur. Le traitement électronique du signal a été déjà décrit auparavant pour la mesure du temps de vol. La résolution en position est d'environ 4 mm. On notera que la chambre multifils a été préférée pour la mesure de la position au lieu du scintillateur à S4.

2.9 Acceptance en impulsion et angulaire.

L'acceptance en impulsion d'un spectromètre est limitée par des contraintes géométriques et par l'optique ionique, pour le FRS elle vaut $\Delta p/p \pm 1.5$ %. L'acceptance angulaire est liée à l'ouverture angulaire totale du spectromètre qui est de 30 mrad.

Dans cette section nous comparerons les valeurs de l'acceptance en impulsion et en angle qui caractérisent le FRS avec les valeurs de la distribution en impulsion et de la distribution en angle d'émission des fragments de fission produits.

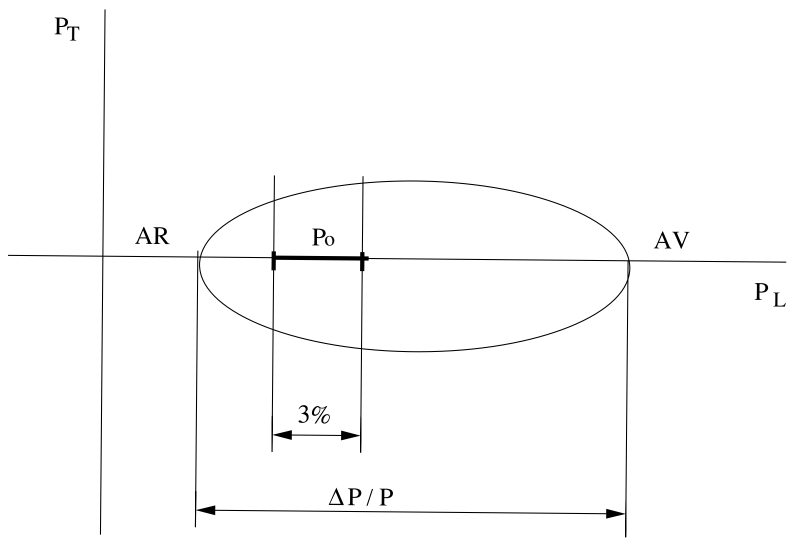


Figure 2.8: *Représentation schématique de l'acceptance en impulsion imposée par le spectromètre, marqué par $\Delta p_0/p_0$ pour un isotope donné avec une distribution en impulsion .*

* **Acceptance en impulsion**

Les impulsions des fragments de fission, sont donnés par la physique de la réaction nucléaire. Les deux fragmenst sont émis à 180^o l'un de l'autre dans le système du noyau fissionnant avec une impulsion correspondant à leur répulsion coulombienne. Leur distribution forme une sphère diffuse à cause des fluctuations sur la nature des fragments et des évaporations de particules légères. Du fait de la grande vitesse du noyau fissionnant, ces deux fragments se répartissant sur un ellipsoïde dans le laboratoire. Ceci est illustré sur la figure 2.8. L'écart maximal en impulsion correspond au cas où un fragment est émis en avant ou en arrière du noyau fissionnant (AV et AR sur la figure 2.8). Cet écart est représenté sur le tableau 2.2 pour trois isotopes dans la gamme de charges analysées. Les effets d'élargissement de la sphère ont été négligés.

Nous savons que par conservation de l'impulsion, plus le noyau est lourd plus sa vitesse est faible, et en conséquence l'écart en impulsion diminue lorsque la charge augmente.

Z	**A**	$\frac{\Delta p}{p}$ (%)
28	63	15
41	98	10
50	117	8

Tableau 2.2: *Largeurs maximales des distributions en impulsion pour trois isotopes dans le système du laboratoire.*

D'après ce qu'on observe sur le tableau 2.2, la largeur de la distribution d'impulsion entre le noyau plus léger et le plus lourd varie de 15 à 8 %, c'est à dire entre 5 et 3 fois plus que l'acceptance en impulsion du FRS. En raison de cette limitation en impulsion, il faudra alors plusieurs réglages des champs magnétiques pour couvrir complètement la distribution en impulsion d'un fragment de fission donné. La figure 2.8 illustre cet effet. De plus, les deux fragments ne pourront pas être détectés simultanément.

* **Acceptance en angle**

Estimons maintenant l'ordre de grandeur de la coupure introduite par l'acceptance en angle du spectromètre. L'angle maximal d'émission d'un isotope de fission, θ_{max}, dans le système du laboratoire est donné par la relation

$$\theta_{max} \simeq \frac{\beta_f}{\gamma_0\beta_0} \tag{2.15}$$

où β_f est la vitesse réduite relativiste du fragment de fission, et $\gamma_0\beta_0$ sont les paramètres relativistes liés à la vitesse du système émetteur dans le système du laboratoire. L'angle maximal d'émission vaut $\pm$ 25 mrad pour Z=50, et peut valoir jusqu'à $\pm$ 48 mrad pour les noyaux plus légers Z=28, alors que l'ouverture angulaire du FRS est $\pm$ 15 mrad.

Z	**A**	$\pm\ \theta_{max}$(mrad)
28	63	48
41	98	34
50	110	25

Tableau 2.3: *Angle maximal d'émission dans le système du laboratoire déduit des données.*

A ce titre, seulement les noyaux émis à l'avant et à l'arrière du noyau fissionnant pourront être mesurés, comme l'illustre la figure 2.9. La transmission de certains isotopes de produits de fission se verra limitée à des facteurs toujours inférieurs à 40 %, et peut atteindre dans le cas le plus défavorable des valeurs de l'ordre de 2.5%. Il faut aussi souligner que la transmission est d'autant plus faible que l'énergie du projectile incident diminue.

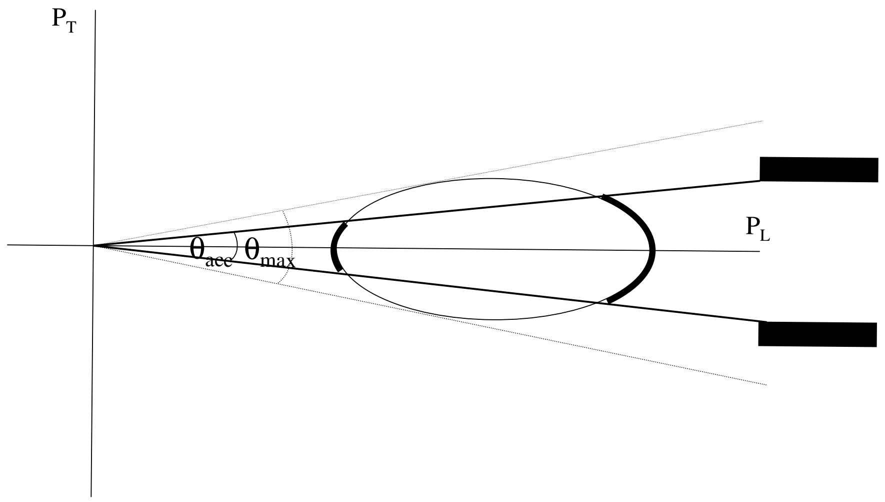


Figure 2.9: *Représentation schématique de la limite en acceptance angulaire. θ_{max} représente l'angle maximal d'émission d'un noyau de fission et θ_{acc} correspond à l'acceptance angulaire du spectromètre.*

Bien que cette coupure nuise à la transmission, la séparation précise en deux composantes avant et arrière va permettre comme nous le verrons plus loin de signer le mécanisme de production (fission ou fragmentation).

2.10 Sélection des réglages en $B\rho$

La sélection d'isotopes qui passent dans un réglage donné du spectromètre se fait en deux étapes:

- **Première sélection.**

  Pendant la première étape, la première section du spectromètre sélectionne des ions avec des rigidités magnétiques, dans l'acceptance du spectromètre $\delta B\rho \simeq \pm 1.5$ %.

$$(B\rho)_{02} = 3.105 \frac{A}{Z} (\beta\gamma)_{02} \tag{2.16}$$

  La relation 2.16, exprimée en Tm, indique que la transmission sera limitée aux fragments de fission dont le produit d'A/Z et de $(\beta\gamma)_{02}$ sera proche de celui du noyau centré. En raison de la largeur de la distribution en vitesse des résidus de fission, plusieurs combinaisons de ces deux variables sont possibles et en conséquence un grand nombre des noyaux sera transmis dans un seul réglage du FRS.

  Sur la carte des noyaux, cette première sélection se traduit par deux droites correspondant chacune à la valeur maximum et minimum du $B\rho$, autour de celle du noyau de référence, données par l'acceptance du spectromètre (voir figure 2.10).

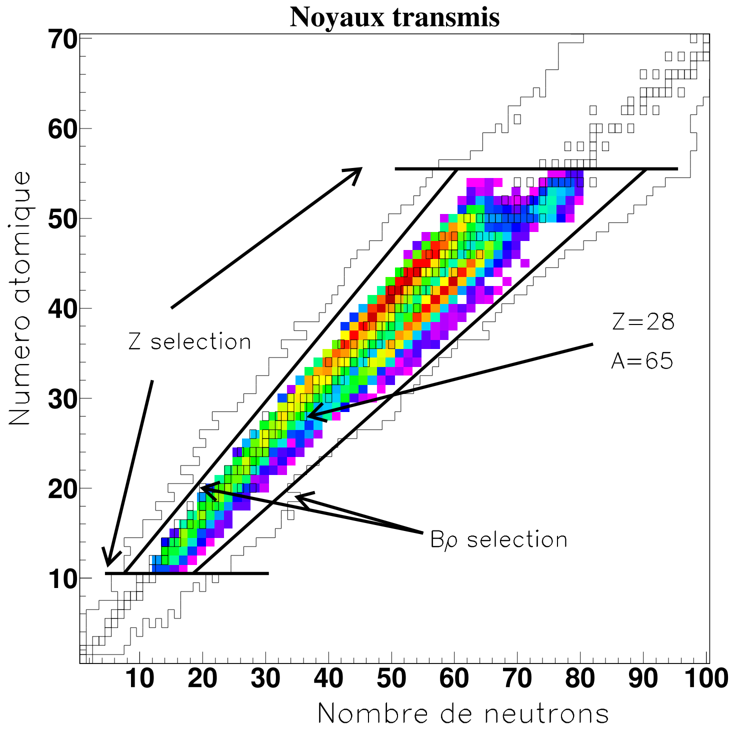


Figure 2.10: *Noyaux transmis dans un réglage du spectromètre centré sur l'isotope $Z = 28$, $A = 65$ (carrés noirs), les noyaux stables sont représentés par des carrés vides. Les limites de stabilité des noyaux sont réprésentées pas les lignes fines. Les différentes sélections du spectromètre sont aussi indiquées.*

Le fait qu'il est nécessaire de ne pas excéder des taux de comptage plus grands que 10^5 Hz sur le scintillateur à S2, va engendrer des coupures supplémentaires dans certains cas. En effet, ni le faisceau direct ni ses états de charge ne doivent traverser la détection. Cela est evité par l'introduction de fentes dans le spectromètre qui bloquent ce faisceau et ses états de charge. Ceci crée un certain nombre de limitations. Premièrement, les sections efficaces des résidus de fission avec la même combinaison d'A/Z et de $(\beta\gamma)_{02}$ que celle du projectile ne pourront pas être mesurées. Deuxièmement, certaines distributions en vitesses seront coupées à cause de la région en $B\rho$ manquante.

La première section du spectromètre a aussi la propriété de séparer spatialement les fragments suivant leur rapport A/Z avec une résolution déterminée par la largeur de leur distribution en vitesse. Pour les résidus d'évaporation avec des masses plus proches de celle du projectile, cette distribution est suffisamment étroite et une séparation spatiale à S2 est donc possible. Cependant ce n'est pas le cas pour la fission. D'après ce qui a été mentionné dans la section 2.9, cette distribution est même plus large que l'acceptance en impulsion et aucune séparation spatiale n'est donc possible.

- **Seconde sélection.**

  La deuxième section du spectromètre produit une nouvelle sélection en charge due au scintillateur à S2. Pour une même combinaison d'A/Z et de $(\beta\gamma)_{02}$, plusieurs noyaux contribuent. Puisque le pouvoir d'arrêt varie selon $Z^2.f(v)$, la vitesse des fragments après le scintillateur sera essentiellement une fonction de la charge. Ceci produit un spectre beaucoup plus large des valeurs en rigidité magnétique. Les dipôles de la seconde section à leur tour défléchissent les ions en fonction de la nouvelle valeur de $B\rho$. Certains isotopes ayant alors des $B\rho$ en dehors de l'acceptance seront donc rejetés par la seconde section du FRS. Ces coupures sont tracées approximativement sur la figure 2.10, on observe l'effet de ces deux sélections en rigidité magnétique pour un réglage donné centré sur un isotope du nickel. Deux groupes de mesures avec des réglages centrés sur deux noyaux différents, un plus lourd (Ru, Z=44) et l'autre plus léger (Ni, Z=28) ont été effectuées dans cette expérience de manière à couvrir entièrement la production des noyaux de fission. Il faut remarquer que la deuxième sélection dépend de l'épaisseur traversée à S2. Dans notre cas, de l'ordre de 47 charges depuis le (Mg, Z=12) jusqu'au (Pr, Z=59) sont transmises dans un réglage donné, une mesure simultanée de 240 isotopes approximativement est donc possible.

2.11 Acquisition

Le scintillateur plastique situé au dernier plan focal S4 assure la fonction de déclencheur de l'acquisition.

Le système d'acquisition standard du FRS est basée sur 3 processeurs placés dans un chassis VME. Ils fonctionnent dans le système multi-branches (MBS), [96] développé au GSI, sous le système d'exploitation Lynx. Un des processeurs a une fonction de maître, il contrôle le serveur de données et collecte toute l'information venant des autres processeurs appelés esclaves. Ceux-ci lisent les différents modules situés dans les châssis CAMAC. Les signaux électroniques issus des détecteurs arrivent dans ces modules (ADC, TDC, échelles), où ils sont transformés en valeurs numériques. Pour un événement 64 paramètres sont nécessaires pour acquérir toute l'information de l'électronique associée aux détecteurs utilisés.

Les critères de sélection déterminent le taux de comptage qui parviendra à chaque plan focal. L'intensité du faisceau est adaptée suivant l'ordre de grandeur des sections efficaces mesurées pour un réglage donné. Typiquement, pour une intensité du faisceau de 10^7 particules/paquet, le nombre d'événements qui atteignent S2 est d'environ 10^5 Hz, la section

FREE	LAM	SEETRAM	SPILL	HZ	MHZ1	MHZ2
ICD	IC1	IC2				
MW41R	MW41L	MW41O	MW41U			
MW42R	MW42L	MW42O	MW42U			
SC41O	SC41U	SC41L	SC41R	SC41LR	SC41OU	SC41LU
SC21L	SC21R	SC21LR				
SC21L41	SC21R41					
MUSIC1T1	MUSIC1T2	MUSIC4T1	MUSIC4T2			
MUSIC1E1	MUSIC1E2	MUSIC1E3	MUSIC1E4			
MUSIC4E1	MUSIC4E2	MUSIC4E3	MUSIC4E4			
MUSIC2E1	MUSIC2E2	MUSIC2E3	MUSIC2E4			
MUSIC3E1	MUSIC3E2	MUSIC3E3	MUSIC3E4			
MUSIC1TE	MUSIC1PR	PATTERN				

Tableau 2.4: *Tableau de paramètres lus pour chaque événement. Les paramètres du premier rang correspondent aux échelles, ceux du deuxième sont liés à la chambre à ionisation utilisée pendant la calibration du détecteur d'intensité, le troisième et quatrième rang représentent les variables qui nous fournissent l'information sur les mesures de position des chambres multifils, les variables du cinquième et sixième rang enregistrent l'information sur les mesures de position dans les scintillateurs, le septième correspond à la mesure du temps de vol, le huitième enregistre l'information sur les temps de dérive dans les MUSICS, les quatre suivants sont les variables associées à la mesure de la perte d'énergie dans chaque chambre à ionisation et le dernier nous fourni l'information sur la température et la pression du gaz à l'intérieur de la chambre.*

suivante fait un second tri et le taux final est de 10^3 Hz. Le temps mort de l'acquisition est de l'ordre de la milliseconde, alors une mesure événement par événement peut être réalisée.

Chapitre 3

Analyse des données.

L'objectif de l'analyse est la détermination des sections efficaces de production des fragments de fission ainsi que leurs distributions en vitesse. Dans ce chapitre nous présentons la procédure de transformation des signaux bruts mesurés en grandeurs physiques.

Les expériences concernant les réactions de spallation sur des ions lourds entreprises jusqu'à présent par notre collaboration avaient toujours été réalisées à des énergies autour de 800-1000 MeV. L'expérience à 500 MeV est la première faite à si basse énergie auprès du FRS. La particularité de l'analyse des données de la réaction à 500 MeV réside dans la présence d'effets inattendus dans la réponse des détecteurs. A cette énergie, la perte d'énergie dans les chambres à ionisation (MUSIC) présente une dépendance en masse. De plus, un mauvais fonctionnement des discriminateurs liés à la mesure de la position et du temps de vol a rendu l'analyse très délicate. La tâche la plus compliquée a été d'identifier les problèmes et de les résoudre. Nous avons donc utilisé plusieurs méthodes indépendantes à chaque pas de l'analyse pour vérifier l'identification en masse et charge des fragments de fission.

Le chapitre peut-être divisé en plusieurs parties qui correspondent aux différents niveaux de l'analyse.

- La première section est consacrée à l'identification en Z et en A des produits de la réaction.

- La reconstruction en vitesse à partir des différents réglages est ensuite présentée dans la section 3.2.1. ainsi que la soustraction de la contribution due au conteneur de titane+mylar qui entoure la cible la SEETRAM et la fenêtre de vide.

- Le calcul des sections efficaces avec les diverses corrections à appliquer (réactions secondaires, états de charge,..., etc) est décrit en détail dans la partie 3.3.2. Les incertitudes associées à chaque pas de l'analyse ainsi que les erreurs systématiques sont discutées au paragraphe 3.4.

L'analyse des données constitue de loin, la partie la plus délicate de ce travail et elle a demandé une attention toute spéciale. Dans la section 2.10 nous avions déjà signalé que deux groupes de réglages, un centré sur le nickel et l'autre sur le ruthénium, avaient été utilisés dans le but de couvrir toute la région de fission. Une analyse complète et indépendante de ces deux groupes a été réalisée afin de vérifier la cohérence des résultats finaux. Les deux analyses sont présentées dans la section 3.5.

3.1 Identification.

Un noyau est identifié lorsque sa valeur de A et Z est bien déterminée. L'identification en charge nucléaire passe par deux étapes: Dans la première, un ensemble de corrections est nécessaire afin d'obtenir un "redressement" de la fonction $\Delta E = f(Z)$. Ces corrections sont en fait une commodité qui permet de séparer les différents Z par des lignes droites au lieu d'avoir à tracer des contours à 2 dimensions. Dans la seconde étape, l'étalonnage des différentes mesures à partir des réglages de référence permet d'attribuer une valeur de Z à l'événement détecté. Pour la masse, on procède de la même façon: on corrige la fonction A/q de ses différentes dépendances puis on effectue un étalonnage absolu en masse.

3.1.1 Corrections appliquées à la mesure de la perte d'énergie.

L'information sur la charge est fournie par la mesure de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation. D'après la formule de Bethe-Bloch, cette perte d'énergie peut s'exprimer au premier ordre par:

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}.f(v) \tag{3.1}$$

Où Z représente la charge du noyau incident, et v sa vitesse.

Cependant, la perte d'énergie mesurée varie aussi avec la position à S4 à cause des effets de recombinaison des électrons dans le gaz qui dépendent de la position d'interaction dans les chambres à ionisation. Donc:

$$\Delta E_{mes} \propto f\left(Z, v, x_4\right) \tag{3.2}$$

Afin d'obtenir une séparation en charge facile toute dépendance autre qu'en Z devra être éliminée.

* **Correction de la dépendance en position.**

En raison de la recombinaison des électrons dans le gaz, la perte d'énergie d'un ion donné dépend de sa position d'entrée dans la chambre. Pour un même type d'ion, les noyaux qui traversent le détecteur au plus proche de l'anode produiront une charge collectée plus importante que ceux qui interagissent plus loin. Cette dépendance en position a été évaluée expérimentalement en isolant une seule charge avec une vitesse définie et en lui faisant parcourir toute la gamme en position. Pour cela, le faisceau a été donc défocalisé à S4 et on a fait varier les champs magnétiques de la deuxième partie du spectromètre de manière à couvrir la surface active du détecteur. La perte d'énergie corrigée s'obtient de la relation

$$\Delta E_{cor} = \Delta E_{mes}.f_{cor}(x4) \tag{3.3}$$

où le facteur de correction appliqué, $f_{cor}(x4)$, a été ajusté par un polynôme du quatrième degré.

* **Correction de la dépendance en vitesse.**

La dépendance en vitesse est une conséquence naturelle de la formule de la perte d'énergie. Elle a été estimée théoriquement à l'aide du programme AMADEUS [90]. Nous avons calculé la corrélation existante entre la perte d'énergie, ΔE, dans les quatre chambres et la vitesse de l'ion incident. Il faut souligner que les noyaux de fission ont une plage très large en vitesse et donc la dépendance est très importante.

La perte d'énergie corrigée en vitesse est donnée par

$$\Delta E^{'}_{cor} = \Delta E_{cor} f^{'}_{cor}(v) \tag{3.4}$$

où le facteur de correction en vitesse appliqué, $f^{'}_{cor}$, est un polynôme du troisième degré. Nous avons supposé que les dépendances en position et en vitesse sont indépendantes l'une de l'autre et donc que leur factorisation est justifiée.

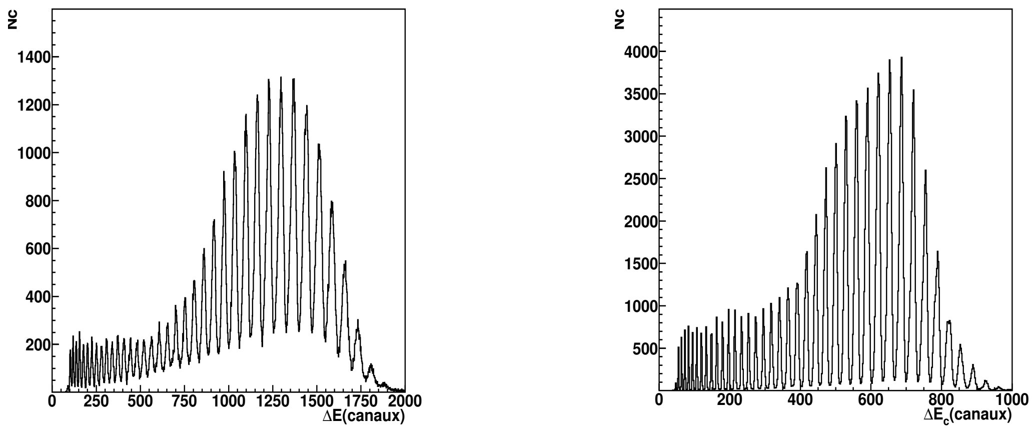


Figure 3.1: *A gauche le spectre en perte d'énergie sans correction pour un réglage centré sur* $^{63.7}Ni$*, à droite le même spectre après corrections.*

La figure 3.1 montre les effets de la correction en position et en vitesse sur la séparation en charge. On observe l'excellente "résolution" atteinte après avoir corrigé les corrélations de la perte d'énergie avec la position et la vitesse. Le rapport pic sur fond a été amélioré d'un facteur 6. L'incertitude sur le nombre de coups associés à une charge donnée est de 1 %.

3.1.2 Etalonnage absolu en charge.

L'étalonnage en charge a pour but d'attribuer à chaque pic en ΔE une valeur de Z. Pour le groupe de réglages centrés sur le nickel, l'étalonnage a été réalisé grâce à quatre réglages successifs permettant de se caler sur le Z du faisceau. Le premier réglage de référence a été centré sur ^{208}Pb, le deuxième, sur un noyau intermédiaire ^{167}Tm, qui laisse passer des isotopes du plomb jusqu'aux charges élevées des produits de fission, et le troisième sur $^{61.0}Ni$. L'étalonnage est fait par superposition des spectres en perte d'énergie des trois réglages et en comptant les Z depuis le faisceau jusqu'aux noyaux les plus légers de fission. Ensuite, comme le gain et les seuils de l'électronique des chambres à ionisation optimaux pour la mesure des grands Z ou pour les fragments de fission ne sont pas les mêmes, on effectue une mesure avec le même réglage des aimants centré sur $^{61.0}Ni$ dans les nouvelles conditions d'électronique adaptées aux fragments de fission.

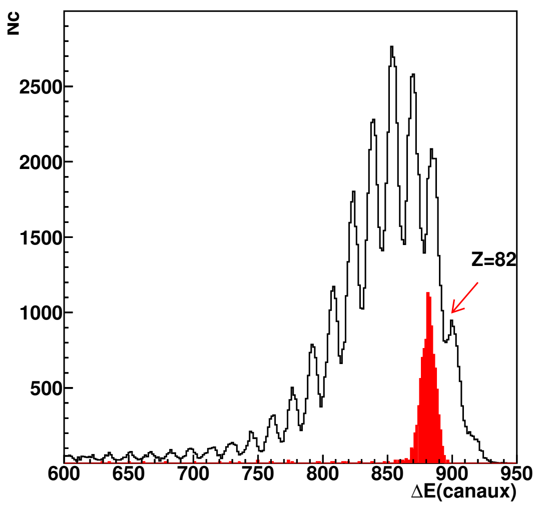


Figure 3.2: *En noir, pic correspondant à la perte d'énergie du faisceau. L'histogramme vide correspond au spectre en perte d'énergie du réglage centré sur le* ^{167}Tm.

La figure 3.2 montre le spectre en perte d'énergie du faisceau, en noir, superposé à celui du réglage centré sur le ^{167}Tm, en vide. Des effets inattendus sur le comportement de la perte d'énergie totale intégrée le long de l'épaisseur traversée, d'environ 2.5 m, ont provoqué un décalage dans le signal de la perte d'énergie. Il faut remarquer que l'utilisation de quatre chambres était nécessaire pour avoir une résolution suffisante pour les résidus d'évaporation les plus lourds. Prenons deux noyaux de même charge un plus lourd et l'autre plus léger ayant tous les deux les mêmes vitesses initiales. Lors de la traversée d'une couche d'épaisseur différentielle dx, la perte d'énergie, dE, est au premier ordre la même. Cependant la variation en vitesse subie dans l'épaisseur dx qui s'exprime par dv=dE/A dépend de la masse. Dans la couche suivante dx_1, la vitesse à l'entrée pour le noyau lourd est plus grande et en conséquence la perte d'énergie sera plus faible et ainsi de suite le long des quatre chambres à ionisation.

	Réglages de résidus d'évaporation [4]	Réglages d'étalonnage cas fig 3.2	Réglages d'étalonnage cas décalage de 1 Z à gauche
$\frac{Y(82,198)}{Y(83,201)}$	5.0 ± 0.75	6.1 ± 0.75	1.63 ± 0.24

Tableau 3.1: *Rapport entre le taux de production de l'isotope (Z=82, A=198) et celui de l'isotope voisin, (Z=83, A=201), qui traverse le spectromètre dans le réglage centré sur le ^{167}Tm. L'incertitude indiquée ne tient compte que de l'erreur statistique.*

Dans l'analyse des résidus d'évaporation, noyaux dans la gamme de charges des réglages de référence, ce décalage a été aussi observé [4]. Il a été montré, (voir [97]), que la perte d'énergie totale dans les quatre chambres dépend aussi de la masse du noyau incident et donc le dépôt en énergie dans le détecteur est d'autant plus important que la masse est légère. L'isotope du plomb qui traverse le FRS dans le réglage centré sur le ^{167}Tm a une masse, A=198, 10 unités inférieures à celle du faisceau. Cette différence en masse donne lieu à un décalage en perte d'énergie d'une unité de charge. Ainsi, le pic de référence, Z=82, correspond au pic qui est centré sur $\Delta E = 908.4$

D'autres arguments indépendants de la perte d'énergie corroborent ce choix. Il est très peu probable de produire un fragment de charge Z=84 sur l'hydrogène et ce n'est seulement qu'après une réaction sur un corps plus lourd, par exemple les fenêtres de la cible qu'on peut le former. Cette contribution est très faible (voir plus loin cible vide). Le taux de production du noyau Z=83 doit aussi rester très minoritaire. Il est ainsi logique de faire le choix indiqué sur la figure 3.2. De plus, le rapport entre la production de l'isotope du plomb Z=82, (Z=82, A=198), et celle de l'isotope, (Z=83, A=201), qui est détecté dans le réglage centré sur le ^{167}Tm a été mesuré et comparé à la valeur obtenue dans l'analyse des résidus d'évaporation. On observe sur le tableau 3.1, en comparant la première et la deuxième colonne, que le choix fait sur la figure 3.2 pour le Z=82, donne des rapports, comparables, aux barres d'erreurs près, aux résultats obtenus dans l'analyse d'évaporation. Tandis que pour le cas d'un décalage d'une unité de Z, troisième colonne, le rapport est largement en dehors des erreurs. Nous avons donc adopté l'hypothèse indiquée sur la figure 3.2.

Cas des réglages du nickel.

Lorsque l'électronique a été changée, une nouvelle identification doit être faite. Dans cette section nous présentons trois méthodes indépendantes qui nous permettront d'aboutir à une identification en charge sans ambiguïté.

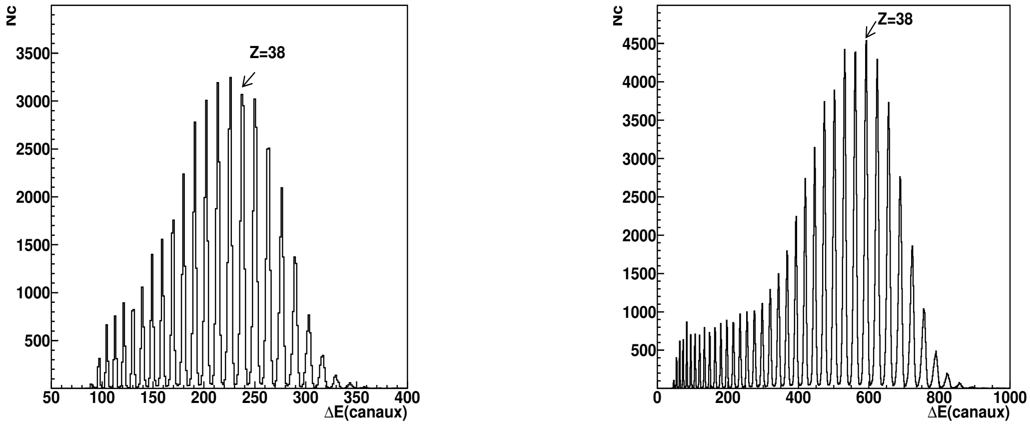


Figure 3.3: *A gauche, le spectre en perte d'énergie d'un réglage centré sur* $^{61.0}Ni$ *avant le changement d'électronique et à droite le même spectre mesuré après le changement.*

- <u>Méthode du rapport des intensités.</u>

Elle est basée sur l'hypothèse que le taux relatif de production doit être le même pour les deux réglages, pourvu que le pic de référence soit le même dans les deux cas. La figure 3.3 montre la perte d'énergie pour les deux réglages centrés sur le même noyau $^{61.0}Ni$, avant et après le changement d'électronique, l'échelle n'est pas la même due à la différence des gains, et on voit apparaître des charges plus légères puisque les seuils sont plus bas. A partir de l'étalonnage précédant on a attribué au pic centré sur ΔE =238 canaux, la valeur Z=38, sur la figure de gauche. A partir de la similitude des deux spectres à grand ΔE et en comptant les pics sur la figure de droite, on est amené à faire l'hypothèse que le pic avec une perte d'énergie moyenne de ΔE =592 canaux correspond à Z=38.

Afin de vérifier ce choix de façon plus quantitative, les spectres avant et après le changement d'électronique ont été normalisés à l'intensité du pic dit Z=38 dans chacun. Le rapport des intensités entre les deux réglages est représenté sur la figure 3.4, à gauche, en fonction de la charge. On observe qu'il reste constant autour d'une valeur proche de un. Si au contraire nous supposons que le pic Z=38 après le changement d'électronique est le pic correspondant à Z=37 ou Z=39 sur la figure 3.3 droite, on obtient respectivement les figures 3.4 droite et centrale sur lesquelles on observe des valeurs de rapports très différentes de 1 et non constantes.

- <u>Méthode des valeurs A/q.</u>

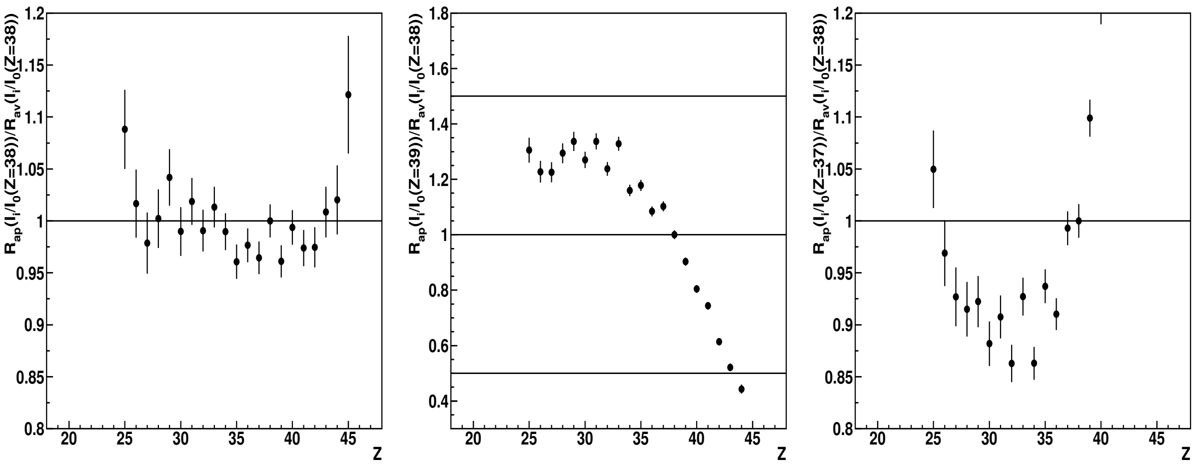


Figure 3.4: *A gauche, le rapport des intensités normalisées à l'intensité du pic Z=38 entre le réglage après le changement d'électronique et celui d'avant en fonction de la charge nucléaire. Au centre le même rapport, quand le réglage mesuré après le changement d'électronique a été normalisé à la charge Z=39. A droite la normalisation à été faite par rapport au pic Z=37. Les barres d'erreur sont associées à l'incertitude statistique.*

La mesure de la perte d'énergie est indépendante de la mesure du rapport A/q, puisque celui-ci est obtenu par une mesure de position et un temps de vol (voir chapitre 2). Sur la matrice montrée sur la figure 3.5, nous avons représenté la charge nucléaire en fonction du rapport A/q. La différence, pour une même charge, entre deux valeurs de A/q voisins est donnée par la distance d.

Deux taches voisines sur une même ligne correspondent à deux isotopes d'un même élément séparés d'une unité de masse. La distance d entre les deux taches peut s'exprimer en prenant q=Z' et A=2Z'+i par:

$$d = \left(\frac{A}{q}\right)_{i+1} - \left(\frac{A}{q}\right)_i = \left(\frac{2Z' + (i+1)}{Z'}\right) - \left(\frac{2Z' + i}{Z'}\right) = \frac{1}{Z'} \tag{3.5}$$

En conséquence, si la charge était bien calibrée par la méthode précédente, l'inverse de d, obtenue sur la figure 3.5, doit être égale à Z. Le rapport 1/d=Z', a été calculé pour certaines charges et pour plusieurs couples de valeurs de A/q. La comparaison avec les résultats obtenus par la première identification, Z'/Z, est montrée sur la figure 3.6.

La rapport, Z'/Z, est proche de l'unité à 3% près. Cet écart a été interprété comme une dépendance résiduelle du temps de vol avec la charge (voir section 3.1.2), en effet on observe aussi sur la figure 3.5 que la ligne A/q=2, qui devrait être parfaitement verticale, ne l'est pas. De plus, aucun point avec son incertitude associée n'atteint les valeurs Z'=Z+1, ou Z'=Z-1 qui signifierait une erreur d'une unité de charge. On peut donc conclure que cette méthode confirme l'identification faite avec la précédente.

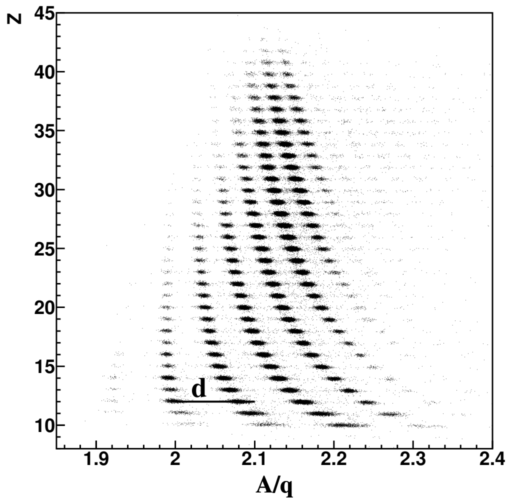


Figure 3.5: *Matrice d'identification Z en fonction de A/q, la distance d entre deux masses voisines est représentée par la ligne en noir.*

- Méthode des chambres multifils.

  La déflection d'un noyau dans le spectromètre ne dépend que de la différence en rigidité magnétique par rapport à la rigidité de la trajectoire centrale. Donc, dans deux réglages centrés sur le même noyau, la position à S4 pour un élément donné doit être la même, si l'électronique des détecteurs de position n'a pas été changée. A partir de ce critère, nous avons comparé à titre d'exemple les positions du pic données par les multifils attribué à Z=28 dans les deux réglages, (voir figure 3.7).

  L'accord entre les positions avant et après le changement d'électronique est excellent. La variation en position à laquelle on est sensible est celle définie par la différence des positions à S4 entre deux noyaux de charges Z et Z=Z+1, ceci vaut pour ce cas environ 15 mm, ce qui est bien en dehors des barres d'erreurs (2 mm), il s'agit donc du même élément dans les deux cas.

En conclusion, étant donné la convergence des différentes méthodes indépendantes utilisées, nous pouvons affirmer que nous avons déterminé l'étalonnage en charge absolu sans ambiguïté.

Cas des réglages centrés sur le ruthénium.

L'identification en charge a été menée de la même façon qu'auparavant sauf que dans ce cas, il n'y a pas d'étalonnage par rapport au faisceau mais par rapport au groupe du nickel. Là encore deux mesures avec deux électroniques différentes ont été effectuées. Nous présentons ci-dessous, les résultats obtenus avec les trois méthodes pour ce cas.

- Méthode du rapport des intensités.

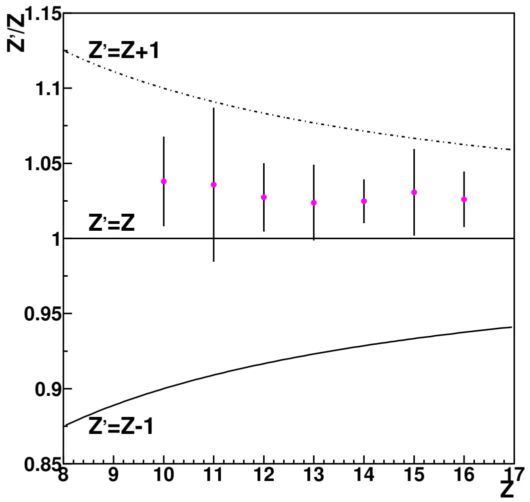


Figure 3.6: *Corrélation entre la valeur Z'/Z moyennée sur les différents couples de valeurs A/q en fonction des valeurs de Z calibrées avec la méthode du rapport des intensités. Les incertitudes proviennent de l'ajustement par une fonction gaussienne fait pour chaque projection de valeur A/q. La droite correspond à Z'=Z et les courbes correspondent à un déplacement de ± une unité en charge.*

A nouveau par reconnaissance des pics, nous avons supposé que le pic centré sur $\Delta E =$ 586 canaux est Z=62, dans le réglage avec l'électronique modifiée à droite sur la figure 3.8.

Le rapport des intensités des pics des deux réglages, normalisées à celle du pic Z=62, est représenté sur la gauche de la figure 3.9. La référence Z=62 a été choisie car les rapports d'intensité sont plus sensibles aux variations de valeurs de Z dans cette région que pour une référence dans le maximum du spectre. Dans le cas du nickel, ceci n'a pas été nécessaire puisque l'intensité au maximun du spectre était déjà très différente de celle du pic voisin. La figure montre aussi le même rapport quand on suppose un décalage de ± 1 Z.

Sur le graphe de gauche, on observe que le rapport entre les intensités des spectres, quand on suppose que le pic de raccordement est Z=62, est constant (à 10% près) le long de toute la gamme en charge analysée. Les graphes central et droit montrent la déviation du rapport lorsqu'on raccorde à $Z = Z \pm 1$. Il faut souligner que l'échelle n'est pas la même. Le choix Z=63 est exclu car le rapport est alors de l'ordre de 1.8. Par contre, il est plus difficile de trancher entre Z=62 et Z=61 même si la forme, moins dépendante de Z, plaide en faveur de Z=62. Nous ne pouvons donc pas déduire une identification définitive par cette seule méthode.

- Méthode des valeurs A/q.

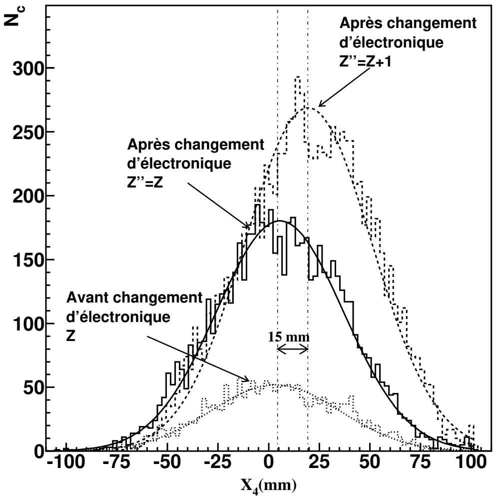


Figure 3.7: *Position à S4 en millimètres, les lignes en noir et pointillées représentent le même noyau Z"=Z=28 après et avant changement d'électronique respectivement, alors que la ligne en tirets représente la position d'un fragment décalé d'une unité de charge après le changement d'électronique.*

L'inverse de la distance entre deux isotopes de masse A et A+1, dans l'intervalle de charges $Z = (25, 31)$, en fonction de la charge étalonnée auparavant est représenté sur la figure 3.10.

L'accord entre la charge déduite de la première méthode et celle qu'on trouve en utilisant la présente méthode dans l'intervalle de charges Z=26-29 est tout à fait satisfaisant. Seulement les points correspondant à Z=25 et Z > 29 pourraient être en désaccord. Sachant que la distance entre deux masses voisines est plus petite lorsque la charge augmente, cette méthode devient donc moins fiable pour les charges les plus élevées. La déviation des deux derniers points montre en effet la limite de la méthode. Les incertitudes ont été obtenues à partir des erreurs associées aux ajustements gaussiens de la projection de la valeur A/q pour une charge donnée. Pour la charge Z=25 notamment, une des charges les plus légères qui soient transmises dans les réglages centrés sur le ruthénium, la statistique était très faible et par conséquent sa barre d'erreur est très grande. Cependant la corrélation existante nous permet de déduire que l'identification est la même avec les deux méthodes.

- Méthode des chambres multifils.

  L'accord entre les positions à S4 pour l'élément dit Z=48 dans chaque réglage est satisfaisant comme le montre la figure 3.11. L'incertitude associée à la valeur moyenne (2 mm) est toujours plus petite que celle produite par le noyau de charge voisine, 6 mm.

Nous pouvons donc affirmer que les deux dernières méthodes permettent de confirmer l'identification en charge, et la première est cohérente avec les résultats obtenues par les deux

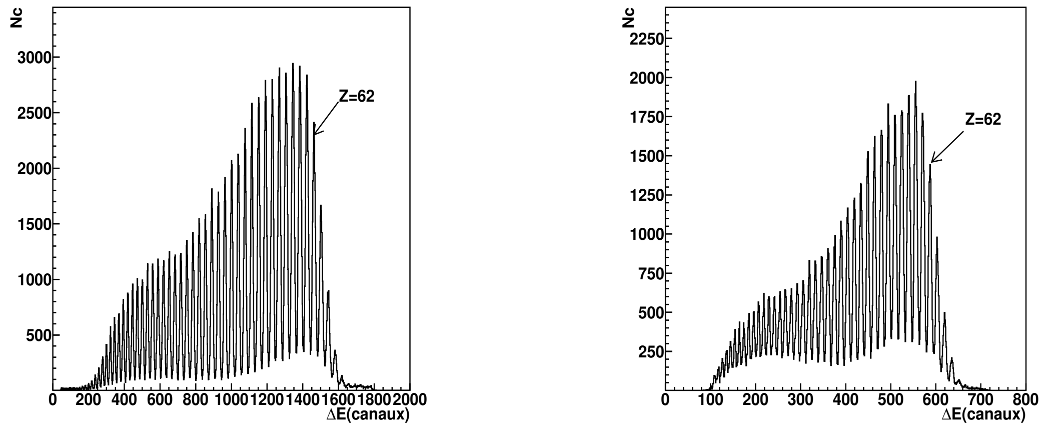


Figure 3.8: *Spectre en perte d'énergie avant, à gauche, et après, à droite, le changement d'électronique, pour un réglage centré sur* ^{102}Ru.

autres.

Conclusion

En conclusion, nous avons utilisé trois méthodes indépendantes pour déterminer l'étalonnage en Z dans les deux groupes de réglages. Nous avons prouvé que les trois méthodes conduisent aux mêmes résultats dans le premier cas. Pour le groupe centré sur les noyaux lourds, l'une des méthodes est peu concluante mais les deux autres permettent une identification sans ambiguïté.

3.1.3 Détermination de la rigidité magnétique.

Rappelons que la rigidité magnétique est obtenue à partir de la mesure des positions des fragments en S2 et S4 d'après l'équation 2.14 réécrite ci-dessous

$$B\rho_{24} = B\rho_0 \left(1 - \frac{x_4 - V_4.x_2}{D_4}\right) \tag{3.6}$$

La mesure de la position à S2 est fournie par un scintillateur, alors que la position à S4 est obtenue à partir d'une chambre multifils. La valeur de la dispersion du spectromètre entre le deuxième et quatrième plan focal, D_4 et de la magnification totale du système V_4 sont mesurées expérimentalement comme nous le verrons par la suite.

* Etalonnage de la position à S4.

La position donnée par les chambres multifils est absolue parce qu'elle est connue par ailleurs par des relevés géométriques. Elle a été prise comme référence pour le reste des étalonnages en position. Rappelons cependant que 3.6 n'est vraie que lorsqu'on se place au plan focal, où la position est indépendante de l'angle d'incidence. Dans notre

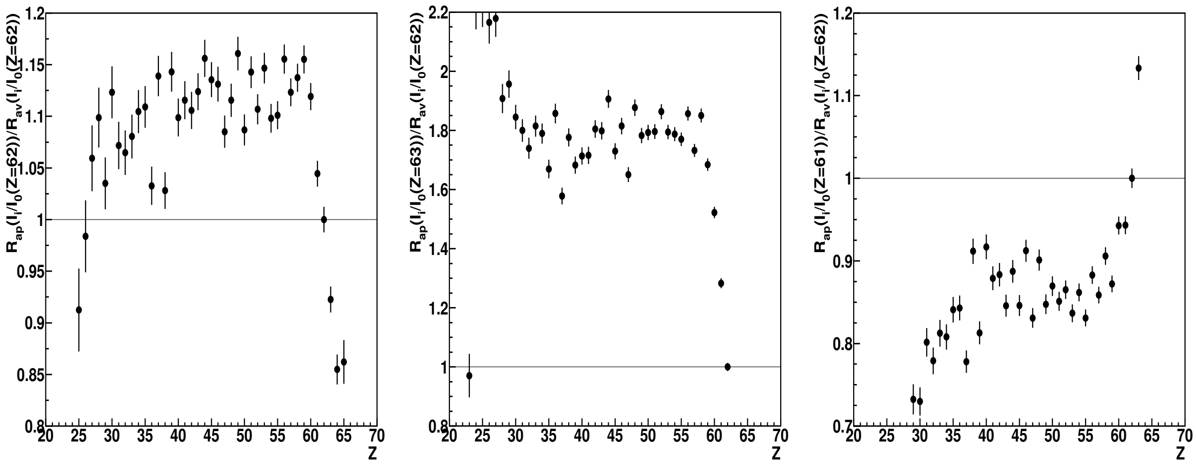


Figure 3.9: *A gauche, le rapport des intensités normalisées à l'intensité du pic Z=62 entre le réglage après et avant le changement d'électronique en fonction de l'identification en charge supposée à partir de la comparaison des spectres de la figure 3.8, au centre le même rapport, dans ce cas le réglage mesuré après le changement d'électronique a été normalisé à la charge Z=63, à droite le spectre a été normalisé à l'intensité du pic Z=61.*

cas, il a été nécessaire d'introduire une dépendance en angle afin de ramener la position horizontale mesurée à la vraie position dans le plan focal. La position au plan focal x_{4pf}, s'exprime en fonction de l'angle θ par

$$x_{4pf} = x_{4mes} + D.tan(\theta) \tag{3.7}$$

x_{4mes} étant la position mesurée par la chambre multifils (MW41), D, la distance entre ce détecteur et la position du plan focal (PF) et, θ, l'angle d'émergence à la sortie du spectromètre. Celui-ci a été déterminé par la différence des positions mesurées avec deux détecteurs, la chambre multifils et un scintillateur (SC4), placés à une distance L, l'un de l'autre. La relation 3.7 est illustrée sur le schéma 3.12 ainsi que la définition des variables.

La distance D est néanmoins une inconnue qui a été déterminée à partir de la définition du plan focal. Nous avons représenté pour un isotope donné, la position mesurée en fonction de l'angle, à gauche sur la figure 3.13 où nous constatons la dépendance angulaire. La distance D est ajustée pour rendre la position calculée par la formule 3.7 indépendante de l'angle. La figure de droite montre x_{4pf} après application de 3.7, la disparition de la corrélation est évidente. Comme nous l'avons déjà souligné (voir section 2.9), la distribution des angles d'émission des fragments de fission est largement supérieure à l'acceptance angulaire du spectromètre. La correction de la position mesurée pour tenir compte de la position réelle du plan focal est ainsi une des plus importantes pour la résolution en masse.

* **Etalonnage de la position à S2.**

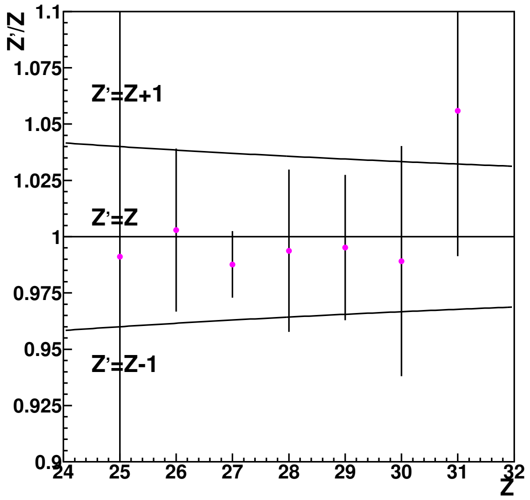


Figure 3.10: *En ordonnée, l'inverse de la distance entre deux masses voisines, Z' divisé par le Z obtenu par la première méthode, et en abscisse la charge nucléaire, Z, obtenue précédement.*

En raison de la largeur des distributions en vitesses des produits de fission, un réglage quelconque de physique couvre toute la surface active du scintillateur à S2, qui vaut 220 mm. Ceci implique que les limites d'un spectre de position doivent correspondre aux bornes du scintillateur, soit ± 110 mm. Sur la figure 3.14, nous avons représenté un spectre bi-dimensionnel de la perte d'énergie, ΔE, en fonction de la réponse en position du scintillateur en canaux, SC2. Alors qu'on attendait des coupures verticales nettes, on observe que la largeur du spectre brut s'élargit pour les charges plus légères.

Cet élargissement a été interprété comme un mauvais réglage du point de passage à zéro du discriminateur à fraction constante. L'intervalle en perte d'énergie des résidus de fission est très large et le discriminateur a été réglé principalement pour les noyaux lourds. Nous avons donc effectué un étalonnage de la position en fonction de la perte d'énergie sous la forme

$$x_2 = a(\Delta E)s_2 + b(\Delta E) \tag{3.8}$$

où a et b dépendent de l'énergie, x_2 représente la position corrigée exprimée en millimètres et s_2 est la position brute en canaux. La détermination des paramètres est obtenue à partir des limites gauche et droite du spectre en position qui correspondent à $x_2 = \pm$ 110 mm. Cependant, pour obtenir la valeur en canaux de ces deux bornes à chaque valeur de la perte d'énergie il a fallu ajuster les extrêmes du spectre par deux fonctions hyperboliques $v_{d,g} = f(x_{2(d,g)})$ qui sont représentées par des courbes sur la figure 3.14, sur les positions extrêmes.

La pente et l'abscisse dans la formule 3.8 s'obtiennent en imposant les conditions aux

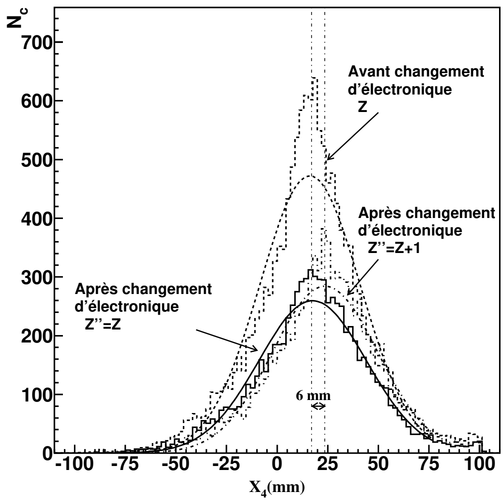


Figure 3.11: *Comparaison des positions à S4 mesurées avec les détecteurs multifils dans les réglages avant et après le changement d'électronique pour l'élément Z=48.*

limites:

$$a(\Delta E) = \frac{220}{\Delta x_2(\Delta E)} \tag{3.9}$$

$$b(\Delta E) = 110 - a(\Delta E) x_{2,d}(\Delta E) \tag{3.10}$$

où $\Delta x_2(\Delta E)$ représente la largeur du spectre brut à chaque valeur de ΔE. Ceci peut être déterminé en inversant les fonctions hyperboliques $v_{d,g}$, et donc $x_{2(d,g)} = g_{d,g}(\Delta E)$. Ainsi, les valeurs de la pente et de l'abscisse 3.9, 3.10 de l'étalonnage sont fixées pour chaque valeur de la perte d'énergie. Le résultat de l'étalonnage en position après avoir corrigé de la dépendance en charge est présenté sur la figure 3.15. Pour le groupe de réglages centrés sur le ruthénium la procédure est la même. La seule différence est que les fonctions utilisées pour l'ajustement (courbes de la figure 3.14) présentent un comportement moins abrupt. Ceci tient au fait que le dépôt d'énergie des noyaux lourds est plus important et que donc les différences en amplitude sont moins visibles.

* Calcul de la dispersion.

La dispersion a été mesurée expérimentalement à partir de la différence en position au plan focal intermédiaire et final entre le faisceau et un autre de ses états de charge.

$$D = \frac{\delta x}{\delta(B\rho)} \tag{3.11}$$

où δx représente l'écart en position de l'état de charge par rapport à la trajectoire du faisceau dans chaque plan focal et $\delta(B\rho)$ la différence entre les rigidités magnétiques du faisceau et celle de l'état de charge. Les valeurs obtenues expérimentalement à chaque plan image S2, S4 sont respectivement $D_4 = 8.1$ et $D_2 = 6.8$ cm/%. La magnification peut être tirée de l'expression (2.2)

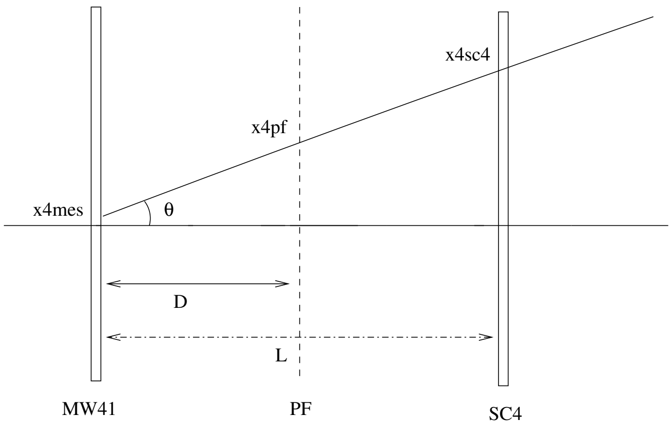


Figure 3.12: *Schéma de la position horizontale dans la zone S4.*

$$V_4 = \frac{-D_4}{D_2} = 1.2 \qquad (3.12)$$

* Calcul de $B\rho_0$.

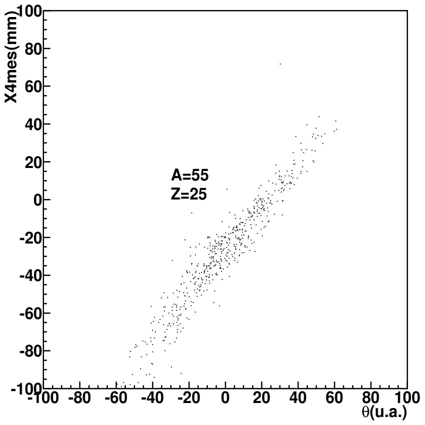
La rigidité magnétique de référence a été déterminée à partir des valeurs des champs magnétiques et les rayons de courbure de chaque dipôle. Les champs magnétiques sont mesurés avec des sondes type Hall, avec une précision d'environ 10^{-4} . Les rayons effectifs, ont été mesurés expérimentalement, en transmettant le faisceau en position centrée en S2 et S4 et en calculant le rapport entre la rigidité magnétique théorique donnée par [90] et les champs magnétiques appliqués pour ce réglage du faisceau.

3.1.4 Détermination de la vitesse.

La vitesse d'un noyau dans la seconde section du spectromètre est donnée par, $v = L/TOF$, où L est la longueur effective de vol, et TOF, le temps de vol entre les scintillateurs placés à S2 et S4. Le déclencheur de l'acquisition étant S4, un retard T_0, a été introduit pour empêcher que le signal "stop" ne parvienne avant le signal "start", et donc le temps de vol mesuré, TOF_m, est lié au temps de vol physique par

$$TOF_m = T_0 - TOF \qquad (3.13)$$

La correspondance canaux-nanosecondes a été établie à l'aide d'un générateur d'impulsions. D'autre part, le temps de vol du faisceau a été mesuré pour des différentes énergies incidentes, obtenues en ralentissant le faisceau dans plusieurs couches de matières de différentes épaisseurs. Ceci permet de déterminer la valeur de L et de T_0.



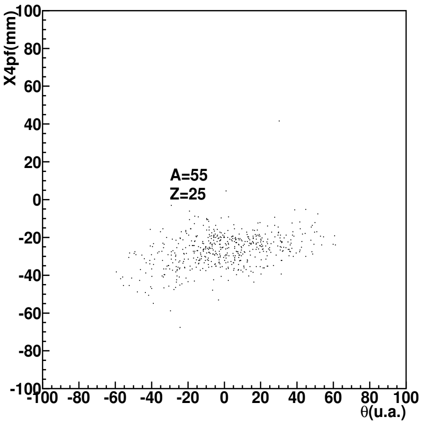


Figure 3.13: *A gauche, dépendance de la position mesurée par la chambre multifils (MW41) avec l'angle, à droite, position horizontale ramenée au plan focal (PF).*

On trouve L$\simeq$ 40 m, et $T_0 \simeq 236$ ns.

3.1.5 Corrections appliquées à la mesure de A/q.

Lorsqu'on connaît la rigidité magnétique et l'impulsion réduite $\beta\gamma = f(v)$, la valeur A/q est obtenue par le rapport entre les deux mesures précédentes.

$$\frac{A}{q} \propto \frac{B\rho}{\beta\gamma} \tag{3.14}$$

Puisque $B\rho$ dépend de x_2, x_4, et θ, et que $\beta\gamma$ est une fonction du temps de vol:

$$\frac{A}{q} = f(x_2, x_4, \theta, TOF) \tag{3.15}$$

A nouveau une amélioration de la séparation en A/q signifie éliminer toutes les dépendances ou au moins celles qui présentent les variations les plus marquées. Sur l'ensemble des matrices de corrélation présentées sur la figure 3.16, on observe que les valeurs des A/q dépendent quadratiquement de la position à S2 tandis que les dépendances vis à vis des autres variables x_4, θ, et TOF, peuvent être considérées comme négligeables pour la résolution requise.

Par la suite on ne tiendra compte que de la corrélation de la valeur de A/q par rapport à la position à S2. La dépendance en position du temps de propagation de la lumière dans le scintillateur ainsi que la saturation du signal dans les photomultiplicateurs sembleraient être à l'origine de ce comportement. En prenant une valeur de A/q définie, nous avons ajusté la courbe par un polynôme de deuxième ordre. Un spectre en masse est montré sur la figure 3.17 avant et après les corrections de la dépendance en position à S2. L'amélioration de la résolution obtenue grâce à cette correction est très faible, en fait elle apporte un simple raffinement de la résolution pour les masses plus lourdes.

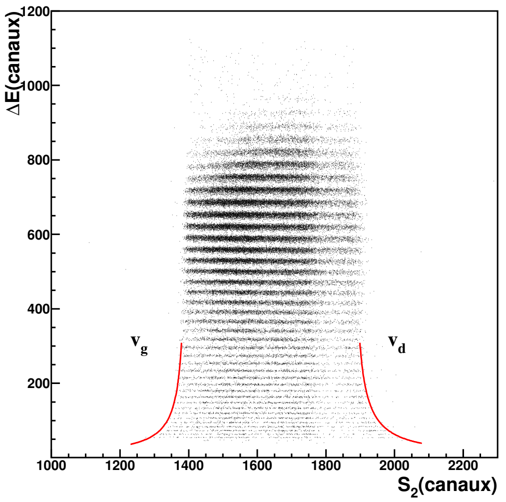


Figure 3.14: *En ordonnée, la perte d'énergie corrigée et en abscisse la position en canaux du scintillateur* S_2. *Les courbes sont les ajustements par des fonctions hyperboliques.*

3.1.6 Etalonnage absolu en masse.

Pour le groupe de réglages centré sur le nickel on peut utiliser la ligne A/q=2, celle-ci n'est présente que dans le groupe centré sur les noyaux les plus légers. Cependant dans la section sur l'identification en Z, nous avions montré que la ligne N=Z n'était pas droite. Des critères supplémentaires sont donc nécessaires afin de choisir sans ambiguïté celle qui nous fournira l'identification. Une forte signature de l'effet pair-impair a été observée dans la distribution des fragments produits dans la réaction ^{56}Fe+p à 1 AGeV [98] ainsi que dans la production des résidus légers dans la réaction de spallation de l'uranium [99]. Ceci veut dire que les noyaux ayant à la fois un nombre pair de protons et neutrons sont favorisés. La projection sur l'axe des masses pour chaque groupe de lignes A/q autour de la valeur 2 est représentée sur la figure 3.18. On observe que la figure centrale est la seule qui porte la signature d'un effet pair-impair et pour les autres cette signature disparaît. Ceci nous a permis de confirmer l'identification en masse utilisant la ligne N=Z grâce à la présence d'un effet pair-impair dans la production des noyaux les plus légers.

Pour le groupe des noyaux lourds, centrés sur le ruthénium, un réglage de référence avec le faisceau a été mesuré. Le retard du temps de vol a été ajusté jusqu'à retrouver la valeur de la masse du faisceau. Puisque nous n'avons pas mesuré de réglagles intermédiaires entre le faisceau et les noyaux lourds, nous avons utilisé la variable A-3Z, qui permet de ramener la valeur de la masse du faisceau et celle des noyaux légers de fission dans un même domaine. La figure 3.19 montre la valeur A-3Z pour les noyaux lourds mesurés dans un réglage centré sur le $^{103.5}Ru$, histogramme vide, on observe une superposition excellente entre la valeur A-3Z=-38 du faisceau et celle correspondant aux noyaux de fission. Ceci nous permet d'établir un étalonnage en masse, A=-38+3Z, qui dépend de l'étalonnage en charge fait auparavant.

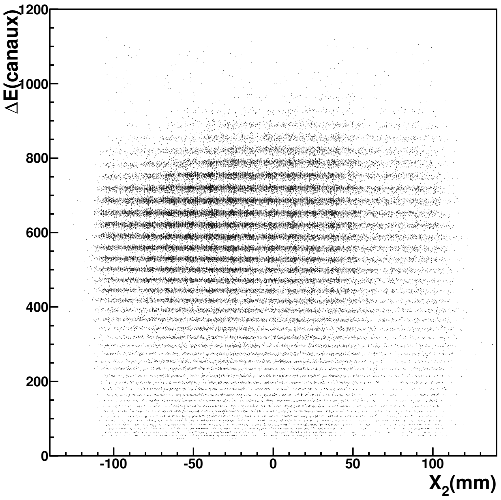


Figure 3.15: *Spectre bi-dimensionnel, perte d'énergie en fonction de la position à S2 calibrée. La zone moins intense correspond à un endroit où le scintillateur S2 a été abîmé et donc avait une moins bonne efficacité (voir chapitre 3.3.7)*

3.2 Vitesses de recul.

3.2.1 Reconstruction en vitesse.

Comme nous l'avons montré dans la section 2.9, du fait de l'acceptance limitée en impulsion du spectromètre, il est nécessaire de faire une superposition de plusieurs réglages pour obtenir la distribution en vitesse complète des isotopes. Une fois que l'on a identifié les fragments, l'impulsion par unité de masse dans la première partie du spectromètre est obtenue à partir de l'expression 3.16

$$\beta\gamma_{02} = \frac{(B\rho)_{02}}{3.105(\frac{A}{q})_{02}} \tag{3.16}$$

Cette relation n'est vraie que si la valeur de A/q n'a pas changé d'une section à l'autre. En fait, des réactions nucléaires avec le scintillateur peuvent avoir lieu mais pour les fragments étudiés cette contribution reste inférieure à 5%, (voir à ce sujet la section 3.3.9). Le temps de vol mesuré permet de connaître la vitesse des fragments dans la seconde section du spectromètre. Pour remonter à leur vitesse réelle d'émission, il faut corriger 3.16 par la perte d'énergie dans les différentes couches de matière intercalées entre le premier dipôle B1 (figure 2.3) et le point d'interaction. Le ralentissement du faisceau dans l'épaisseur de cible traversée avant de réagir a été aussi pris en compte. Enfin, une transformation de Lorentz a été appliquée afin de se placer dans le système du centre de masse. Il faut souligner que l'on suppose que le centre de masse se déplace à la même vitesse que le faisceau.

Pour assurer un bon recouvrement, chaque réglage est décalé du précédant de 1.5 % en impulsion, ce qui représente environ la moitié de l'acceptance, un exemple est montré sur la fi-

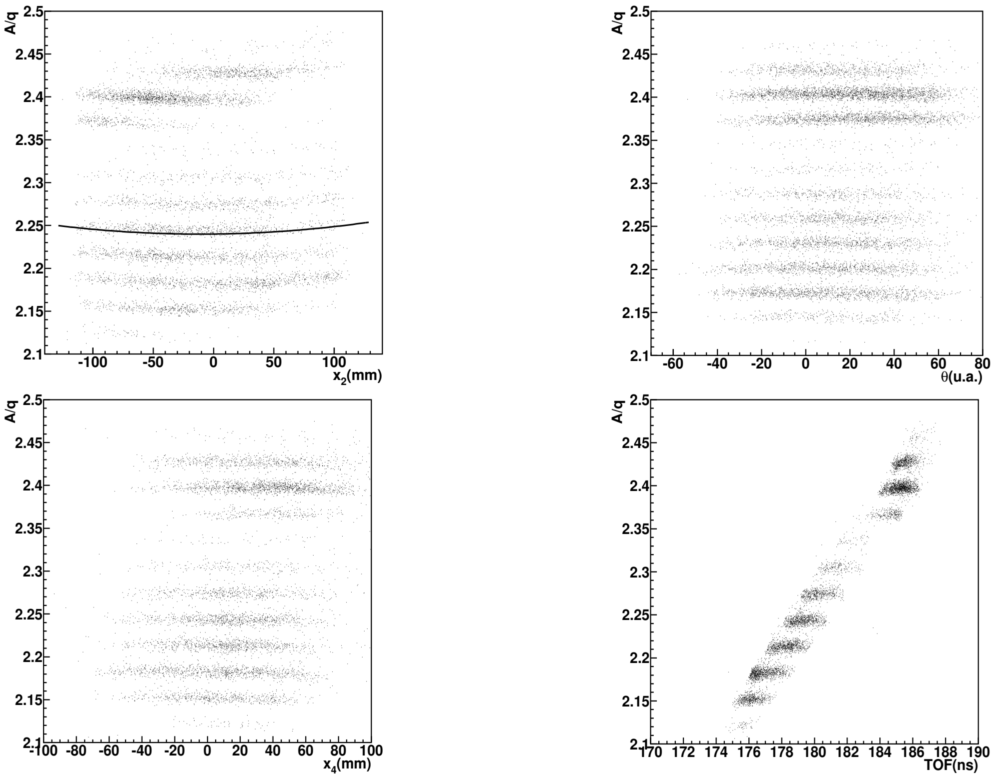


Figure 3.16: *Ensemble de spectres de corrélation de la valeur de A/q en fonction de la position au plan focal intermédiaire et l'angle au plan focal final en haut, et en fonction de la position au plan focal final et le temps de vol en bas. Les valeurs de A/q représentées correspondent à la charge Z=34 mesurée dans un réglage centré sur le* $^{64.6}Ni$.

gure 3.20. La distribution en vitesse est l'enveloppe de cette superposition où les normalisations relatives entre les mesures sont obtenues grâce aux comptages dans la SEETRAM.

3.2.2 Calcul des vitesses de fragments de fission.

Un histogramme de la distribution en vitesse complète est présenté sur la figure 3.21, l'histogramme vide représente la contribution de la cible pleine et celui en gris la contribution due aux parois de la cible (titane+mylar) et à la feuille éplucheuse de niobium.

On observe la présence de trois pics, le premier centré sur $v_{cm} = -1.1$ cm/ns, le deuxième sur $v_{cm} = -0.1$ cm/ns, et le dernier sur $v_{cm} = 1.0$ cm/ns. Ceci peut être expliqué en terme des différents mécanismes de réaction du projectile avec l'hydrogène ou avec les éléments plus lourds de la cible vide. Rappelons que la distribution en vitesse des fragments de fission peuple une couronne sphérique dans le système centre de masse alors que les résidus de fragmentation ont des distributions très étroites autour de la vitesse du préfragment. Rappelons aussi que l'acceptance angulaire représentée par un cône sur le schéma 3.22 coupe cette distribution en ne laissant passer que les fragments qui ont été émis dans ce cône.

Puisqu'on ne mesure que la composante longitudinale de la vitesse, l'allure de l'histogramme 3.21 est la conséquence naturelle de la projection du graphe 3.22 sur l'axe parallèle à la vitesse

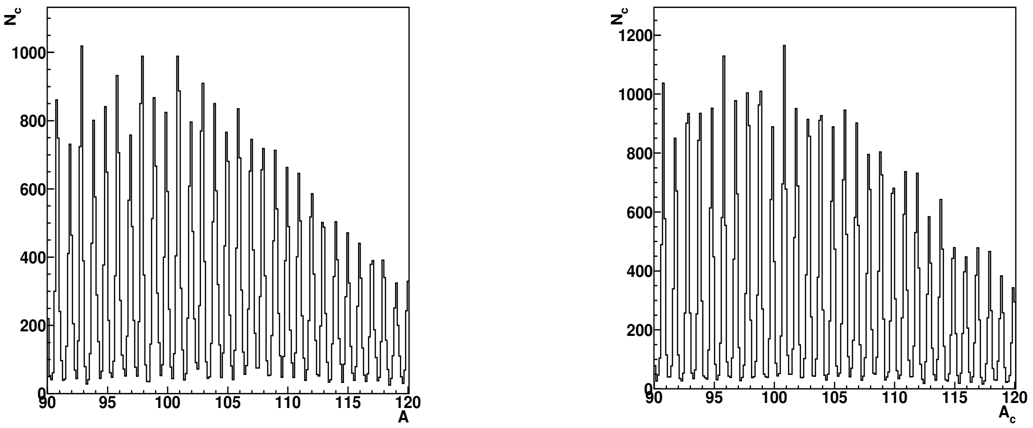


Figure 3.17: *A gauche, spectre en masse avant que la correction soit appliquée, à droite après avoir corrigé de la dépendance en position à S2.*

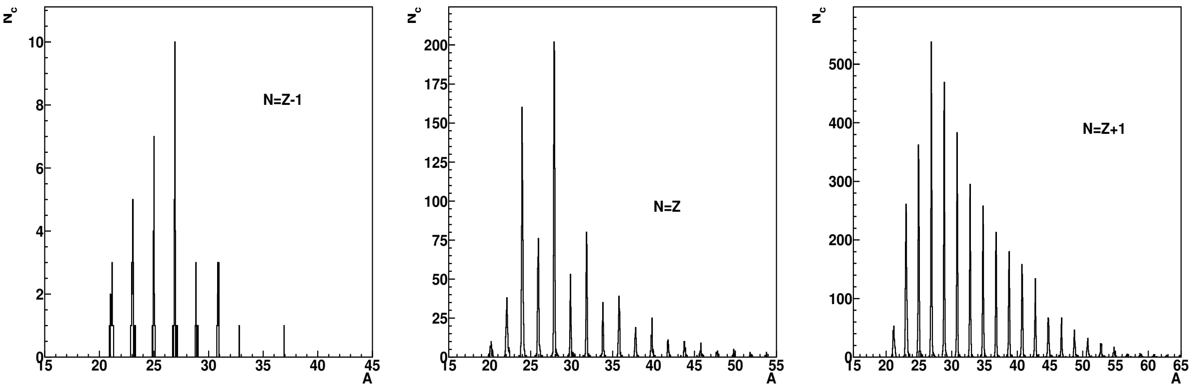


Figure 3.18: *Distribution en masse pour trois ensembles de valeurs A/q qui vérifient la condition sur la différence entre le nombre de protons et neutrons, N=Z-1 à gauche, N=Z au centre, et N=Z+1 à droite.*

du faisceau. Ainsi les pics centrés sur $v_{cm} = -1.1$ et $v_{cm} = 1.0$ cm/ns proviennent des réactions de fission et le pic central est attribué à la distribution en vitesse des résidus de fragmentation du projectile avec les fenêtres de la cible ou avec l'éplucheur de niobium. La signature de la fission est donc un spectre à deux pics alors que la fragmentation est caractérisée par un seul pic. Les propriétés cinématiques jouent un rôle crucial lors de la séparation des deux mécanismes de réaction. Il faut néanmoins remarquer que cette séparation n'est possible que grâce à la coupure angulaire introduite par l'acceptance du spectromètre.

Les distributions de vitesses après soustraction de la contribution de la cible vide (voir la section 3.3.1) ont été ajustées par des fonctions gaussiennes afin d'obtenir l'information sur les vitesses des fragments de fission dans le système fissionnant. Les incertitudes sur les valeurs des vitesses ont été estimées à partir de la déviation standard de la valeur moyenne ($\sigma/\sqrt{N}$). Pour une charge donnée, les erreurs ainsi calculées varient entre 2% pour les isotopes les plus

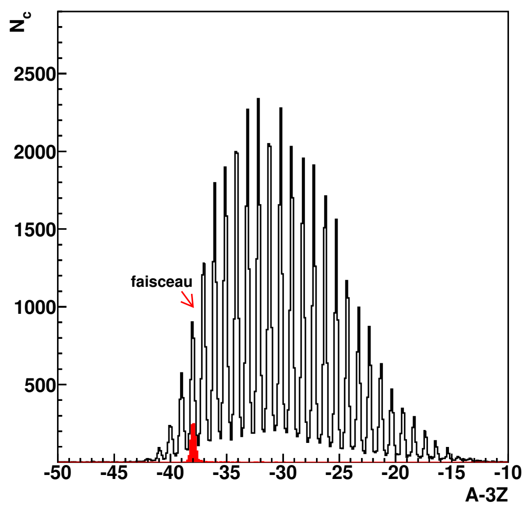


Figure 3.19: *En noir, la valeur A-3Z correspondant au faisceau (-38). L'histogramme vide représente la même valeur, A-3Z, pour les noyaux de fission mesurés dans un réglage centré sur le* $^{103.5}Ru$

déficients et les plus riches en neutrons, et 0.5% pour les noyaux au centre de la distribution isotopique. Il faut aussi noter que les valeurs des vitesses mesurées seront utilisées comme valeurs d'entrée pour le calcul de la transmission.

3.3 Sections efficaces.

3.3.1 Soustraction de la cible vide.

Nous avons décrit dans les sections précédentes la méthode d'identification ainsi que la procédure pour l'obtention des vitesses des résidus de fission.

Pour déterminer les sections efficaces des fragments de fission issus de la réaction $^{208}Pb+p$, toute contribution provenant des réactions avec les autres matériaux qui sont traversés par les noyaux après la cible doit être éliminée. Pour ce faire, les mêmes réglages ont été répétés après avoir "vidé" la cible d'hydrogène (En pratique on utilise une cible équivalente au conteneur appelée DUMMY). Sur la figure 3.23, on a superposé le spectre en vitesse obtenu avec la cible vide titane+mylar+niobium, (en gris), sur celui mesuré avec la cible totale hydrogène+titane+mylar+niobium, (en blanc), pour toute une chaîne isotopique Z=41 et après normalisation par le flux incident grâce à la SEETRAM.

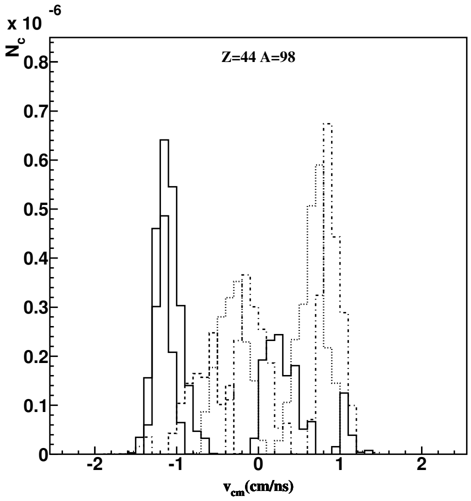


Figure 3.20: *Superposition des spectres qui reconstruisent la distribution en vitesse totale de l'isotope Z=44, A=98 déjà normalisés.*

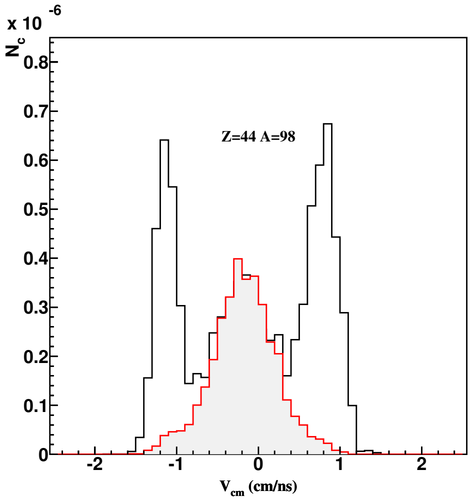


Figure 3.21: *Distribution en vitesse totale pour le noyau Z=44, A=98 dans la cible complète, histogramme vide, superposée à la contribution de la cible vide, en gris. Les deux histogrammes sont déjà normalisés*

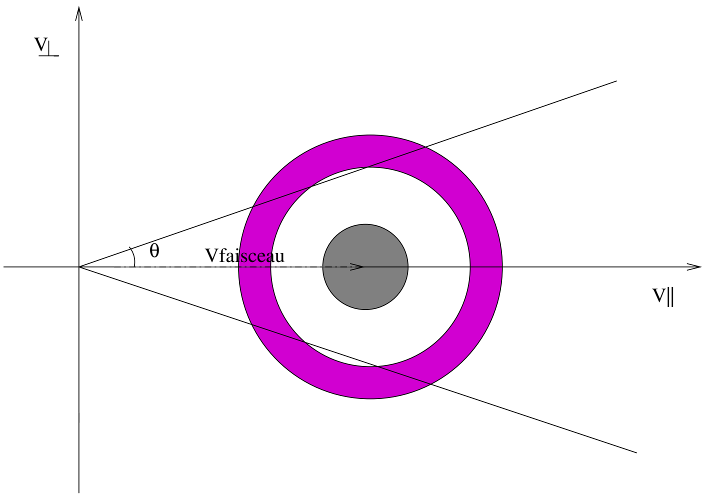


Figure 3.22: *Représentation schématique de l'effet de l'acceptance angulaire du spectromètre sur les distributions en vitesses parallèle et transverse dans le système du centre de masse d'un isotope produit par fragmentation du projectile, sphère grisée, et un isotope de fission, couronne sphérique. Notons que les fragments de fission forment un bord diffus autour de cette couronne.*

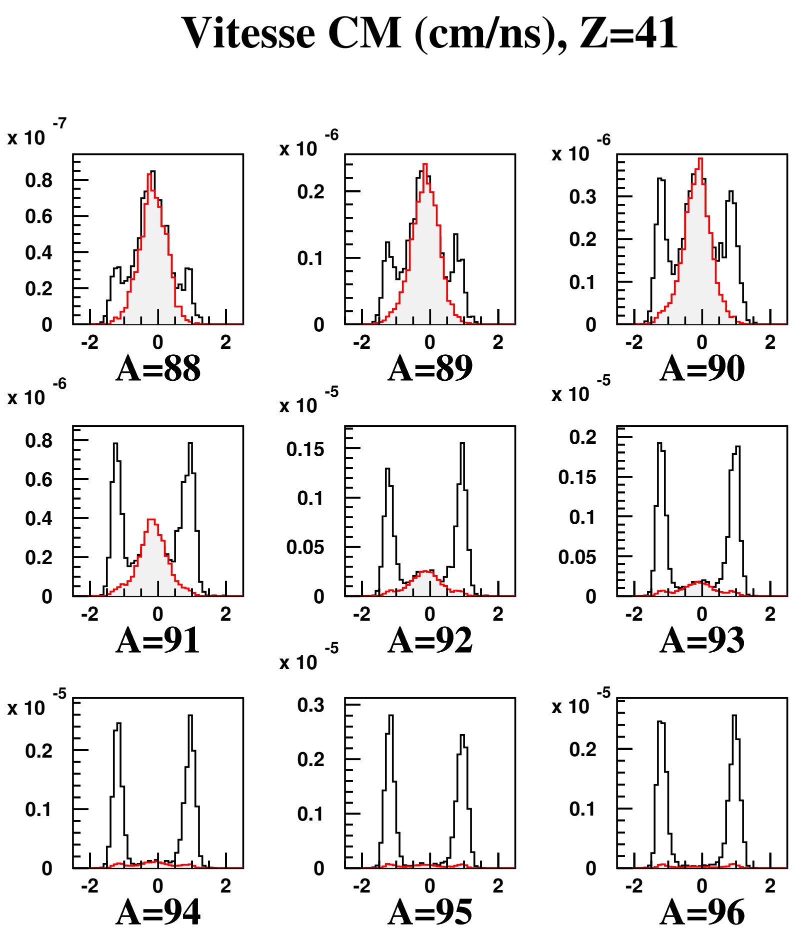


Figure 3.23: *Série de spectres de la distribution en vitesse pour tous les isotopes ayant Z=41. Le spectre en gris correspond à la contribution mesurée avec la cible "DUMMY" et celui en vide à la production dans la cible complète.*

Cette représentation montre une superposition parfaite entre les deux spectres pour la région centrale en vitesse. En conséquence, la production du pic central est due à la réaction du projectile avec la cible vide. Il n'y a donc pas de résidus d'évaporation provenant de la réaction $^{208}Pb+p$ dans l'intervalle de charges comprises entre Z=22-59. Ceci peut être expliqué en termes de l'énergie d'excitation du système $^{208}Pb + p$ à 500 A MeV. En raison de la faible énergie incidente l'énergie d'excitation du système n'est pas suffisante pour évaporer autant de protons. Ainsi en dessous de la charge Z=69 il n'existe pas de production par évaporation. On observe aussi que cette fragmentation (qui correspond au pic central) est plus importante pour les noyaux plus riches en protons et qu'elle disparaît au fur et à mesure que l'on se déplace vers les plus riches en neutrons. La fission sur l'hydrogène conduit à quelques noyaux légers en masse et elle devient le mécanisme le plus important pour les noyaux plus lourds. La fission sur le titane n'apparaît que très faiblement en raison du rapport entre le taux de production dans le titane et celui dans l'hydrogène qui vaut environ 3/100 à cause de la différence entre les sections efficaces de réaction et le nombre d'atomes cibles.

La contribution due à la cible vide a été soustraite directement des spectres. Pour la fission, cette contribution varie entre 2-3% pour les isotopes plus riches en neutrons et elle augmente exponentiellement pour les noyaux plus déficients en neutrons jusqu'à des valeurs de l'ordre de 20-30%, comme le montre la figure 3.24.

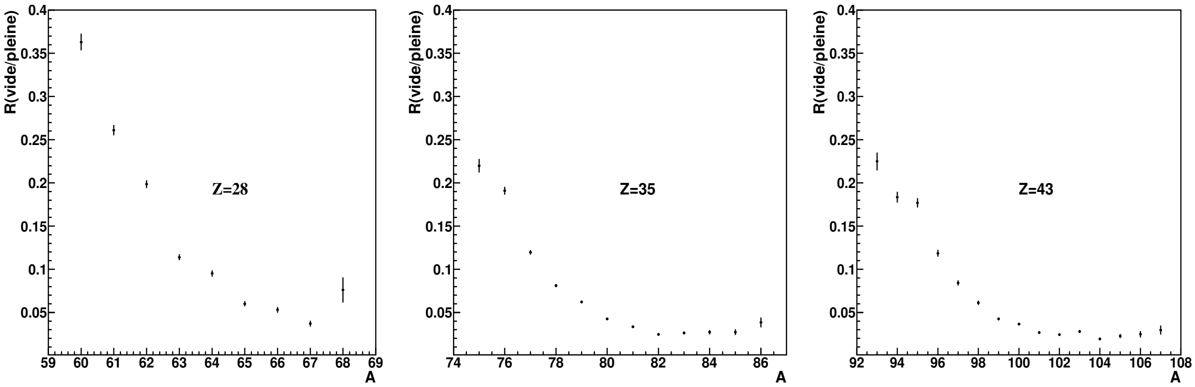


Figure 3.24: *Rapport entre les contributions dues à la cible vide et à la cible pleine en fonction de la masse pour trois isotopes de Z=28, 35, 43*

3.3.2 Calcul des sections efficaces.

Pour obtenir la section efficace, il faut sommer les événements appartenant à une distribution en vitesse et tenir compte de tous les effets qui font perdre ou produisent des noyaux. La section efficace de production d'un isotope donné $\sigma(Z, A)$ peut s'exprimer par

$$\sigma(Z, A) = \frac{N_p}{N_{pro}N_{at}} f_\tau f_\epsilon f_t f_{tar} f_{sec} f_q \tag{3.17}$$

N_p étant le nombre d'isotopes détectés après soustraction de la cible vide, N_{pro} le nombre de projectiles incidents et N_{at} le nombre d'atomes dans la cible. Les autres facteurs sont liés aux différentes corrections qui doivent être appliquées:

- f_τ représente les pertes dues à l'acquisition.
- f_ϵ tient compte des pertes à cause de l'inefficacité des détecteurs.
- f_t correspond au nombre d'isotopes qui n'ont pas été transmis par le spectromètre dans la coupure angulaire.
- f_{tar}, f_{sec} comptabilisent les pertes dues aux réactions secondaires dans la cible et le scintillateur à S2 respectivement.
- f_q est le facteur de correction dû aux états de charge.

Chacune de ces quantités sera déterminée dans les sections qui suivent.

Il faut souligner que nous avons choisi le pic qui correspond à l'émission des fragments de fission aux angles arrière pour l'obtention du nombre de noyaux détectés. Ce choix tient au fait qu'un grand nombre de noyaux émis aux angles avant ont des valeurs de rigidité magnétique proches de celle du faisceau, en conséquence ce pic peut être faiblement coupé ou parfois totalement supprimé.

3.3.3 Détermination du nombre de projectiles

Le nombre de coups fourni par la SEETRAM est relié de manière indirecte au nombre de projectiles incidents. Il est donc nécessaire de faire un étalonnage à l'aide d'un autre détecteur qui mesure directement l'intensité du faisceau. Dans notre cas un scintillateur est placé derrière la SEETRAM pour effectuer cet étalonnage. Il est capable de compter individuellement les particules pourvu que leur nombre ne soit pas très grand.

La structure en paquets du faisceau en fonction du temps est représentée sur le dessin 3.25. On observe un fond entre deux paquets causé par le bruit électronique. Celui-ci doit être soustrait afin d'avoir le vrai nombre de coups dans la SEETRAM qui correspond au passage des ions dans le détecteur. La figure montre aussi la durée du paquet qui est de l'ordre de 4 s avec un temps de répétition d'environ 7 s.

Le taux de comptage du scintillateur, introduit derrière la SEETRAM, est limité à 10^5 particules par seconde pour éviter des effets de saturation. Pour déterminer le facteur de proportionnalité entre la SEETRAM et le scintillateur, une calibration a été effectuée avec différentes intensités entre 10^2-10^6 particules/s.

Le nombre de particules dans le scintillateur intégré dans un paquet est représenté sur le graphe 3.26 en fonction du nombre de coups mesuré par la SEETRAM dans le même paquet. La figure montre une dépendance linéaire jusqu'à des intensités de l'ordre de 10^5 par seconde, au-delà de cette valeur la réponse dans le scintillateur n'est plus linéaire. Le facteur d'étalonnage obtenu est $F_{SEETRAM} = 231 \pm 7$ pour une sensibilité de $\epsilon = 10^{-8}$. Ce facteur est en accord avec les résultats obtenus par [91]. L'incertitude sur le facteur, $F_{SEETRAM}$ a été estimée à

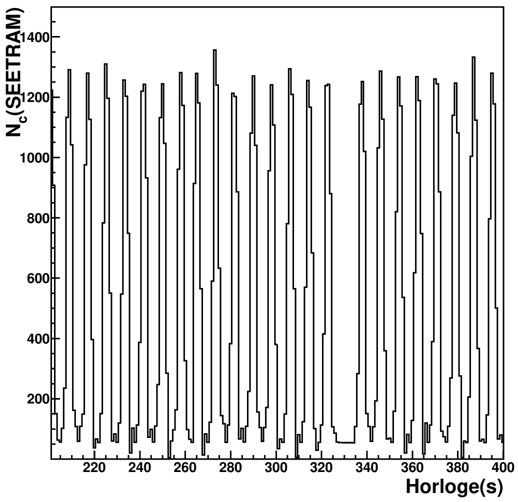


Figure 3.25: *Spectre de l'intensité du faisceau en fonction du temps.*

partir de la différence entre cette valeur et le coefficient linéaire obtenu lors d'un ajustement par un polynôme de degré 2.

Les sources d'incertitude sur la méthode proviennent de la soustraction du fond. L'incertitude sur la détermination du nombre de coups associés à la SEETRAM reste inférieure à 2%, et l'erreur sur le facteur d'étalonnage a été estimé à 3%, l'incertitude totale est donc $\simeq 4\%$.

3.3.4 Détermination du nombre d'atomes dans la cible.

Le nombre d'atomes dans la cible en unités d'atomes par cm^2, s'obtient à partir de l'épaisseur effective de la cible t_{ef}, de la masse atomique de l'hydrogène m_{at}, et du nombre d'Avogadro, N_{av}, par $N_{at} = N_{av} * t_{ef}/m_{at}$. Rappelons que la cible n'a pas une épaisseur constante dans la direction verticale au faisceau à cause du bombement des parois de titane sous la pression existant entre le vide et la cible. Pour cette mesure, le faisceau direct est envoyé et on mesure sa position en S2 en déplaçant verticalement la cible par pas de 2 mm.

Pendant notre expérience la cible a été placée au centre. L'épaisseur mesurée à la position centrale est de $87.4 \pm 2.2 mg/cm^2$, donc une incertitude de 2.5%. Le nombre d'atomes dans la cible est alors $5.21\ 10^{22} at/cm^2$.

3.3.5 Temps mort

Le temps mort de l'acquisition a été implicitement integré dans le nombre de projectiles incidents. Au cours de la prise de données le moniteur d'intensité SEETRAM a été bloqué pendant le temps de codage des données par l'acquisition. Le nombre de projectiles est donc déjà corrigé par le temps mort. Dans une situation où le temps mort aurait été mesuré indépendamment du flux de noyaux incidents, le nombre de particules admises par l'acquisition $Nc(LAM)$ présenterait une saturation au fur et à mesure que le nombre de coups dans la

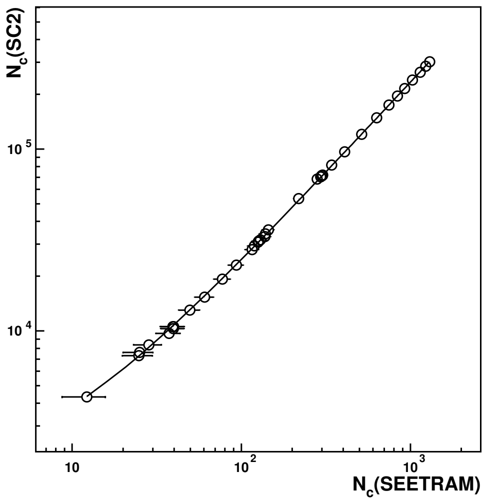


Figure 3.26: *Ajustement linéaire entre le nombre de particules détectées par le scintillateur et le nombre de coups mesurés avec le moniteur d'intensité SEETRAM.*

SEETRAM augmenté. Or ce n'est pas cela ce qu'on observe sur la figure du haut de 3.27. On observe que le nombre de "LAM (look at me)" augmente proportionnellement au nombre de coups dans la SEETRAM. En effet, sur la figure du bas de 3.27 le rapport entre ces deux grandeurs reste constante. Ceci n'est possible que lorsque la SEETRAM est bloquée au même temps que l'acquisition. En conséquence, aucune correction due au temps mort de l'acquisition n'a été faite puisque le nombre de particules incidentes est déjà corrigé par le temps mort.

3.3.6 Transmission.

La transmission des résidus de fission dans le spectromètre constitue de loin la source la plus importante de pertes. En raison de l'acceptance angulaire du FRS, la distribution en vitesse des fragments est coupée et seulement les noyaux émis en avant et en arrière du noyau fissionnant ont été mesurés (voir section 2.9). Il est donc nécessaire de faire une estimation aussi précise que possible de la partie de la distribution qui n'a pas été détectée. La transmission angulaire totale dans le spectromètre dépend essentiellement de trois facteurs : les caractéristiques d'optique ionique, les coupures geométriques du FRS et les propriétés cinématiques des noyaux susceptibles d'être mesurés. Elle a été determinée à l'aide d'un programme développé à Saint-Jacques de Compostelle par J. Pereira et collaborateurs [100]. Leur innovation principale est basée sur une séparation des variables décrivant la transmission. D'une part ils ont regroupé les paramètres caractérisant l'optique ionique et les coupures geométriques du spectromètre, en deux variables, les positions au plan focal intermédiaire et final, (x_2, x_4). D'autre part, la distribution angulaire des résidus de fission est supposée ne dépendre que de la cinématique de la réaction. Les avantages de cette séparation sont immédiats. Dans le premier cas, à partir

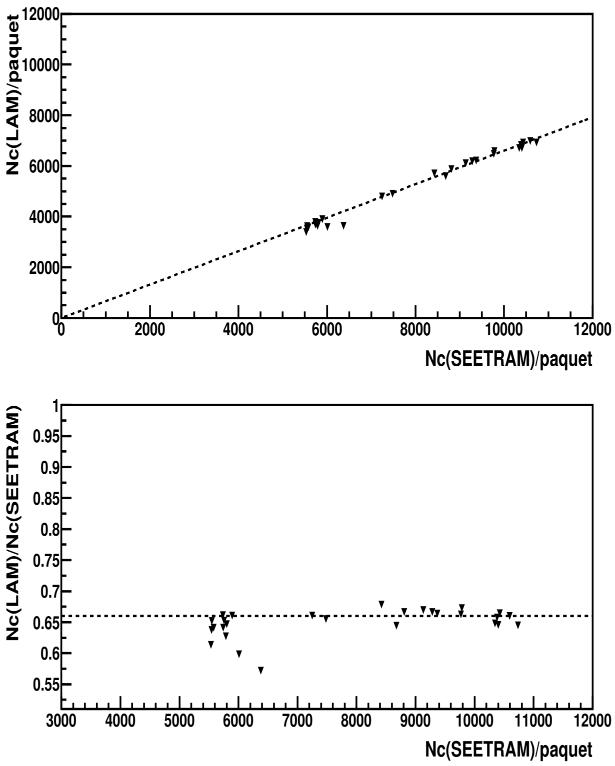


Figure 3.27: *Sur la figure du haut le nombre de "LAM (look at me)" en fonction du nombre de coups dans la SEETRAM intégrés dans un paquet donné. Sur la figure du bas le rapport entre le nombre de "LAM" (look at me) et le nombre de coups dans la SEETRAM en fonction du nombre de coups dans la SEETRAM, intégrés dans un paquet donné.*

d'un seul calcul d'optique ionique, une carte de l'ouverture angulaire effective a été paramétrée en fonction de toutes les valeurs possibles des positions à S2 et S4 des particules traversant le spectromètre. Ceci la rend valable pour toutes les expériences effectuées au FRS ayant utilisé la même optique. Pour la deuxième séparation, une description cinématique de la distribution angulaire des résidus de fission permet de déterminer la transmission analytiquement à partir des vitesses des fragments émis en avant et en arrière.

Il faut souligner que nous avons fait l'hypothèse que la distribution angulaire est isotrope dans le centre de masse de l'émetteur. Ceci est justifié puisque le transfert de moment angulaire est très faible de l'ordre de 17 $\hbar$, d'après les codes. (voir référence A. Boudard et al. [3]). Les calculs de transmission sont effectués dans le système CM. Ceci implique qu'il faut tenir compte de la vitesse d'entraînement du projectile.

Les transmissions vers l'avant et vers l'arrière T_f, T_b sont estimées à partir du rapport entre la distribution angulaire coupée à un angle donné par l'acceptance effective dans le système du laboratoire, $\alpha_{eff}(x_2, x_4)$, et la distribution totale.

$$T_b(x_2, x_4) = \frac{1 + \cos(\alpha^b_{cm}(x_2, x_4))}{2} \tag{3.18}$$

$$T_f(x_2, x_4) = \frac{1 - \cos(\alpha^f_{cm}(x_2, x_4))}{2} \tag{3.19}$$

$\alpha^b_{cm}(x_2, x_4)$ et $\alpha^f_{cm}(x_2, x_4)$ étant les angles d'émission arrière et avant dans le centre de masse définis par l'acceptance effective dans le système du laboratoire, $\alpha_{eff}(x_2, x_4)$.

Les "données d'entrée" du code sont donc:

- Les positions aux plans focaux x_2, x_4.
- Les vitesses en avant et en arrière des produits de fission v^b_{cm}, v^f_{cm}.
- La vitesse du projectile à la moitié de la cible V_0.

Il faut souligner que, assez couramment, pour les plus riches en neutrons la vitesse en avant n'a pas pu être mesurée, à cause de fentes protégeant la détection du passage du faisceau direct aussi transmis. Nous avons alors fait une extrapolation de cette vitesse à partir des isotopes ayant la même charge. De plus, comme dans cette expérience les caractéristiques du système fissionnant demeurent inconnues, nous avons supposé que la fission a lieu dans le repère du projectile ayant interagi à la moitié de la cible.

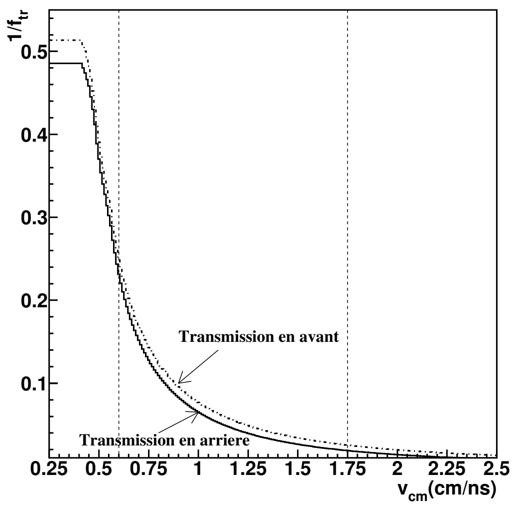


Figure 3.28: *Transmission avant et arrière pour les fragments de fission de la réaction* $^{208}Pb+$ *p à 500 AMeV en fonction de la vitesse des produits de fission dans le référentiel de leur émetteur, les deux lignes verticales délimitent la gamme en vitesse analysée.*

Il faut aussi remarquer que ce calcul inclut d'autres effets comme : une description précise de l'ouverture angulaire, les fluctuations en vitesse des résidus de fission, la dispersion en énergie du système fissionnant en fonction de la position où la réaction a eu lieu dans la cible, et de même la dispersion angulaire du projectile et des fragments produits dans la cible, ont été pris en compte.

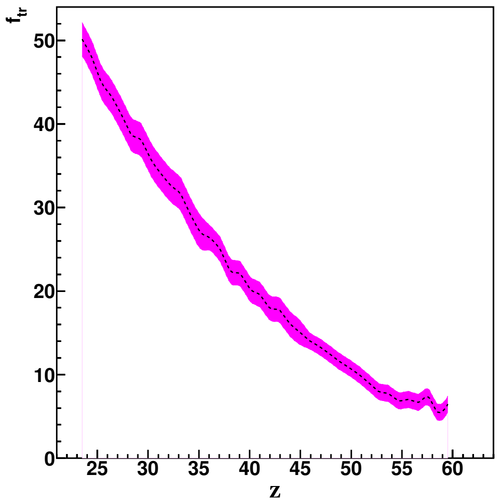


Figure 3.29: *Facteur correctif de transmission moyenné sur toutes les masses en fonction de la charge des fragments, la bande grisée représente l'erreur systématique induite par l'incertitude sur les vitesses initiales. Il faut souligner que ce facteur a été calculé à partir de la transmission en arrière.*

Nous avons utilisé les mesures où les produits de fission sont émis en arrière pour la normalisation des sections efficaces comme nous l'avons déjà expliqué dans la section 3.3.2. La transmission des noyaux mesurés le long du spectromètre est extrêmement faible d'environ (2-20%) sur 50 % (on ne mesure que la moitié de la production pour un sens d'émission), comme le montre la figure 3.28. Ceci est dû surtout à la basse énergie incidente. En effet, pour une même vitesse de fission dans le système de leur émetteur $v_{fis} = 1\ cm/ns$ la transmission en arrière du système $^{208}Pb + p$ à 1 AGeV analysé par T. Enqvist et al. [7] était 3 fois plus grande. On observe que la transmission diminue au fur et à mesure que la vitesse augmente. Sachant que les vitesses plus grandes correspondent aux noyaux plus légers, ceux-ci seront les plus affectés par cette correction.

L'incertitude associée au facteur de transmission peut être séparée en deux. La première tient compte de l'erreur induite par la déformation dues aux contraintes géométriques du FRS, elle a été estimée à 5% (voir [100]), et la seconde, des variations dans le facteur de transmission causées par l'erreur sur les vitesses initiales, cette incertitude est représentée sur la figure 3.29 en fonction de la charge. Elle varie entre 10% pour les charges plus légères et 12% pour les plus lourdes. L'incertitude totale varie donc entre 11%-13%.

3.3.7 Efficacité des détecteurs.

Notre efficacité est ici définie en impossant le critère que tous les paramètres nécessaires soient mesurés dans un événement enregistré.

L'efficacité globale de détection peut être estimée à partir du rapport entre le nombre de noyaux ayant déclenché l'acquisition et le nombre de noyaux analysés. Elle vaut environ 97-98

% et est indépendante de la charge des noyaux. Pendant l'expérience le faisceau a été envoyé par erreur jusqu'au deuxième plan focal, conduisant à une perte d'efficacité dans un quart du scintillateur placé en S2. Ceci n'a pas de conséquences graves dans la reconstruction en vitesse. En effet, le recouvrement entre deux réglages est d'environ la moitié de l'acceptance et donc la moitié du scintillateur. Si le noyau traverse le détecteur dans la partie abîmée il sera récupéré dans le réglage suivant. C'est néanmoins la principale cause de la chute d'efficacité, même si celle-ci reste toujours bonne.

3.3.8 Réactions secondaires dans la cible.

Le projectile (Z_{pro}, A_{pro}) interagit avec un proton de la cible en donnant lieu à des fragments (Z_i, A_i), lesquels peuvent à leur tour subir une deuxième réaction nucléaire conduisant aux fragments (Z,A) détectés. Les noyaux produits peuvent donc avoir été créés soit par une réaction primaire soit par des réactions secondaires.

Il est nécessaire d'éliminer les contributions dues aux réactions non directes. Cette correction a été calculée à partir du formalisme de réactions multiples développé par L. Tassant-Got dans la référence [101]. Il est basé sur un développement en série du taux de production global mesuré pour un noyau donné, Q(Z,A), en fonction des contributions à des différents ordres p.

$$Q(Z,A) = \sum_{p=1}^{\infty} q^p_{e_0}(Z,A) \tag{3.20}$$

$q^p_{e_0}(Z,A)$ étant la probabilité pour que le projectile incident donne un fragment (Z,A) par une réaction d'ordre p dans l'épaisseur e_0. La formule explicite de chacune de ces contributions a été obtenue par une méthode de récurrence. Elle considère que le projectile parcourt une distance, x, dans la cible sans interagir, ensuite à la position x une réaction nucléaire a lieu pour donner un fragment intermédiaire (Z_i, A_i), ce fragment traverse sans interagir une distance Δx et subit une interaction à une position x_1 pour produire un dernier fragment (Z,A) qui traversera $e_0 - x_1$ sans interagir. Nous avons négligé les contributions d'ordres supérieurs à 2 et nous considérerons seulement les réactions doubles. La contribution due à une réaction directe est

$$q^1_{e0}(Z,A) = \sigma_0 e_0 P_0(Z,A) \exp - \left(e_0 \frac{\sigma_0 + \sigma(Z,A)}{2} \right) \tag{3.21}$$

où σ_0 et $\sigma(Z,A)$ est la section efficace de réaction totale du projectile et du fragment (Z,A) mesuré respectivement, et P_0 est la probabilité de produire le fragment depuis le projectile par fission. En effet, cette probabilité est l'inconnue que nous cherchons à déterminer.

L'expression pour la réaction d'ordre 2 peut s'exprimer par

$$q^2_{e0}(Z,A) = \frac{1}{2} \sum_{Z_i, A_{i+1}}^{Z_{pro}+1, A_{pro}+1} [\sigma_0 e_0 P_0(Z_i, A_i)][\sigma(Z_i, A_i) e_0 P(Z_i, A_i \to Z, A)] * \tag{3.22}$$

$$\exp - \left(e_0 \frac{\sigma_0 + \sigma(Z_i,A_i) + \sigma(Z,A)}{3} \right)$$

Les ingrédients sont les suivants: σ représente la section efficace d'interaction totale de chaque fragment qui entre en jeu, $P_0(Z_i, A_i)$ est la probabilité de produire le noyau (Z_i, A_i) depuis le projectile, et $P(Z_i, A_i \to Z, A)$ définit la probabilité de produire le noyau (Z, A) à partir du fragment (Z_i, A_i).

Deux voies peuvent contribuer à la production d'un fragment (Z,A): Dans la première appelée "fragmentation-fission", on considère que le résidu intermédiaire (Z_i, A_i) a été produit par la fragmentation du projectile et qu'il possède encore une fissibilité assez importante pour fissionner dans la seconde étape. La deuxième voie que nous considérerons représente le processus complémentaire "fission-fragmentation". Dans ce cas le mécanisme de fission est le responsable de la production des noyaux (Z_i, A_i), la fragmentation de ces noyaux donnera lieu à la formation des résidus mesurés. La série 3.20 est ainsi tronquée au deuxième ordre comme le montre l'équation suivante

$$Q(Z, A) = q^1_{e0}(Z, A) + q^2_{e0}(Z, A)|_{frag-fiss} + q^2_{e0}(Z, A)|_{fiss-frag} \tag{3.23}$$

Nous cherchons à déterminer la contribution secondaire relative au taux de production totale due à chacune des deux voies possibles. Il faut aussi remarquer que les ingrédients de la relation 3.22 dépendent de la voie choisie.

* Contribution due à la voie fragmentation-fission.

Une estimation de la contribution relative due à la voie fragmentation-fission peut être calculée en tenant compte de deux facteurs. D'abord les noyaux de fragmentation qui ont les sections efficaces de production les plus importantes sont ceux qui sont les plus proches du projectile. En outre seulement les noyaux ayant une charge supérieure à environ Z=78 peuvent fissionner. En effet, en dessous de Z=78 la barrière de fission devient grande et limite cette voie. A titre d'exemple estimons ici la contribution 3.22 pour la production d'un noyau de Z=41 et A=95 par la voie fragmentation-fission. Nous avons fait une simulation de la réaction de spallation du plomb avec l'hydrogène à 500 MeV par nucléon, afin de reproduire la partie de fragmentation[1]. Le calcul a été fait en utilisant le code de cascade intra-nucléaire (INCL4) couplé au code d'évaporation statistique développé au GSI (voir chapitre 1). L'accord assez satisfaisant entre les données et le calcul pour la réaction Pb+p à 1 AGeV et Au+p à 800 AMeV [3] pour les noyaux proches du projectile, justifie ce choix. Il faut aussi noter que les distributions isotopiques de fission produites par les réactions secondaires seront très semblables à celles prodites par les réactions primaires et donc même les faibles sections efficaces seront bien corrigées. Par manque de données expérimentales sur les sections efficaces de production du noyau Z=41 et A=95 par fission à partir de chacun des résidus de fragmentation nous avons pris en compte seulement celle du projectile. Ceci nous donne une idée de la borne supérieure de cette contribution. Prenons le cas du noyau le plus produit dans la fragmentation du

[1] L'analyse des données correspondant à la partie fragmentation est en cours.

Pb avec un proton, c'est à dire la contribution associée à la voie perte d'un neutron, la section efficace de production de l'isotope Z=82, A=207 vaut $\sigma_{frag} = 78$ mb d'après le code, la section efficace de production de l'isotope Z=41, A=95 par fission du projectile σ_{fiss} est d'environ $\propto 4$ mb. Il faut remarquer qu'il s'agit d'une des valeurs les plus hautes atteintes en fission. La contribution donnée par la relation 3.22 pour ce seul membre (le plus important) de la somme, peut être exprimée comme

$$q^2_{e_0}(41,95) = \frac{1}{2}[\sigma_{frag}(82,207)e_0][\sigma_{fiss}(41,95)e_0] \exp - \left(e_0 \frac{\sigma_0 + \sigma(82,207) + \sigma(41,95)}{3} \right) \tag{3.24}$$

ceci représente la contribution au taux de comptage. Pour obtenir la contribution à la section efficace de production de ce membre il faut diviser par le nombre d'atomes dans la cible, et elle vaut environ $\propto 0.7\%$ de la section efficace. La contribution totale dépend du nombre de noyaux produits par fragmentation qui peuvent créer le noyau (41,95). Comme nous l'avons mentionné au début seulement de l'ordre de quatre charges y contribuent Z=79,82. De plus la section efficace de fission diminue avec Z. Le facteur de correction total est donc inférieur à 3%, et ainsi inférieur à l'incertitude totale des données. En conséquence nous avons négligé cette voie dans le calcul de réactions secondaires dans la cible.

* Contribution due à la voie fission-fragmentation.

Pour la voie fission-fragmentation la contribution d'un seul terme de la somme de l'expression 3.22, est du même ordre que celle de la voie fragmentation-fission, et de plus le nombre de noyaux qui contribuent à la somme est bien plus important. La fragmentation est toujours possible même pour les noyaux les plus légers. L'équation 3.23 devient donc

$$Q(Z,A) = q^1_{e0}(Z,A) + q^2_{e0}(Z,A)|_{fiss-frag} \tag{3.25}$$

Ceci représente un système de N équations avec N inconnues. Dans notre cas N, étant le nombre total de noyaux mesurés, vaut 430. Il faut souligner que ce que nous voulons mesurer ce sont les sections efficaces et non le taux de production. Le taux global exprimé en fonction de la section efficace de production et l'épaisseur de la cible est

$$\sigma_{exp}(Z,A) = \frac{Q(Z,A)}{e_0.T(Z,A)} \tag{3.26}$$

où $\sigma_{exp}(Z,A)$ est la section efficace expérimentale et T(Z,A) la transmission du fragment (Z,A).

Si l'on exprime la relation 3.25 en fonction des grandeurs mesurées on obtient

$$\sigma_{exp}(Z,A) = \sigma_0 P_0(Z,A) \exp - \left(e_0 \frac{\sigma_0 + \sigma(Z,A)}{2} \right) *$$

$$\frac{1}{2}\frac{1}{T(Z,A)} \sum_{Z_i,A_{i+1}}^{Z_{pro}+1,A_{pro}+1} [\sigma_0 P_0^{fiss}(Z_i,A_i) T(Z_i,A_i)][\sigma(Z_i,A_i) e_0 P^{frag}(Z_i,A_i \to Z,A)] *$$

$$\exp - \left(e_0 \frac{\sigma_0 + \sigma(Z_i,A_i) + \sigma(Z,A)}{3} \right) \tag{3.27}$$

La résolution de ce système a besoin d'une série de paramètres décrits ci-dessous:

- Section efficace de réaction totale.

  Les sections efficaces d'interaction nucléaire ont été calculées à l'aide du modèle microscopique de Karol [102], modifié par T. Brohm [103]. Dans deux travaux précédents ([37],[39]) ainsi que dans la référence [41] , il a été montré que la reproduction des données expérimentales par le calcul était meilleure que 5%. Ceci nous a conduit à ce choix pour les sections efficaces d'interaction au lieu d'utiliser d'autres paramétrisations moins précises [9].

- Transmission.

  La transmission des noyaux dans le spectromètre est pour la fission un paramètre très importante. Il doit être pris en compte dans la contribution à la probabilité de fission en première étape. $T(Z_i, A_i)$ est connu à partir du calcul fait dans la section 3.3.6.

- Probabilités d'une voie.

  Deux probabilités entrent en jeu dans cette voie. D'abord la probabilité de produire un noyau (Z_i, A_i) par fission à partir du projectile, $P_0^{fiss}(Z_i, A_i)$ et la seconde représente la probabilité que les noyaux (Z_i, A_i) produits par fission fragmentent en seconde chance, $P^{frag}(Z_i, A_i \to Z, A)$. Pour le premier cas nous avons supposé que cette probabilité est du même ordre que celle que nous avons mesurée. Dans le second cas, le manque de mesures de sections efficaces de résidus de fragmentation produits dans des réactions de spallation de noyaux dans la gamme de nos charges, nous a mené à l'utilisation de codes de spallation afin de calculer cette probabilité. Les choix du code et du nombre d'événements générés ont été dictés par le temps de calcul nécessaire, et par le fait que nous savons qu'ils reproduisent bien en général la production des résidus proches du projectile sur le Pb 1 AGeV [7], Au 800 AMeV

[42], Fe 573 AMeV [88]. Pour le code de cascade intranucléaire le choix a été porté sur ISABEL, [74],[75],[80] (voir chapitre 1). La raison est que l'on gagne un facteur deux en temps de calcul alors que les résultats ne présentent pas de différences significatives dans la région de charges d'intérêt. ISABEL en tant que cascade a été couplé au code de désexcitation statistique appelé précédemment ABLA. Le temps typique d'un calcul ISABEL+ABLA pour un noyau de charge Z=45 et 100000 événements générés dans une machine SUN ULTRA 1 est de l'ordre de 2 heures, ceci signifie que pour 430 noyaux il aurait fallu 36 jours pour achever le calcul. En conséquence le nombre de particules incidentes a été réduit de façon à ce que le temps final de machine utilisé soit de 2 jours. Ceci n'a pas de conséquences importantes pour l'estimation du taux de production des noyaux voisins du projectile comme le montre la figure 3.30. Seuls les plus légers souffrent du manque de statistique. Cependant la contribution la plus importante au calcul de réactions secondaires provient des sections efficaces de production les plus grandes, et donc seulement les résidus plus proches du projectile doivent être raisonnablement calculés.

La seule inconnue est donc la probabilité de produire un fragment (Z,A) depuis le projectile par fission directe. Ce système a été résolu par itération à l'aide d'un programme développé par P. Napolitani [104]. Les valeurs initiales sont les sections efficaces mesurées. La contribution finale est montrée sur la figure 3.31. On observe que les réactions secondaires ont pour effet le dépeuplement des noyaux lourds en favorisant la production des noyaux légers. L'incertitude associée au facteur de correction est estimée de l'ordre de 10%, ceci veut dire du même ordre que l'erreur sur les sections efficaces.

3.3.9 Réactions secondaires à S2.

Du fait de la présence de détecteurs le long de la ligne du FRS, il faut aussi tenir compte des réactions secondaires entre les fragments produits et les atomes cibles des couches de matière traversées. Cette correction n'agit que sur les pertes puisque en général tous les noyaux ayant réagi en S2 seront rejetés par la seconde section du spectromètre. Deux types de mécanismes peuvent être les responsables de la réaction, d'une part via une interaction nucléaire et d'autre part via une interaction électromagnétique, cette dernière tient au fait que le projectile pourrait être éventuellement excité lors de son passage au voisinage d'un noyau lourd cible. Le facteur de correction est donné par l'inverse de la probabilité de survie après S2

$$P_{sur} = \prod_{i=1}^{n} e^{-\mu_i \sigma_i} \tag{3.28}$$

μ_i étant la densité d'atomes par cm^2 et σ_i la section efficace de réaction totale, pour chaque type de matériel traversé (i). Au plan focal intermédiaire se trouvent, le scintillateur constitué principalement de carbone et d'hydrogène, et une feuille de niobium dans le cas où l'isotope a été mesuré à partir du groupe de réglages centrés sur le ruthénium. Pour un noyau de charge Z=52 et masse A=126, nous avons estimé la contribution de chacun des deux mécanismes pour chaque couche de matière traversée.

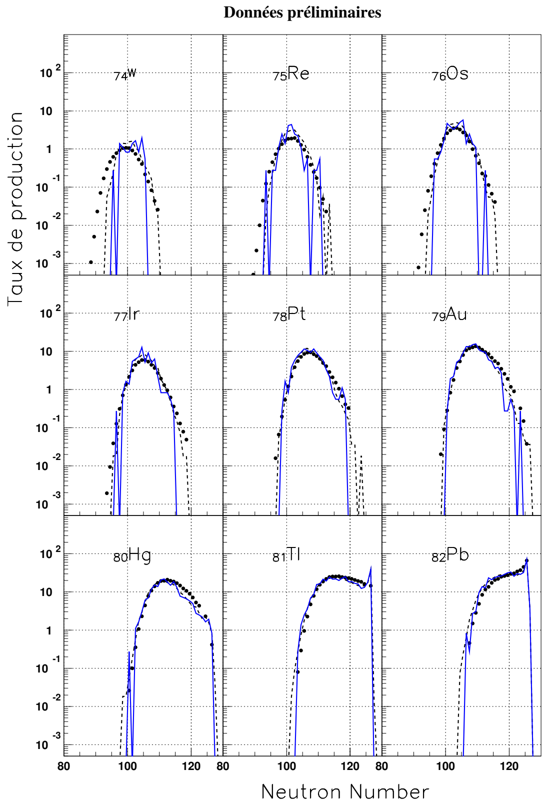


Figure 3.30: *Comparaison du taux de production de fragmentation mesuré dans la réaction $^{208}Pb + p$ $(500AMeV)$ [4], (les points noirs, il faut souligner que les données sont préliminaires), avec deux calculs ISABEL+ABLA avec deux statistiques différentes, la ligne en tirets a été calculée avec une statistique de 100000 événements, et la ligne en noir avec 10 fois moins d'événements. Il faut remarquer qu'autant les données que les calculs ont été normalisés arbitrairement.*

Comme nous l'avons déjà justifié dans la section précédente, les sections efficaces d'interaction nucléaires ont été calculées à partir du modèle de Karol [102]. Les sections efficaces électromagnétiques ont été estimées à partir du formalisme de la référence [105].

On observe sur le tableau 3.2 que la section efficace électromagnétique devient plus importante pour le niobium, cependant elle est un ordre de grandeur inférieure à la section efficace nucléaire, la contribution due à celle-ci sur le niobium étant déjà négligeable. En conséquence seulement les pertes dues à l'interaction nucléaire seront prises en compte. Le facteur de correction total en fonction du nombre de masse, est présenté sur la figure 3.32. L'incertitude sur les sections efficaces de réaction totale est de 5%. Ce qui induit une incertitude sur le facteur de correction qui vaut 0.35% pour les masses les plus lourdes. En effet, elle peut être considérée comme négligeable.

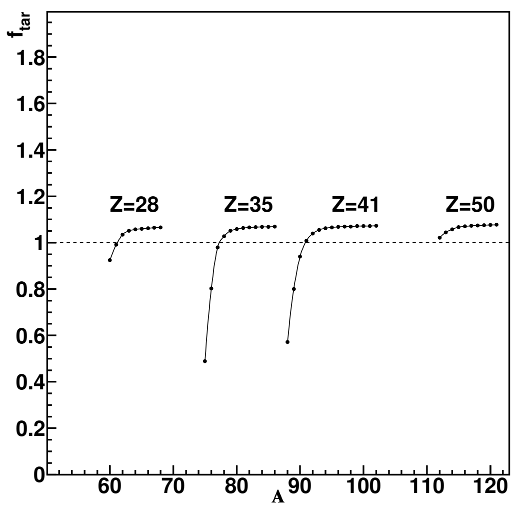


Figure 3.31: *Facteur de correction appliqué sur les données dû aux réactions secondaires dans la cible pour quatre éléments Z=28, 35, 41, 50 en fonction de la masse. Il faut noter que les points correspondent aux isotopes mesurés pour chaque chaîne isotopique.*

	$\mu(atomes/mb)$	$\sigma_{nuc}(mb)$	P_{surv1}	$\sigma_{EMD}(mb)$
H_2	$1.57\ 10^{-5}$	1202.6	0.98	–
C	$1.42\ 10^{-5}$	2450.8	0.96	23
Nb	$6.80\ 10^{-7}$	4519.7	0.99	657

Tableau 3.2: *La première colonne indique le type de matériel traversé, la deuxième la section efficace de réaction nucléaire et la troisième la probabilité de survie après chaque absorbeur. A titre indicatif, la section efficace d'interaction électromagnétique est représentée sur la quatrième colonne.*

3.3.10 Etats de charge.

Les noyaux lourds ont une probabilité non nulle de capturer des électrons dans les couches de matière placées le long du spectromètre (voir section 2.5.3). La matrice de la figure 3.33 montre la distribution des états de charge observée dans un réglage des champs magnétiques centré sur le noyau $^{64.4}Ru$. On observe deux taches: La plus intense et grande en surface correspond aux noyaux arrivant à S4 complètement épluchés, combinaison que nous appellerons (0,0), par la suite. L'autre tache représente la combinaison (0,1). Ces noyaux ont traversé la première section du spectromètre sans aucun électron et en ont capturé un en S2. En raison de la taille limitée du détecteur de position au plan focal final, l'autre combinaison (1,0) qui correspond au processus inverse, capturer un électron dans la zone cible S0 et le perdre au plan focal intermédiaire, ne peut pas être mesurée expérimentalement. Les autres combinaisons des états de charge sont très peu probables. A l'aide du spectre bi-dimensionnel

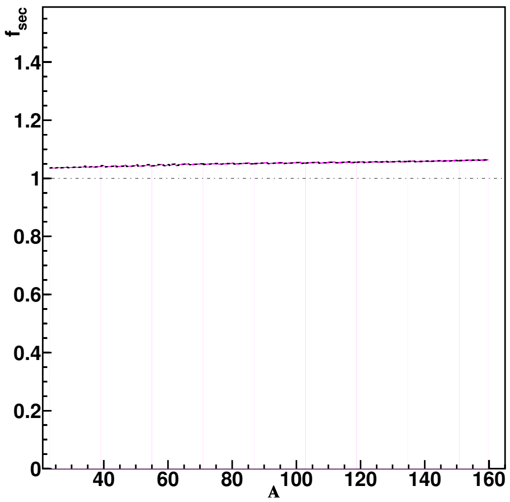


Figure 3.32: *Facteur de correction de réactions secondaires à S2 en fonction de la masse des noyaux (ligne en tirets).*

3.33, la contribution due aux états de charges différentes de (0,0) peut être facilement identifiée et éliminée.

Connaissant la contribution (0,0) nous devons estimer la correction à apporter pour obtenir la contribution totale. Le facteur de correction, f_q, est donné par l'inverse de la probabilité P_{00} de traverser les deux sections du spectromètre sans aucun électron dans la cortège, $P_0(S0 \to S2)$, $P_0(S2 \to S4)$.

$$P_{00} = P_0(S0 \to S2).P_0(S2 \to S4) \tag{3.29}$$

Nous avons utilisé le programme GLOBAL [106] pour le calcul des taux d'épluchage après les couches de matière placées dans la zone cible et après le plan focal intermédiaire. Il s'agit d'un calcul basé sur la physique atomique qui tient compte des sections efficaces d'ionisation et de capture pour les ions lourds relativistes.

Le facteur de correction total qui comptabilise la perte par changement d'états de charge est représenté sur la figure 3.34. On observe qu'il dépend de la charge du noyau et qu'il varie entre 16% pour les plus lourds (Z=60) et 3% pour (Z=45), en dessous de cette charge son effet est très faible. Les différences entre le facteur de correction obtenu avec GLOBAL et celui calculé à partir du code AMADEUS [90], nous donnent une idée sur l'incertitude associée au facteur de correction. La bande grisée sur la figure 3.34 représente cette valeur et elle varie entre 4% et 1% pour les charges comprises entre Z=60 et Z=40.

3.4 Incertitudes.

Les sources des incertitudes systématiques associées aux facteurs de correction ont été discutées le long du chapitre ainsi que leurs valeurs maximales. Un résumé est présenté sur le tableau 3.3.

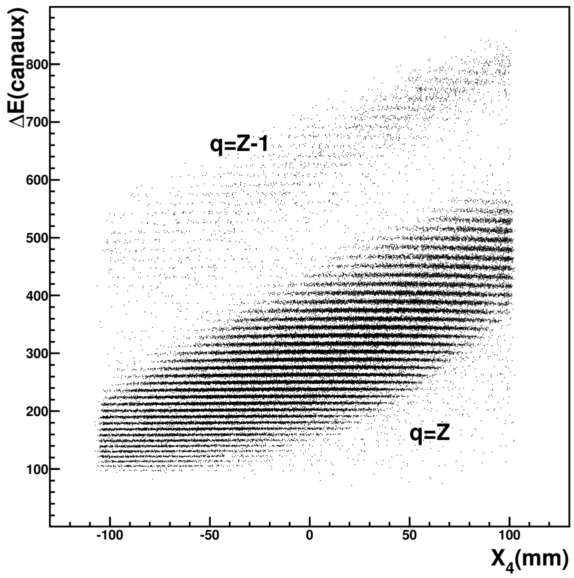


Figure 3.33: *En ordonnée la perte d'énergie, en abscisse la position au plan focal final mesurée avec la chambre multifils. La surface plus large correspond aux ions complètement épluchés q=Z, et la plus petite aux ions avec un électron q=Z-1.*

En ce qui concerne l'erreur statistique sur le nombre de noyaux détectés, $\varepsilon(N_p)$, elle a été estimée à partir de l'expression suivante

$$\varepsilon(N_p) = |\frac{\Delta(N_{pleine}) + \Delta(N_{vide}) * coef}{(N_{pleine}) - (N_{vide})}| \tag{3.30}$$

où $\Delta(N_{pleine})$ et $\Delta(N_{vide})$ sont les erreurs statistiques absolues associées au nombre de particules détectées dans la cible pleine et vide respectivement, données par $(\sqrt{N})$. Le facteur $coef$ est la contribution de la cible vide au total. Pour une même charge, cette incertitude augmente pour les isotopes déficients en neutrons puisque la contribution de la cible vide est plus importante, (voir section 3.3.1), et aussi pour les plus riches en neutrons car le nombre de coups mesurés diminue. Elle reste inférieure à 5% pour la plupart des fragments.

L'incertitude relative totale sur la section efficace de production d'un fragment s'exprime quadratiquement par

$$\varepsilon^2(\sigma) = \varepsilon^2(N_p) + \varepsilon^2(sep) + \varepsilon^2(N_{at}) + \varepsilon^2(F_{SEE}) + \varepsilon^2(f_t) + \varepsilon^2(f_q) + \varepsilon^2(f_{sec}) + \varepsilon^2(f_{tar}) \tag{3.31}$$

où $\varepsilon(sep)$ représente l'erreur faite sur la séparation des isotopes, et vaut 1%. Il faut noter que celle-ci n'a pas été prise en compte pour le calcul de l'incertitude sur la section efficace de fission totale de même que l'erreur associée aux réactions secondaires dans la cible , $\varepsilon(f_{tar})$, car il s'agit des erreurs qui se compensent entre les isotopes. Le reste des erreurs sont définies sur le tableau 3.3.

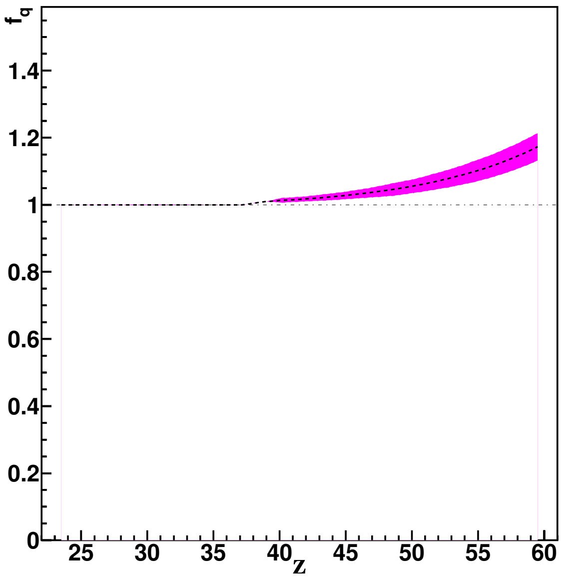


Figure 3.34: *Facteur de correction dû aux changements d'états de charge en fonction de la charge nucléaire, la bande en gris représente l'incertitude systématique sur le facteur.*

L'incertitude totale varie entre 13% et 20 % pour les isotopes entre Z=25-50, la valeur la plus grande étant pour les isotopes situés dans les queues des distributions isotopiques. En dessous de Z=25 et au-dessus de Z=50 jusqu'à Z=55, l'incertitude atteint 35-45 %. Seuls certains isotopes de Z=55-59 sont reportés dans l'appendice A, les barres d'erreur limitées à 45% étant trop grandes pour les autres.

3.5 Cohérence des données.

L'objectif de cette section est de vérifier la cohérence des données. Plusieurs groupes de données brutes peuvent aboutir au calcul des sections efficaces. D'une part, deux groupes de réglages ont été analysés indépendamment, la comparaison des taux de comptages obtenus à partir de chaque groupe nous fournit une confirmation sur l'identification en masse, la normalisation et le temps mort. D'autre part, pour certains isotopes les pics correspondant à l'émission des fragments vers l'avant et vers l'arrière sont tous les deux présents sur la distribution en vitesse. Puisque plusieurs réglages contribuent à la moyenne de la distribution en vitesse d'un fragment de fission, la comparaison des sections efficaces obtenues à partir de chaque pic nous permettra de vérifier la normalisation et le temps mort. De plus, ceci constitue un "test" pour la transmission.

Sur la figure 3.35 nous avons représenté pour plusieurs éléments, Z=33, Z=36, et Z=39, les taux de comptage obtenus à partir du groupe de réglages centré sur les isotopes du nickel (les points noirs), comparés à celui correspondant au groupe de réglages centré sur le ruthénium (les étoiles). L'accord dans l'identification en masse sur les distributions isotopiques à gauche

	erreur (%)
épaisseur de la cible	$\varepsilon(N_{at})$=2.5
calibration SEETRAM	$\varepsilon(F_{SEE})$=4
transmission	$\varepsilon(f_t)$=13
états de charge	$\varepsilon(f_q)$= 4
réactions secondaires S2	$\varepsilon(f_{sec})$=0.25
réactions secondaires cible	$\varepsilon(f_{tar})$=10

Tableau 3.3: *Erreurs maximales exprimées en % pour chaque facteur appliqué au calcul des sections efficaces.*

sur la figure est excellent. Un décalage d'une unité de masse sur une des distributions isotopiques aurait produit un effet comme le montre la figure de gauche 3.36. Il a été montré que l'identification en masse pour les deux groupes avait été faite à partir d'étalonnages différents, ceci est donc une confirmation de plus sur la non ambiguïté dans l'identification en masse.

D'autres informations satisfaisantes peuvent être tirées de cette comparaison. Sur la figure de droite 3.35 nous avons représenté le rapport entre le taux de comptage obtenu pour le groupe de réglages centré sur le ruthénium et celui du groupe centré sur le nickel.

On observe de façon générale que le rapport reste constant et proche de l'unité pour les isotopes avec Z=33 et Z=36. Dans ce cas, seuls les fragments qui correspondent aux queues de la chaîne isotopique s'éloignent de la valeur un. Ces noyaux sont caractérisés par une statistique très faible et possèdent donc une erreur plus importante. Pour l'isotope Z=39 le rapport est 20% plus grand dans le cas des réglages centrés sur le ruthénium. La transmission des noyaux dans les différents réglages est vraisemblablement à l'origine de cette différence. Sachant que la transmission dépend de la position au plan focal final, les réglages centrés sur les légers n'ont pas été optimisés pour les noyaux lourds et donc la mesure des fragments de $Z > 33$ a été obtenue à partir des réglages centrés sur le ruthénium. Seul un problème global et constant dans la normalisation affectant nos mesures pourrait fortuitement expliquer cet accord puisque la normalisation et le temps mort varient d'un réglage à l'autre.

La comparaison entre les sections efficaces obtenues à partir de la surface du pic en arrière et celles calculées à partir du pic en avant est montrée sur la figure du haut 3.37, pour la charge Z=41. L'accord pour les masses comprises entre A=91-98 est très satisfaisant. Le rapport entre les sections efficaces représenté sur la figure du bas, pour cette gamme de masses est proche de un dans les barres d'erreurs. La différence reste inférieure à 10%. Pour les autres isotopes, le pic en avant est partiellement coupé. Rappelons que par la suite on ne considérera que les mesures de section efficace obtenues à partir du pic arrière qui sont les plus fiables.

En conclusion, les comparaisons effectuées montrent la cohérence des sections efficaces mesurées. De même, elles représentent des arguments solides qui valident l'identification en masse faite auparavant. Il faut aussi noter que de possibles problèmes liés à la normalisation relative et au temps mort n'apparaissent pas lors de la comparaison entre les différents réglages.

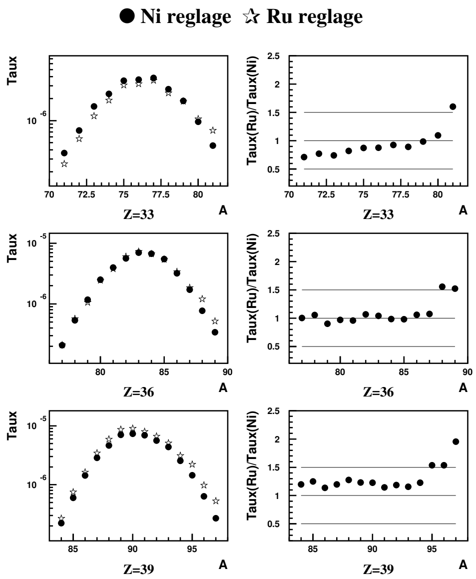


Figure 3.35: *A gauche, le taux de comptage en fonction de la masse. Le groupe de réglages centré sur le nickel est représenté par des points noirs alors que celui centré sur le ruthénium est montré avec des étoiles. A droite, le rapport entre le taux de comptage obtenu du groupe de réglages centré sur le ruthénium et le taux de comptage extrait du groupe centré sur le nickel.*

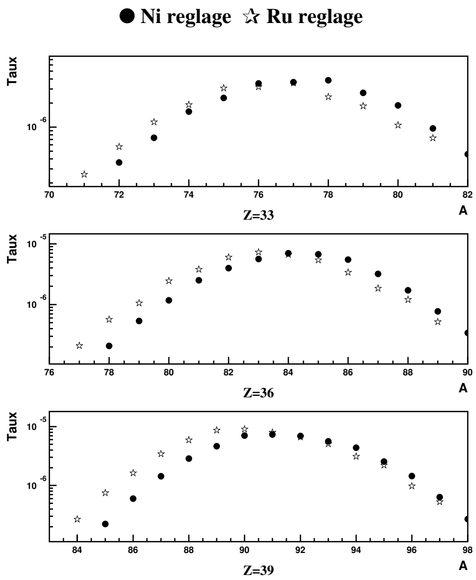


Figure 3.36: *La même représentation que dans la partie gauche de la figure précédente. La distribution du nickel a été décalée d'une unité de masse.*

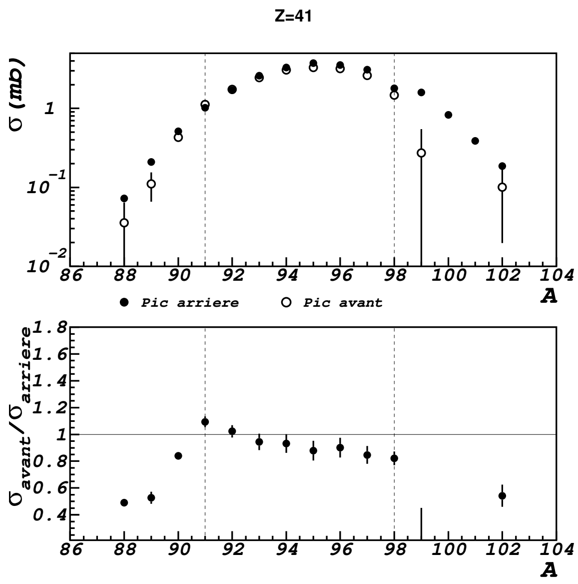


Figure 3.37: *En haut, sections efficaces calculées à partir du pic en avant (les triangles) et comparées aux sections efficaces obtenues du pic en arrière (les points ouverts). En bas, le rapport entre les sections efficaces. L'incertitude totale est montrée si elle dépasse la taille du point.*

Chapitre 4

Résultats expérimentaux et comparaison aux données antérieures.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus sur les sections efficaces de production et les distributions en vitesses pour chaque isotope issu de la réaction $^{208}Pb + p$ à 500 AMeV. Nos résultats sont comparés à d'autres systèmes $^{208}Pb + p$ et $^{208}Pb + d$ à 1000 MeV/u analysés aussi par notre collaboration [7], [8]. Cette comparaison nous permet d'étudier la variation de la section efficace totale de fission ainsi que l'évolution de certains paramètres comme la largeur de la distribution en charge et en masse avec l'énergie incidente. En outre, les sections efficaces sont confrontées aux mesures existantes obtenues avec d'autres méthodes. La section efficace totale de fission fera aussi l'objet d'une discussion dans la section 4.1.4.

L'avantage principal des mesures avec le FRS est d'accéder aux distributions isotopiques complètes des fragments grâce à une identification en Z et A qui, comme nous l'avons montré est sans ambiguïté. Nous avons mené une étude systématique du rapport $\frac{<N>}{Z}$ et du $\frac{N}{<Z>}$ pour les chaînes isobariques et isotopiques respectivement et de leurs dispersions en charge et masse afin de mieux comprendre la distribution en Z et en A des produits de fission. Ceci a été comparé avec d'autres mesures [6],[10].

Enfin, à partir de la distribution en Z et en A des fragments de fission nous essayerons de reconstruire l'information sur le système fissionnant (Z_{fis}, A_{fis}, E^*_{fis}).

4.1 Sections efficaces.

Nous avons mesuré 430 noyaux jusqu'à une valeur minimale de section efficace de 0.01 mb. C'est un ensemble très complet dont nous avons mesuré deux grandeurs physiques, les sections efficaces et les distributions en vitesses. Sur la figure 4.1, nous présentons une vue de l'ensemble sur la carte de noyaux.

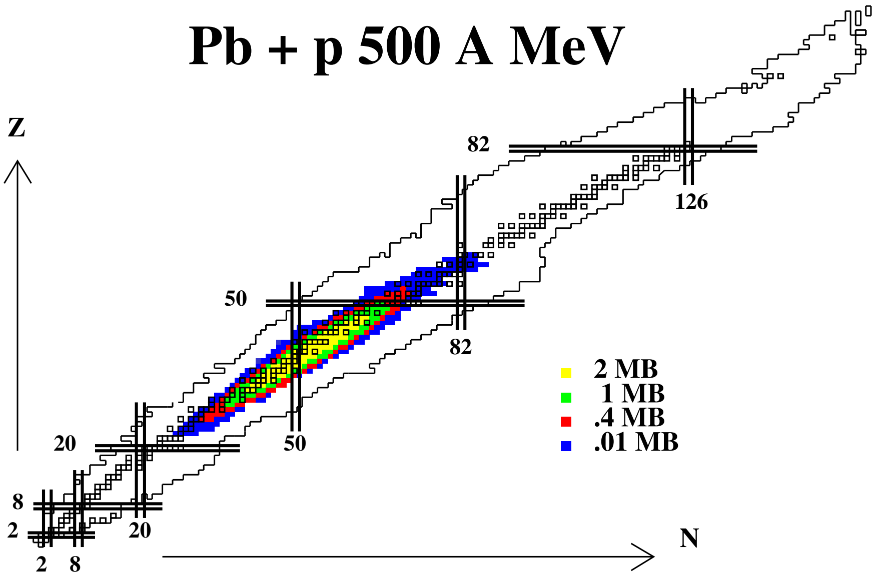


Figure 4.1: *Production totale des isotopes mesurée dans ce travail pour la réaction* $^{208}Pb + p$ *à 500 AMeV, (carrés grisés), les noyaux stables sont représentés par des carrés vides, et les noyaux correspondant à des couches fermées sont indiqués par deux droites.*

4.1.1 Sections efficaces isotopiques.

Les distributions isotopiques des fragments de fission mesurés sont montrées sur les figures 4.2 et 4.3. Les données complètes, sections efficaces, incertitudes statistiques et systématiques, sont tabulées dans l'annexe A. Nous n'avons représenté que les incertitudes statistiques. Les erreurs systématiques même si elles dépendent de chaque noyau changeront peu la forme de la distribution et donc leurs valeurs ne sont pas représentées. L'erreur totale étant très grande pour les sections efficaces des isotopes au-dessus de la charge Z=54, celles-ci n'ont pas été incluses sur les figures. Cependant, pour certains isotopes elles ont été tabulées dans l'annexe A. Les distributions isotopiques des éléments évoluent de façon continue du côté riche en neutrons pas très loin de la stabilité (marquée par des flèches), pour les éléments les plus légers, jusqu'à ce que la production devient plutôt déficitaire en neutrons, pour les éléments les plus lourds.

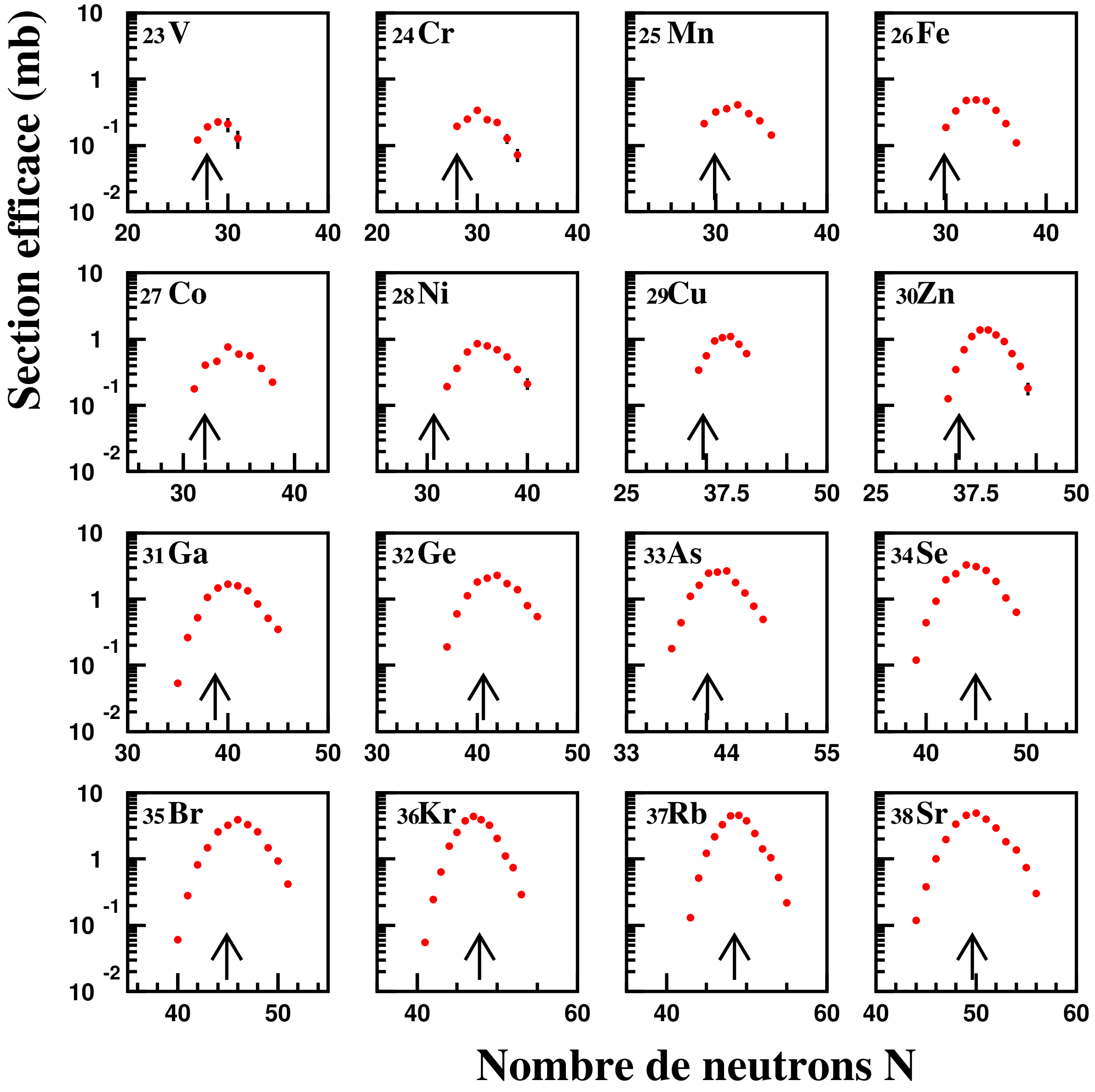


Figure 4.2: *Distributions isotopiques des fragments de fission entre le vanadium et le strontium. Les incertitudes statistiques sont montrées si elles excèdent la taille des points. La flèche indique la vallée de stabilité.*

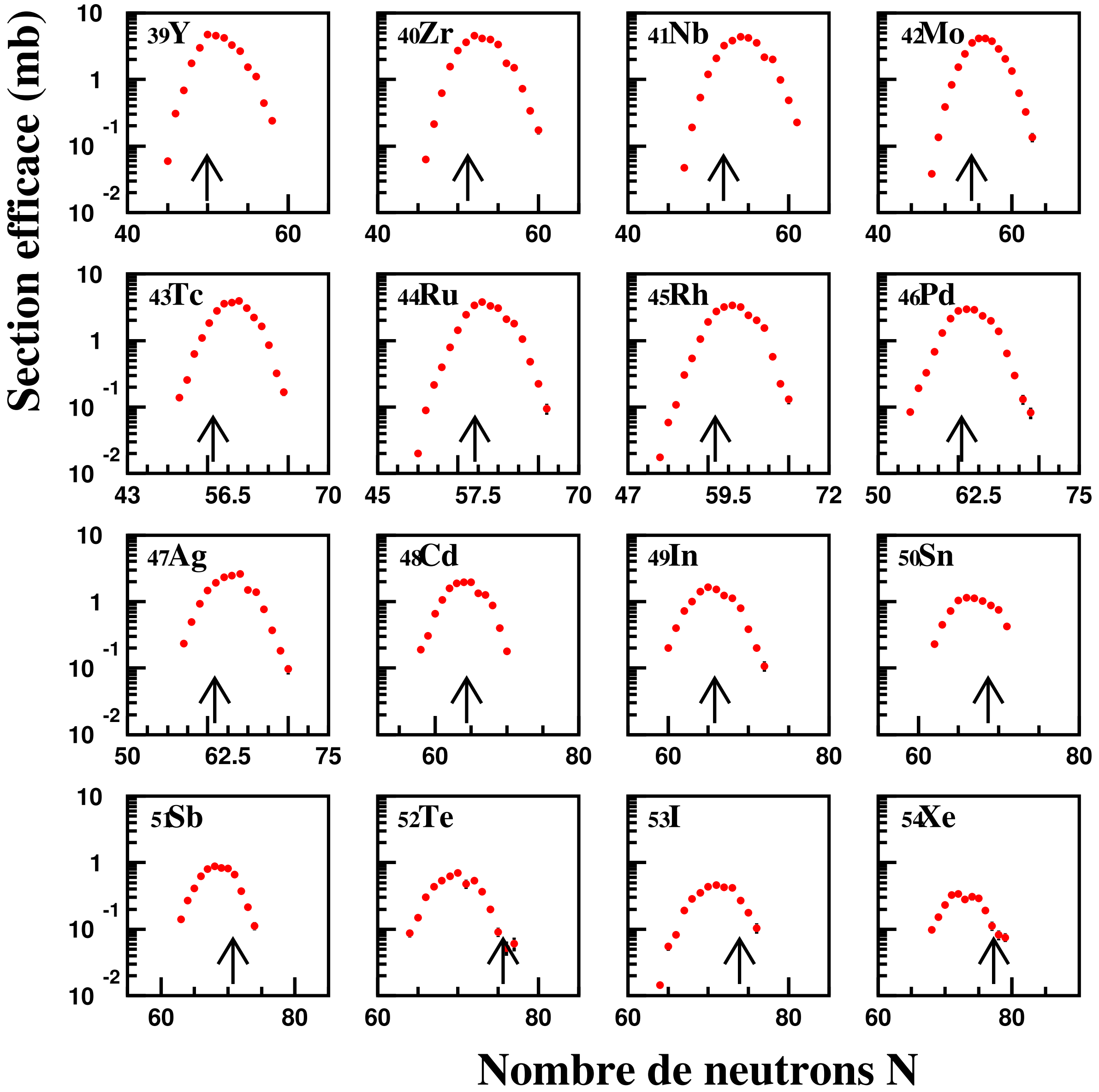


Figure 4.3: *Distributions isotopiques des fragments de fission entre l'yttrium et le xénon. Les incertitudes statistiques sont montrées si elles excèdent la taille des points. La flèche indique la vallée de stabilité.*

4.1.2 Comparaison aux mesures en cinématique directe.

Les seules expériences disponibles dans la littérature qui ont mesuré des sections efficaces pour certains isotopes de fission du système (Pb+p) dans le même domaine d'énergie ont été réalisées en cinématique directe par R. Michel et collaborateurs [36],[5]. Après irradiation d'une cible de plomb naturel avec des protons d'une énergie de 553 MeV, l'identification des fragments a été obtenue par spectroscopie gamma.

La figure 4.4 montre la comparaison entre nos données et celles obtenues en cinématique directe. Les seules données comparables directement sont les sections efficaces des isotopes appelés "indépendants". D'après la référence [5], une section efficace peut être considérée comme indépendante si le seul mécanisme de production est une réaction nucléaire. C'est le cas, soit pour les noyaux "protégés" par des isotopes stables ou par des isotopes avec une période de vie très longue (par exemple le ^{60}Co est protégé par le ^{60}Fe qui possède une période de vie de $T_{1/2} = 1.5\ 10^6\ a$), soit lorsque la section efficace du progéniteur a été aussi mesurée et donc la section efficace de production du fils peut être corrigée (par exemple le ^{88}Y est considéré comme indépendant car son progéniteur, le ^{88}Zr, a été aussi mesuré, de même pour le ^{95}Nb).

Pour la comparaison des autres isotopes appelés "cumulatifs", la décroissance de la chaîne isotopique doit être prise en compte. Dans la plupart des cas, la période de vie du progéniteur est très courte par rapport à celle du fils. La production initiale du père ayant toute décrue lors de la mesure, une addition des sections efficaces le long de la chaîne de décroissance est tout à fait justifiable.

Nous avons voulu aussi séparer parmi les isotopes de chaque groupe (cumulatifs ou indépendants), ceux qui ont été mesurés dans leur état fondamental car ils ne possèdent pas d'état isomérique, et ceux qui sont le résultat de la somme des états isomérique et fondamental (pour la description des points, voir la légende de la figure 4.4). Sachant que l'état isomérique possède généralement une période de vie beaucoup plus courte que le temps passé entre la fin de l'irradiation et le début du temps de mesure, si la transition isomérique n'est pas de 100% vers l'état fondamental, un certain pourcentage de la production pourrait éventuellement décroître par d'autres voies avant qu'elle soit mesurée. Il en résulte une sous-estimation de la section efficace dans ces mesures. Il faut remarquer que cette perte est au maximum de 15.5%, pour l'isotope ^{85}Sr.

En outre, les mesures de R. Michel et collaborateurs ont, en fait, été effectuées avec du plomb naturel, on peut donc s'attendre à des différences due à la présence d'autres isotopes que le ^{208}Pb (la composition du plomb naturel étant: 1.4% de ^{204}Pb, 24.1% de ^{206}Pb, 22.1 % de ^{207}Pb, et 52.4% de ^{208}Pb). Nous avons estimé cet effet à partir du rapport entre les sections efficaces isotopiques obtenues pour du plomb naturel et du plomb 208 avec le code INCL4+ABLA (voir chapitre 1.2). Il faut remarquer que l'utilisation du code INCL4+ABLA pour cette correction est justifiée puisque d'une part le code reproduit bien les données pour la réaction $^{208}Pb + p$ à 1000 AMeV, comme nous l'avons déjà signalé et d'autre part il s'agit d'une correction en relatif et donc l'erreur doit être faible. De plus, le rapport total trouvé pour la section efficace totale de fission entre le plomb naturel et le plomb 208 est le même

Z	A	$\frac{xs(^{nat}Pb)}{xs(^{208}Pb)}$	Z	A	$\frac{xs(^{nat}Pb)}{xs(^{208}Pb)}$
25	54	0.99	40	88	0.83
26	59	1.05	40	89	1.17
27	60	1.33	40	95	1.03
30	65	1.16	41	95	1.13
33	74	0.93	41	96	1.38
34	75	1.07	43	96	0.93
35	82	1.15	44	103	1.20
37	83	1.25	44	106	0.79
37	84	1.03	45	101	1.04
37	86	1.39	45	105	1.11
38	85	1.48	47	105	0.83
39	87	1.31	50	113	1.26
39	88	1.33	53	124	1.47
			54	127	1.15

Tableau 4.1: *Facteurs de correction appliqués aux sections efficaces.*

que celui donné par Prokofiev [107] (voir dans la suite). La correction due au plomb naturel a été appliquée avant de faire le cumul de sections efficaces. Le tableau 4.1 montre le facteur de correction appliqué à chaque isotope comparé sur la figure 4.4. On observe que dans certains cas cette correction est très importante; pour certains isotopes l'écart entre les sections efficaces mesurées atteint 50% comme pour l'isotope ^{85}Sr.

Nous observons sur la figure 4.4 une légère surestimation de nos valeurs par rapport aux données en cinématique directe. Bien que parmi les vingt-sept points comparés, dix-huit ne soient pas compatibles à l'intérieur des barres d'erreurs, le facteur de déviation maximum reste inférieur à 1.5, à l'exception de quatre isotopes: le ^{54}Mn présente un facteur 2.20 tout de même compatible avec notre mesure dans les incertitudes de M. Gloris et al., le ^{65}Zn un facteur 1.80, le ^{96}Nb un facteur 1.75, et le ^{101}Rh (non tracé sur la figure) est un facteur 4 plus grand. Pour le ^{54}Mn, le ^{96}Nb et le ^{65}Zn, nous n'avons trouvé aucune explication qui puisse être à l'origine de ces différences, car les schémas de décroissance semblent bien connus, et les trois noyaux cités ne paraissent pas présenter des problèmes expérimentaux qui conduiraient à une perte du taux de comptage.

Pour l'isotope ^{101}Rh , il est cité dans la référence [5] comme un isotope cumulatif avec un taux de transition isomérique de 92.3% alors que cette valeur correspond au taux de transition par capture électronique. Cela peut expliquer le grand désaccord.

Pour l'isotope ^{96}Nb, le rapport de deux isotopes voisins ^{96}Nb et ^{95}Nb est de 44% dans la mesure de M. Gloris et al. alors que sur la figure 3.23, on voit clairement que le taux de comptage brut sans aucun type de correction change peu, cette différence étant de 6%. La figure 3.23 montre aussi que pour les deux isotopes considérés, ^{96}Nb et ^{95}Nb, la correction de la cible vide est négligeable. Ce saut de rapport observé sur la figure 4.4 ne peut provenir de nos mesures, seulement un déplacement global serait justifiable.

La valeur moyenne du rapport vaut 1.25 ± 0.05 après avoir enlevé l'isotope ^{101}Rh, et la valeur du χ^2 normalisée au nombre de degrés de liberté est $\chi^2_\nu = 1.47$.

En résumé, la comparaison aux données en cinématique directe à 500 MeV est, en général, acceptable. Il faut remarquer qu'il s'agit de deux ensembles de données indépendantes obtenus à partir de techniques et méthodes d'analyse différentes.

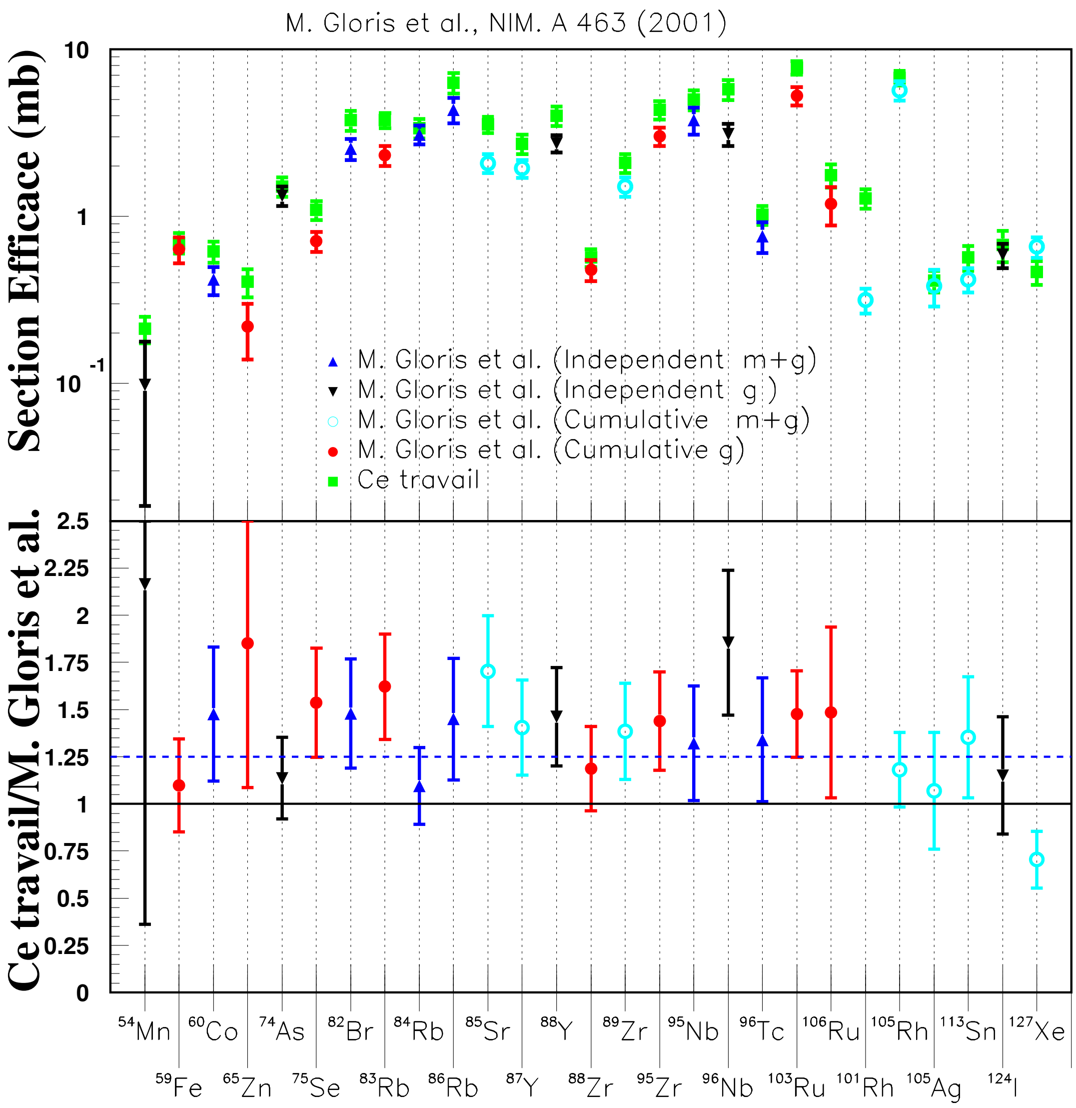


Figure 4.4: *La figure du haut représente la comparaison entre les sections efficaces de production obtenues par ce travail et celles obtenues par le groupe de R. Michel et al [5] à 553 MeV. La figure du bas montre le rapport entre les sections efficaces. Les incertitudes représentées sont la somme des erreurs systématiques et statistiques. La ligne pointillée correspond à la valeur moyenne du rapport.*

- **Dépendence en énergie.**

R. Michel et collaborateurs ont aussi mesuré des fonctions d'excitation, c'est à dire, la production des isotopes en fonction de l'énergie. Il est donc intéressant de comparer aussi leurs données à celles obtenues par T. Enqvist et al. [7], ayant utilisé la même méthode expérimentale que nous. La cumulation a été faite de la même façon qu'auparavant. L'effet du plomb naturel a été aussi pris en compte. La comparaison est montrée sur la figure 4.5 en fonction de la masse, pour les produits de fission à 1 GeV (triangles) et à 500 MeV (points). Etant donnée que l'analyse des résidus d'évaporation à 500 MeV est encore en cours, nous n'avons représenté que les résultats à 1 GeV (triangles). On observe que dans la région des résidus d'évaporation, A $>$ 139, l'accord est satisfaisant pour la plupart des isotopes. En effet la moyenne du rapport est de 0.89, donc un écart de 10%. Pour les résidus de fragmentation dans la région de masse entre 120 $<$ A $<$ 139 nous n'avons pas présenté la comparaison du fait de l'incertitude sur la correction ${}^{nat}Pb/{}^{208}Pb$. En effet, il a été montré dans la référence [3] que le code reproduit assez mal les sections efficaces dans cette région et par ailleurs la section efficace varie très rapidement avec la masse et donc la correction sera très sensible à la masse de l'isotope cible. Dans la région des fragments produits par fission, A $<$ 120, les mesures faites au GSI se regroupent systématiquement soit en dessous, données à 1 GeV, soit au-dessus, données à 500 MeV, des mesures en cinématique directe. L'écart moyen est 27% en dessous pour la réaction ${}^{208}Pb + p$ à 1 AGeV et pour la réaction ${}^{208}Pb + p$ à 500 AMeV 25% au-dessus.

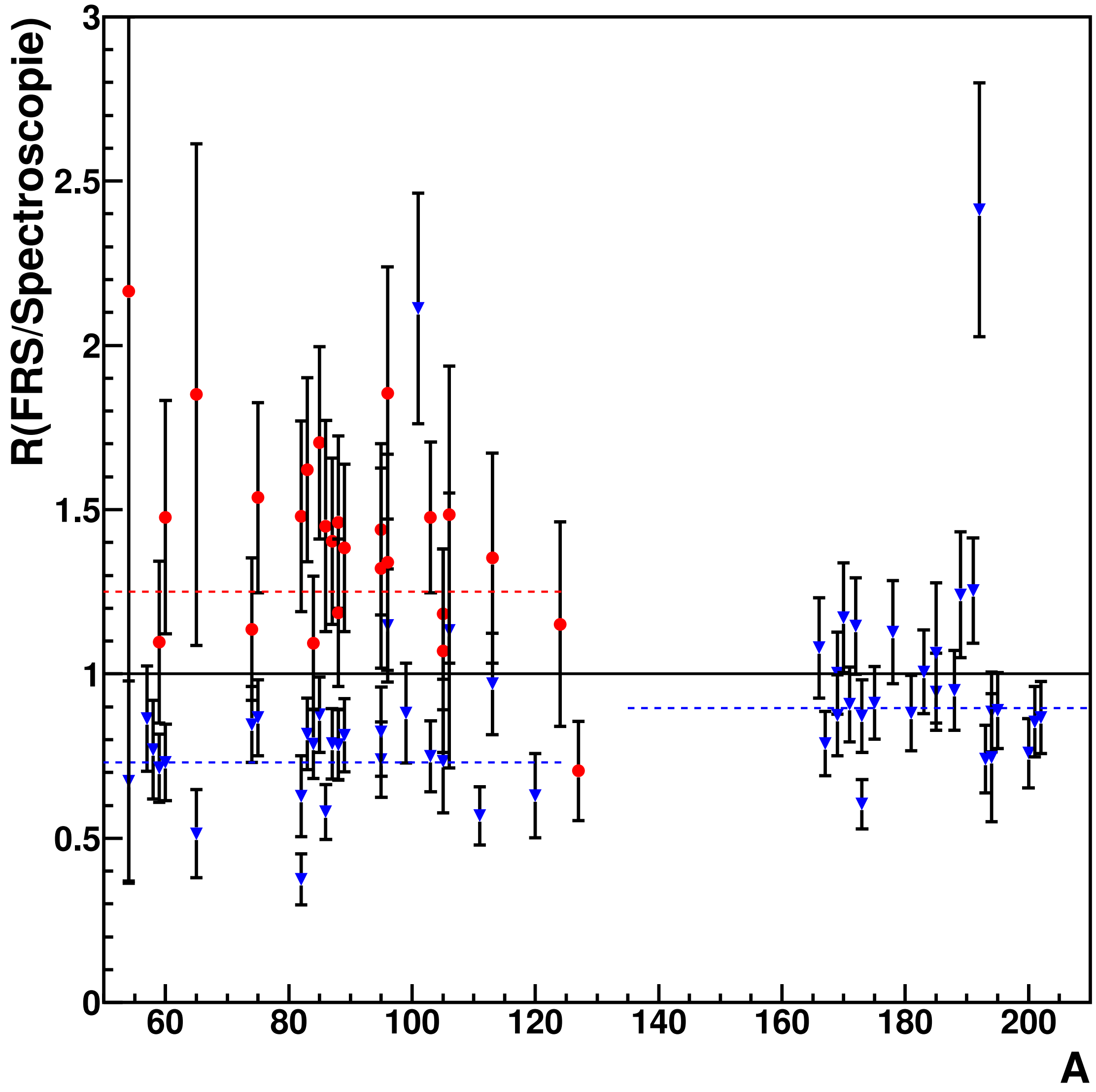


Figure 4.5: *Rapports entre les sections efficaces de production obtenues au GSI à 500 et à 1000 MeV et celles obtenues par le groupe de R. Michel et al [5] à 553 et 996 MeV. Les triangles représentent les valeurs à 1000 MeV et les points le rapport entre les données mesurées autour de 500 MeV. Les incertitudes représentées sont la somme des erreurs systématiques et statistiques. Les lignes pointillées, représentent les valeurs des moyennes pour chaque groupe.*

En conclusion, la comparaison entre les données mesurées au GSI et les données en cinématique directe montre qu'il existe un désacord entre les mesures de fission faites en cinématique inverse si l'on prend les valeurs de R. Michel et al. comme référence. Deux sources possibles d'erreurs dans les mesures de GSI peuvent être l'évaluation de la transmission, et/ou dans le cas des mesures faites à 500 AMeV, un facteur global de normalisation comme nous le verrons plus loin.

4.1.3 Distributions en charge et en masse.

Les distributions en charge et en masse des fragments de fission mesurés à 500 AMeV sont représentées sur les figures 4.6. On observe que les distributions sont symétriques centrées autour de:

$$< A > = 93.0 \pm 0.7 \qquad et \qquad < Z > = 40.1 \pm 0.3 \tag{4.1}$$

Les résultats sur les valeurs de la masse et de la charge moyenne de nos mesures sont en parfait accord avec les valeurs obtenues par E. Hagebø et T. Lund dans la référence [6], où $< A > = 93.2$ et $< Z > = 40.0 \pm 0.1$. Ils ont mesuré le taux de production de 27 isotopes produits dans la fission du plomb naturel avec des protons à 600 MeV. L'expérience a été faite auprès de l'installation ISOLDE et l'identification des isotopes par des méthodes radiochimiques. Les largeurs des distributions obtenues de l'ajustement de nos données par des fonctions gaussiennes,

$$\sigma_A = 15.1 \pm 0.6 \qquad et \qquad \sigma_Z = 6.3 \pm 0.2 \tag{4.2}$$

montrent aussi un accord excellent avec les résultats de la référence précédente, où $\sigma_A = 14.9 \pm 0.1$ et $\sigma_Z = 6.34 \pm 0.1$.

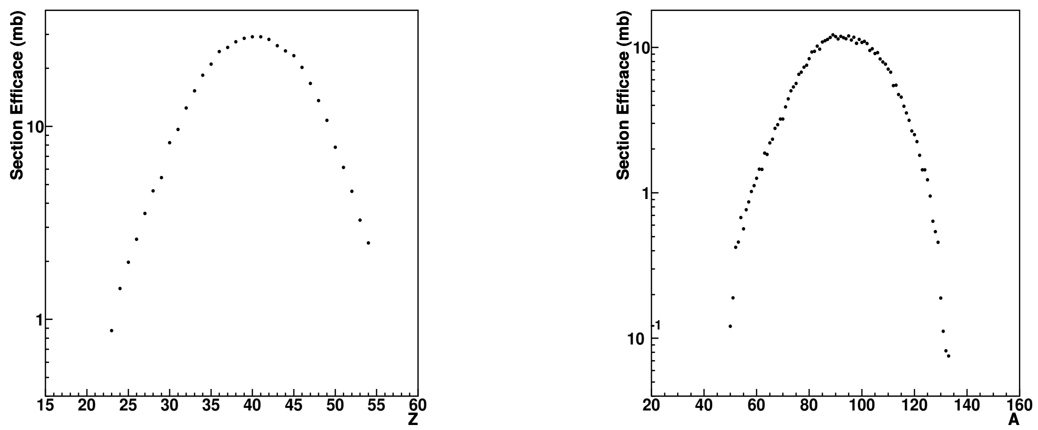


Figure 4.6: *Distribution en charge et en masse des fragments de fission.*

Sur le tableau 4.2 nous présentons une comparaison entre les paramètres caractérisant la fission du système $^{208}Pb+p$ à 500 AMeV avec ceux obtenus dans les systèmes: $p+^{nat}Pb$ (600 MeV) mesuré par E. Hagebø et T. Lund, [6] et $^{208}Pb+p$ (1 AGeV), $^{208}Pb+d$ (1 AGeV) par T. Enqvist et al. dans [[7],[8]].

Réaction	A	Z	σ_A	σ_Z
$^{208}Pb + p$ (500 $AMeV$)	93.0 ± 0.7	40.1 ± 0.3	15.1 ± 0.6	6.3 ± 0.2
$^{nat}Pb + p$ (600 $AMeV$)	93.2	40.0 ± 0.1	14.9 ± 0.1	6.34 ± 0.1
$^{208}Pb + p$ (1000 $AMeV$)	90.7 ± 1.0	39.6 ± 0.5	16.1 ± 0.8	6.6 ± 0.3
$^{208}Pb + d$ (1000 $AMeV$)	89.6 ± 1.1	39.0 ± 0.7	17.4 ± 1.0	7.3 ± 0.5

Tableau 4.2: *Comparaison entre les mesures (charge, masse moyenne et largeurs des distributions en charge et masse des fragments de fission) caractérisant la fission du système* $^{208}Pb+p$ *(500 AMeV), et les systèmes* $^{nat}Pb + p$ *(600 AMeV) analysé par E. Hagebø et T. Lund [6],* $^{208}Pb + p$ *(1000 AMeV),*$^{208}Pb + d$ *(1000 AMeV) analysés par T. Enqvist [7].*

On observe une diminution de la valeur de la masse et la charge moyenne au fur et à mesure que l'énergie incidente augmente, alors que les largeurs des distributions suivent un comportement inverse. Ceci peut être expliqué qualitativement en termes d'énergie d'excitation à l'issue de la cascade intranucléaire. D'une part, lorsque l'énergie du projectile augmente le dépôt d'énergie pendant l'étape de cascade est plus important, favorisant ainsi l'évaporation de neutrons et protons avant que la fission ait lieu. En conséquence le système fissionnant sera en moyenne plus léger. D'autre part, plus l'énergie incidente est grande, plus d'énergie d'excitation est transmise au système fissionnant. L'énergie d'excitation des fragments de fission est croissant aussi avec l'énergie d'excitation initial du préfragment avant fission, les fragments produits au moment de la scission vont donc plus évaporer conduisant aussi à des fragments plus légers.

Par ailleurs, les largeurs augmentent avec l'énergie incidente car le spectre en énergie d'excitation et en noyaux initiaux est plus large et donc le nombre de noyaux susceptibles de fissionner augmente.

4.1.4 Section efficace totale de fission.

La somme des sections efficaces isotopiques permet de déduire la valeur de la section efficace totale de fission. Nous avons obtenu:

$$\sigma_{fis} = 232 \pm 29 \ mb \tag{4.3}$$

étant donné que l'on fait la somme sur tous les isotopes, l'incertitude donnée est essentiellement systématique. Cette valeur représente 55% d'écart par rapport à la valeur obtenue par E. Hagebø et T. Lund [6] à partir de l'intégration de leur distribution en masse, où σ_{fis} vaut $149 \pm 6 \ mb$.

Dans la référence [107], A. V. Prokofiev présente une compilation des sections efficaces totales pour la fission de différents isotopes cibles (depuis le ^{165}Ho jusqu'au ^{239}Pu) pour différentes énergies de protons incidents. Ceci lui a permis de paramétrer la dépendance de la section efficace totale de fission avec l'énergie, en fournissant des valeurs en l'abscence des

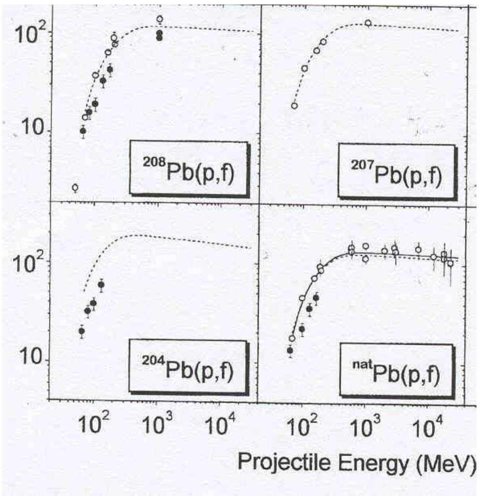


Figure 4.7: *Systématique de Prokofiev des sections efficaces de fission totale en fonction de l'énergie incidente pour certains isotopes du plomb, et le plomb naturel, figure du bas à droite.*

données expérimentales, comme c'est le cas à 500 MeV. La section efficace totale de fission proposée par cette systématique est basée sur une première paramétrisation faite par Fukahori et Pearlstein [108] en 1991, à laquelle il a rajouté en terme au quatrième ordre P_4 .

$$\sigma_{fis}(E_p) = P_1(1 - exp[-P_3(E_p - P_2)])(1 - P_4 ln E_p) \tag{4.4}$$

où σ_{fis} est la section efficace en (mb), et E_p est l'énergie du proton incident en (MeV). P_1, P_2, P_3, P_4 sont les paramètres de l'ajustement. P_1 représente la saturation de la section efficace, P_2 le seuil en énergie, P_3 le facteur de croissance et P_4 tient compte de la décroissance de la section efficace de fission à haute énergie incidente. Pour chaque isotope cible (^{165}Ho - ^{239}Pu), un groupe de paramètres est déduit, qui représente le meilleur ajustement individuel. En outre, chaque paramètre a été ajusté en fonction de la variable (Z^2/A) des noyaux composés afin de déterminer une systématique qui puisse prédire les sections efficaces totales de fission pour toute la gamme de noyaux cible.

Les mesures utilisées pour la systématique ainsi que la paramétrisation faite pour la section efficace totale de fission sur plusieurs isotopes de plomb, et sur le plomb naturel sont représentées sur la figure 4.7. Il faut noter qu'il n'y a pas de données expérimentales sur la fission du plomb 208, entre 200 et 1000 MeV, alors que pour le plomb naturel le point intermédiaire à 600 MeV, est celui mesuré par E. Hagebø et T. Lund, [6], ($\sigma_{fis} = 149 \pm 6\ mb$). Les résultats concernant cette mesure ont été discutés précédemment. La valeur donnée par la relation 4.4 pour la section efficace totale de fission à 500 AMeV est de 118 mb pour l'ajustement individuel et 116 mb pour celui fait sur tous les noyaux. Cette valeur est environ un facteur deux plus petite que celle mesurée dans ce travail.

Sur la figure 4.8 nous présentons une récapitulation des données expérimentales des sections efficaces totales de fission entre 500 et 1000 AMeV avec la paramétrisation de Prokofiev. La section efficace totale de R. Michel et al. a été estimée à partir de la comparaison dans la section 4.1.2.

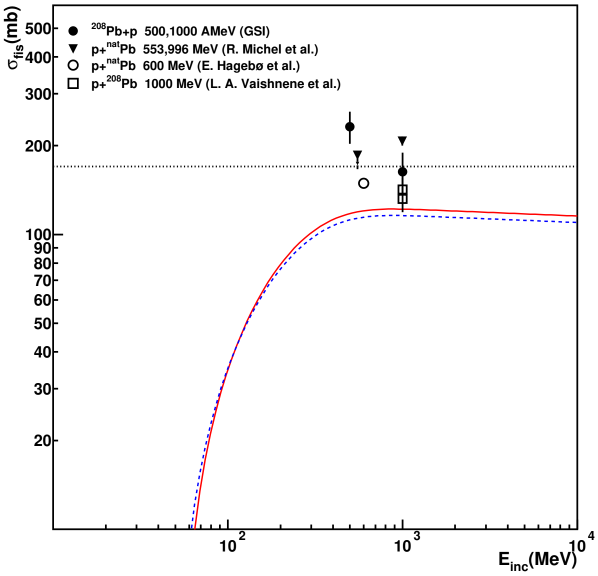


Figure 4.8: *Section efficace totale de fission en fonction de l'énergie: Données expérimentales (voir légende) et systématique de Prokofiev pour l'isotope de plomb 208, la ligne en noir correspond à la systématique individuelle et la ligne en tirets, à la systématique sur tous les systèmes.*

On observe une forte disparité entre les différentes mesures.

En effet, les données de E. Hagebø et T. Lund (600 MeV), avec les données de T. Enqvist et al. [7] au GSI (1000 AMeV) ainsi que les résultats des mesures de sections efficaces totales de fission faites par L. Vaishnene et al. [109] (1000 MeV) se placent en dessous de 170 mb. Les résultats de L. Vaishnene et al. [109] ont été aussi utilisés dans la systématique de Prokofiev [107]. Ils ont été obtenus en bombardant une cible de plomb 208 par un faisceau de protons incidents à une énergie de 1GeV. A l'aide de deux détecteurs de silicium et d'un compteur à plaques parallèles doubles, la détection en coïncidence des événements de fission avec une acceptance en angle solide de 4π a été possible. Cette méthode expérimentale dédiée à cette mesure rend les résultats obtenus par L. A. Vaishnene et collaborateurs très précis. La valeur de la section efficace totale mesurée ayant utilisé les détecteurs de silicium vaut $\sigma_{fis} = 132 \pm 13\ mb$, celle obtenue à partir du compteur de doubles plaques parallèles est $\sigma_{fis} = 142 \pm 14\ mb$.

Alors que les données de ce travail (500 AMeV) et les données de R. Michel et al. (553 MeV $\sigma_{fis} = 174\ mb$ et à 996 MeV, $\sigma_{fis} = 207.4\ mb$) [36], [5] présentent une section efficace totale de fission qui est supérieure à 170 mb.

La paramétrisation montrée sur la figure 4.7, prédit une section efficace totale de fission constante autour de 116 mb entre 400 et 1000 MeV à 20 % près (incertitude sur la valeur prédite pour la systématique). Bien qu'il n'existe aucune preuve expérimentale excluant une remontée de la section efficace entre 500 et 1000 AMeV, ceci s'avère peu probable aussi que nous le montrerons au chapitre 5. Par ailleurs, la section efficace mesurée à 500 AMeV est largement la plus grande. En résumé, les comparaisons de la section efficace totale de fission avec le peu de données expérimentales disponibles dans ce domaine énergétique et avec la prédiction de la systématique, paraissent indiquer une surestimation importante de la section efficace totale de fission dans nos mesures à 500 MeV. Un facteur global dans la normalisation absolue ou dans la transmission pourraient être à l'origine de cette différence.

4.2 Rapport $\frac{<N>}{Z}$, $\frac{N}{<Z>}$ et largeurs des distributions isotopiques et isobariques des fragments de fission.

Dans cette section nous présentons une étude de la dépendance du rapport $\frac{N}{<Z>}$ et $\frac{<N>}{Z}$ ainsi que des largeurs des distributions isotopiques et isobariques avec la charge et masse. Le rapport entre le nombre de neutrons moyen, $< N >$, pour une charge donnée, et la charge, Z, obtenue à partir de l'ajustement des distributions isotopiques par une fonction gaussienne est représenté sur la figure 4.9 en fonction de la charge des fragments, pour des différents systèmes. La ligne noire sur la figure 4.9, donne la position des isotopes stables obtenue à partir de la référence [110]. Si nous considérons le système $^{208}Pb + d$ à 1000 MeV comme un système $^{208}Pb+p$ avec deux fois plus d'énergie incidente et un nucléon de plus, nous pouvons étudier le rapport $< N > /Z$ en fonction de l'énergie incidente. Celui-ci dépend essentiellement de deux variables: le rapport N/Z du système fissionnant et de son énergie d'excitation avant fission. D'un côté, plus l'énergie incidente est grande plus le dépôt d'énergie dans le résidu à l'issue de la cascade sera important et donc plus il y aura d'énergie disponible pour l'évaporation de protons et neutrons. Ceci donnera lieu à des systèmes fissionnants plus légers ayant un rapport N/Z plus petit. En revanche, cet effet est complété par l'énergie d'excitation initiale E^* fournie aux noyaux fissionnants. Cette énergie d'excitation va être répartie proportionnellement au rapport de masses des fragments de fission, l'énergie d'excitation du fragment 1, E_1^* sera

$$E_1^* \propto \frac{A_1}{A_1 + A_2} E^* \qquad (4.5)$$

On observe donc sur la figure 4.9 que les isotopes produits dans la fission du système $^{208}Pb + d$ à 1000 MeV proviennent de systèmes plus excités et ils rejoignent la vallée de stabilité en évaporant de neutrons principalement. Les fragments de fission produits dans la réaction $^{208}Pb + p$ à 500 AMeV sont beaucoup plus riches en neutrons. De plus, puisque les fragments de fission plus lourds évaporent plus, ils sont du coté déficient en neutrons de la vallée de stabilité.

En ce qui concerne les largeurs des distributions isotopiques en neutrons, on observe une augmentation graduelle de la largeur avec la charge. Les fragments plus lourds ayant une énergie d'excitation plus grande le nombre de neutrons évaporés va donc fluctuer plus, conduisant à un élargissement de la distribution en masse. Les différences des largeurs entre les différents systèmes sont plus notables lorsque la charge augmente. La raison est due au fait que pour les fragments lourds les différences en énergie d'excitation peuvent aboutir à un effet sur les largeurs alors que pour les plus légers les effets de fluctuations sont moins visibles.

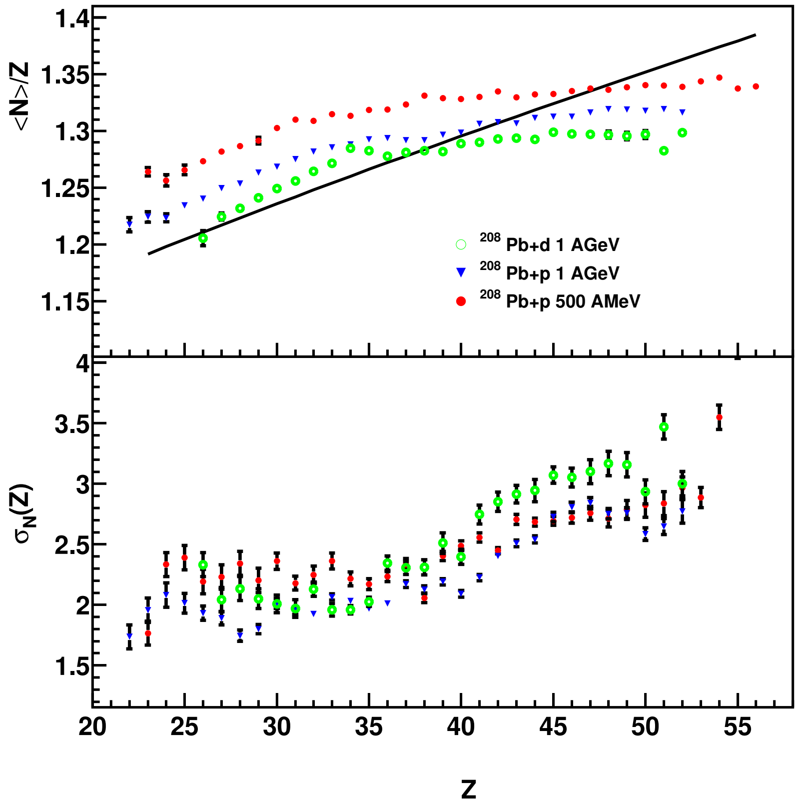


Figure 4.9: *La figure du haut représente le rapport entre le nombre de neutrons plus probable et la charge et la ligne correspond à la position des isotopes stables. La figure du bas la dispersion de la distribution en masse en fonction de la charge. Les barres d'erreur sont données par les incertitudes de l'ajustement.*

Dans la référence [6] c'est le rapport $\frac{N}{<Z>}$ des distributions isobariques qui a été étudié pour des raisons expérimentales mais qui donne le même type d'information qu'auparavant. Plus l'énergie d'excitation augmente plus les distributions sont plus déficientes en neutrons. Sur la figure 4.10, les résultats obtenus à partir des données à 500 AMeV (points noirs) sont comparés à la systématique obtenue par E. Hagebø et T. Lund dans la référence [6]. La ligne noire correspond à l'ajustement par une fonction des données expérimentales citées dans la référence [6], et les lignes en dessous et au-dessus de la ligne noire correspondent aux bornes inférieure et supérieure définies par les barres d'erreurs des paramètres utilisés. La vallée de stabilité est représentée par la ligne en tirets. Il faut noter aussi que E. Hagebø et T. Lund ont pris en compte pour l'ajustement les données de J. A. Panontin et N. T. Porile [10] pour les masses A=103, 109, 111, 112. On observe un accord parfait avec nos données pour les fragments dans l'intervalle de masse entre A=75 et A=105. De même, pour les éléments qui sont au-delà de cet intervalle les résultats sont tout à fait compatibles dans les barres d'erreurs. En outre, les valeurs $A/<Z>$ obtenues dans la réaction $^{209}Bi(450\ MeV\ p,f)$ par Kruger et Sugarman [111] (triangles dans la figure 4.10) pour trois isotopes A=59, 90, 115 sont en accord avec nos données.

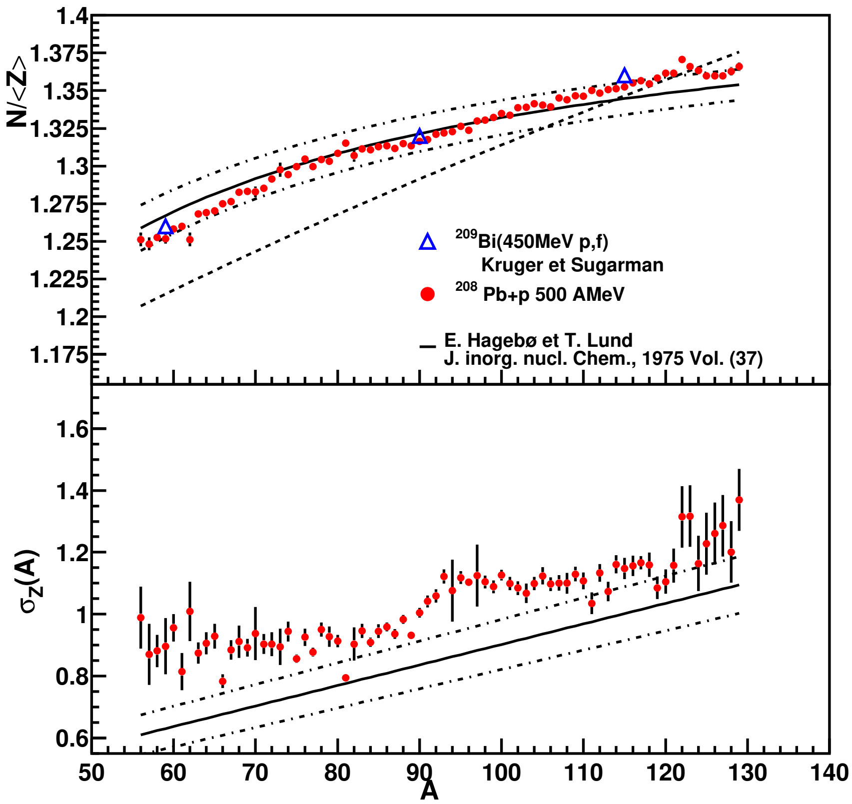


Figure 4.10: *La figure du haut représente le rapport entre le nombre de neutrons et la charge moyenne et la figure du bas la dispersion de la distribution en charge en fonction de la masse. (voir légende sur la figure pour l'identification des points). La ligne en tirets en haut correspond à la position des isotopes stables, la ligne noire à la systématique de la référence [6] et les lignes en tirets et pointillées correspondent aux limites de la systématique. Les barres d'erreur sur les points expérimentaux sont données par les incertitudes de l'ajustement.*

Sur la figure du bas de 4.10, nous avons représenté les largeurs en charge des distributions isobariques en fonction de la masse. La largeur augmente avec la masse entre 0.88 et 1.35 unités de Z, en désaccord avec la référence [10] où une largeur constante $\sigma_Z(A) = 0.8 \pm 0.04$ a été proposée pour un intervalle étroit de masse A=103,111. En revanche, les intervalles en Z (22,59) et en A (56,130) de nos mesures sont très larges, ce qui nous permet d'étudier les variations d'une façon globale. On voit aussi sur la figure 4.10 que les largeurs des distributions obtenues par la méthode ISOLDE [6] (ligne noire) à partir d'un ajustement sont systématiquement inférieures aux nôtres. Cependant le fait qu'avec cette méthode très peu d'isotopes, de l'ordre de trois pour une chaîne isobarique donnée, aient été mesurés pourrait expliquer ce désaccord.

4.3 Propriétes cinématiques des fragments de fission.

4.3.1 Résultats et discussion.

Lors de notre expérience nous avons aussi mesuré la vitesse. Dans la section 3.2.2 nous avons montré la manière dont l'information sur les vitesses avait été extraite. La valeur obtenue représente la projection parallèle à l'axe du faisceau de la vitesse des fragments de fission. Afin d'obtenir la vitesse qui définit le rayon de la couche sphérique (voir figure 3.22), elle doit être corrigée par la transmission.

Les distributions en vitesse dans le système du centre de masses intégrées sur les masses en fonction de la charge nucléaire sont représentées sur la figure 4.11. Le figure de droite montre les vitesses obtenues dans la réaction $^{208}Pb + Ti$. On observe trois ensembles de vitesses. Le plus important est un groupe de vitesses centrées autour de zéro dans le repère du projectile. Cet ensemble est la signature de la fragmentation sur le titane, pour laquelle les fragments produits ont une distribution de vitesse autour du projectile. Ceci peut être interprété en termes de réactions semi-périphériques et centrales. Dans ce type de collisions, un grand nombre de nucléons du projectile est "abradé" pendant l'interaction et le préfragment reste largement excité. L'énergie d'excitation est dissipée en forme d'évaporation de particules en donnant lieu à la formation de fragments légers. Même si la probabilité de peupler les charges légères augmente, les collisions centrales sont aussi peu probables, en conséquence une grande perte de charge n'est toujours pas favorisée. De part et d'autres de ce groupe, on observe deux ailes vers les vitesses négatives et positives, qui correspondent aux événements de fission.

Lorsque la contribution du titane a été enlevée de la cible complète, sur la figure de gauche 4.11, on observe qu'il n'y a plus d'événements avec des vitesses autour de zéro. Ceci tient au fait qu'à 500 A MeV, l'énergie d'excitation dans la réaction $^{208}Pb + p$ n'est pas suffisamment grande pour produire des résidus d'évaporation de Z en dessous de Z=59. On observe aussi sur la forme des distributions en vitesse l'effet de la conservation de l'impulsion dans les événements de fission, la valeur absolue de la vitesse augmente au fur et à mesure que la charge diminue.

4.3.2 Estimation du nombre de neutrons moyen émis après la fission.

La valeur moyenne des vitesses corrigées par la coupure angulaire est montrée sur la figure 4.12 en fonction du nombre atomique. Les valeurs des vitesses pour chaque élément sont tabulées dans l'annexe B. L'incertitude a été calculée à partir de la déviation standard de la moyenne de tous les fragments ayant la même charge.

Les vitesses ne constituent pas uniquement une information clef lors de la séparation des mécanismes de la réaction intervenant dans les réactions de spallation comme nous l'avons signalé précédemment, mais elles peuvent aussi être utilisées pour la détermination du nombre de neutrons émis après la fission. L'acceptance angulaire rend impossible la détection des deux fragments de fission simultanément, empêchant ainsi la mesure directe du noyau conduisant aux fragments émis. Nous allons montrer que l'on peut obtenir une estimation des neutrons émis après fission à partir des systématiques de l'énergie cinétique totale.

A haute énergie d'excitation l'énergie cinétique totale, TKE, est donnée par la répulsion

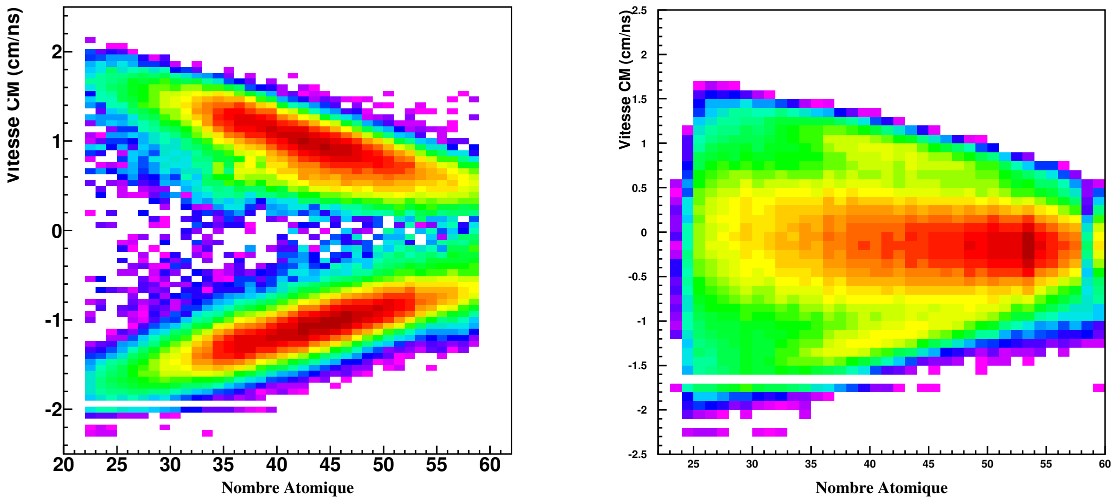


Figure 4.11: *Spectre bi-dimensionnel de la vitesse dans le système du centre de masses en fonction du nombre atomique. A droite, la figure correspond aux résultats obtenus dans le système* $^{208}Pb + Ti$*, à gauche ceux obtenus dans la réaction* $^{208}Pb + p$.

coulombienne dans la configuration de deux sphéroïdes tangents séparés par une distance d.

$$TKE \propto \frac{Z_1 Z_2 e^2}{D} \tag{4.6}$$

et D vaut,

$$D = r_0 A_1^{1/3}(1 + \frac{2\beta}{3}) + r_0 A_2^{1/3}(1 + \frac{2\beta}{3}) + d \tag{4.7}$$

où r_0 vaut 1.16 fm, $\beta = 0.625$, et $d = 2$ fm, les valeurs des paramètres ont été obtenus des références [61],[112]. Ceux-ci ont été ajustée aux mesures d'énergie cinétique totale sur une large gamme de systèmes fissionnants. A_1, A_2, Z_1, Z_2 représente la masse et la charge des deux fragments induits dans un événement de fission, avant évaporation de neutrons par les fragments de fission et A et Z seront utilisés pour l'identification du système fissionnant.

Dans les références [7] [113], on suppose que le nombre de neutrons évaporés après fission est négligeable et que le rapport A sur Z du préfragment se préserve

$$\frac{A}{Z} = \frac{A_1}{Z_1} = \frac{A_2}{Z_2} \qquad soit \qquad A_2 = Z_2 * \frac{A_1}{Z_1} \tag{4.8}$$

Par conservation de l'impulsion dans le processus de fission,

$$A_1 v_1 = A_2 v_2 \qquad soit \qquad v_2 = v_1 * \frac{A_1}{A_2} \tag{4.9}$$

L'énergie seuil nécessaire pour évaporer un proton par un fragment de fission est l'énergie de liaison d'un proton, celle-ci est toujours supérieure à l'énergie minimale nécessaire pour évaporer un neutron à cause de la barrière coulombienne. On peut donc supposer que l'évaporation de protons est très peu probable.

$$Z = Z_1 + Z_2 \qquad soit \qquad Z_2 = Z - Z_1 \tag{4.10}$$

En combinant les équations précédentes, nous avons une relation 4.11 qui relie la vitesse d'un fragment de fission avec sa charge et masse. Le seul paramètre libre est la charge du système fissionnant.

$$v_1 = \sqrt{\left(\frac{2 * TKE}{uma * A_1}\frac{Z - Z_1}{Z} * c^2\right)} \tag{4.11}$$

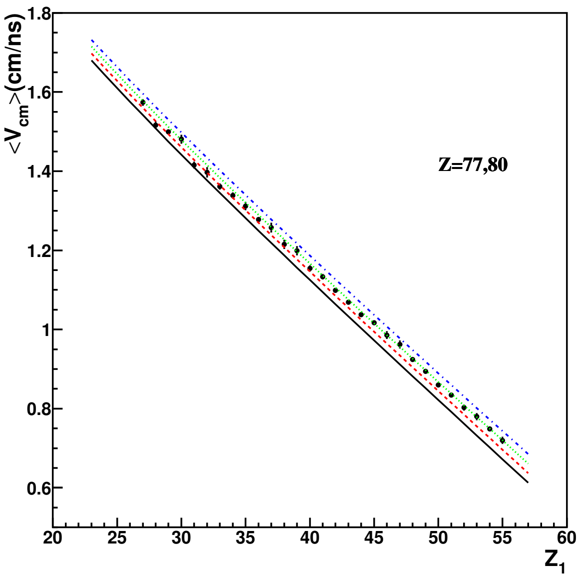


Figure 4.12: *Les points noirs représentent les vitesses corrigées par la transmission moyennées sur toutes les masses en fonction de la charge nucléaire. Les fonctions correspondantes à des différentes charges du système fissionnant depuis 77 jusqu'à 80 sont représentées par des lignes.*

Dans le cas de nos données la masse moyenne pour chaque charge peut être obtenue à partir d'un ajustement par une fonction gaussienne des distributions isotopiques montrées sur les figures 4.2, 4.3. Les résultats pour l'expression 4.11 sont montrés sur la figure 4.12. Les valeurs des vitesses correspondant à différentes charges du système fissionnant sont représentées par des différents lignes.

La ligne qui ajuste le mieux les données expérimentales entre Z=32-55 correspond à $Z_{fis} =$ 79, alors que la distribution en charge des fragments de fission était centrée autour de $Z_{fis} =$

40.1 ± 0.3 dans la section 4.1.3. Nous savons que la fission du plomb est symétrique, nous pouvons donc estimer la valeur moyenne de la distribution des préfragments à partir de la valeur moyenne de la distribution en charge des fragments de fission, en supposant qu'il n'y a pas de protons évaporés après fission. Cette hypothèse toute à fait justifiable conduit à $Z_{fis} = 80.2 \pm 0.6$. Or, la ligne correspondant à $Z_{fis} = 80$ sur la figure 4.12 est clairement en dehors des données. On observe que les hypothèses évoquées plus haut conduisent à une sous-estimation de la charge moyenne du système fissionnant.

Le fait de négliger l'évaporation de neutrons des fragments de fission n'étant pas justifié (contrairement au cas des protons), nous allons donc procéder autrement. Etant donné que l'identification des fragments de fission a été faite sans ambiguïté, nous partons donc de l'hypothèse que la distribution moyenne des systèmes fissionnants est centrée autour de Z=80.2. En suite, nous allons suivre la même procédure qu'auparavant mais sans négliger les neutrons évaporés post-fission et supposer que le rapport A/Z du système fissionnant est conservé.

La masse des fragments avant évaporation de neutrons s'exprime donc par

$$< A_1 >_{pre} (Z_1) =< A_1 >_{post} (Z_1) + \bar{\nu_1} \tag{4.12}$$

où $\bar{\nu_1}$ est le nombre moyen de neutrons émis pour chaque fragment de fission. Pour le partenaire de Z_1, Z_2 est obtenue directement de 4.10 pour un système fissionnant donné. La masse post-fission est donnée par $< A_2 >_{post} (Z_2) =< A_2 >_{post} (Z - Z_1)$, où $< A_2 >_{post}$ est la masse moyenne mesurée pour $Z - Z_1$. La masse avant évaporation de neutrons est $< A_2 >_{pre} (Z_2) =< A_2 >_{post} (Z_2) + \bar{\nu_2}$.

On observe qu'il existe deux inconnues $\bar{\nu_1}, \bar{\nu_2}$ et une seule équation 4.11. Il est donc nécessaire de faire une supposition sur la répartition du nombre de neutrons totaux évaporés après la fission. L'énergie d'excitation totale se répartit dans le rapport de masses des fragments de fission avant évaporation et cette quantité est liée au nombre de neutrons totaux évaporés, $\bar{\nu}$, le nombre de neutrons évaporés par un fragment de fission peut donc s'exprimer par

$$\bar{\nu_1} = \frac{< A_1 >_{pre}}{< A_1 >_{pre} + < A_2 >_{pre}} * \bar{\nu} \tag{4.13}$$

La même expression peut-être écrite pour ν_2 en fonction du rapport des masses. Il faut noter que pour cette expression nous utilisons les seules masses connues qui sont celles post-fission, ceci entraîne une petite variation dans le nombre de neutrons évaporés dans le cas de la fission asymétrique. Pour estimer l'erreur, le rapport entre le nombre de neutrons évaporés donné par le rapport de masses au moment de la scission et après évaporation de neutrons a été calculé à l'aide du code INCL4+ABLA et il reste toujours inférieur à 5 pour mille. Maintenant le seul paramètre libre est le nombre de neutrons totaux évaporés.

$$v_1 = f(< A_1 >, Z_1, \bar{\nu}, Z = 80) \tag{4.14}$$

Sur la figure de gauche de 4.13, nous présentons le résultat des vitesses après avoir fait varier le nombre de neutrons évaporés entre 5, 8 et 11. Afin de déterminer quelle est la ligne qui s'ajuste le mieux aux données expérimentales, nous avons calculé la valeur du χ^2 par degré

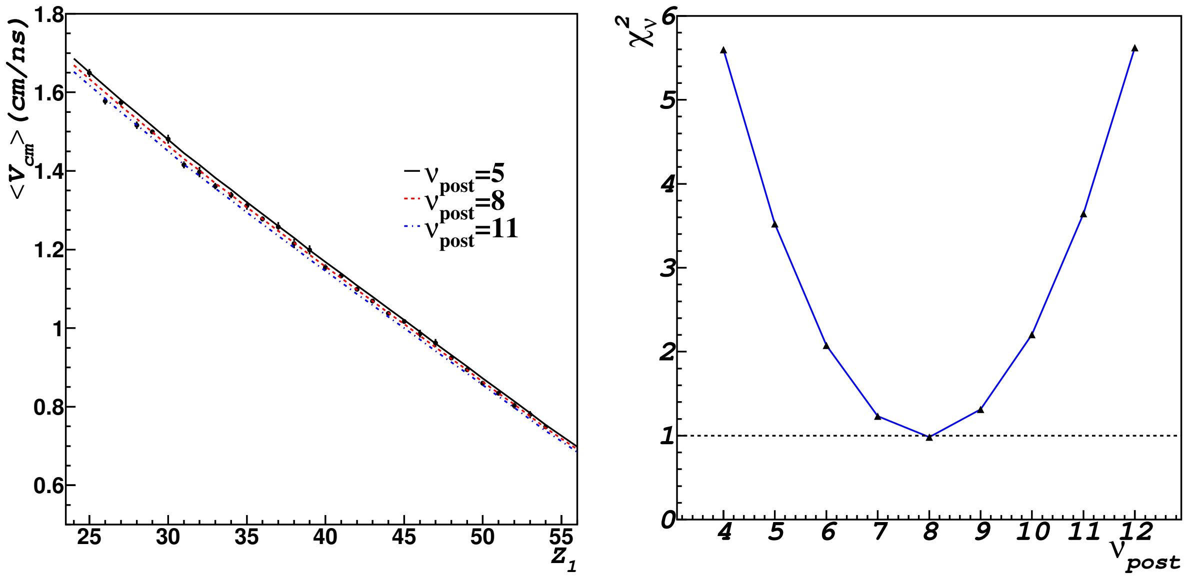


Figure 4.13: *Sur la figure de gauche, les points noirs représentent les vitesses corrigées par la transmission moyennées sur toutes les masses en fonction de la charge nucléaire. Les différentes valeurs des vitesses correspondant à différents valeurs du nombre total de neutrons évaporés par les fragments après scission sont représentées par des lignes, (Voir la légende sur la figure pour le type de ligne). A droite, variation du χ^2 par degré de liberté en fonction du nombre total de neutrons évaporés.*

de liberté en fonction du nombre total de neutrons émis en moyenne sur la figure de droite. On observe que le minimum du $\chi^2_\nu \simeq$ 1.0 est atteint pour $\nu_{tot} = 8$. L'incertitude dans le nombre total de neutrons émis a été estimée à ± 2, puisque nous ne sommes pas très sensibles à des variations inférieures à 2. Ceci nous permet donc de remonter à la masse du système fissionnant $A_{fis} = 2* < A > +\nu = 186 + 8 = 194$. Cette analyse permet donc de remonter à la masse du système fissionnant et de déduire le nombre de neutrons évaporés par les fragments de fission. La valeur obtenue est en parfait accord avec le nombre de neutrons post-fission mesuré par Z. Fraenkel et collaborateurs [114], $\nu_{tot} = 7.20 \pm 1.44$ dans la réaction $^{209}Bi + p$ à 475 MeV. D'autres mesures expérimentales [54], [115] ayant mesuré l'émission des neutrons post-fission dans des collisions du type fusion-fission donnent une valeur de ν_{tot} autour de 4. Ceci n'est pas directement comparable à nos systèmes puisque dans ce cas le système fissionnant est très déformé et une partie de l'énergie d'excitation est dépensée dans la rotation. D'un autre coté, le nombre total de neutrons obtenu après avoir appliqué la méthode précédente aux valeurs des vitesses extraites du code INCL4+ABLA donne $\nu_{tot} = 10 \pm 2$, résultat qui est compatible avec la valeur estimée à partir des données expérimentales. Il faut noter cependant que le code prédit un système fissionnant moyen de charge $Z_{fis} = 81$, donc une unité plus grande que les données.

En conclusion, nous avons présenté une méthode qui permet d'obtenir le nombre de neutrons moyen émis après-fission. Nous avons trouvé une valeur de $\nu_{tot} = 8 \pm 2$ neutrons évaporés après fission. Nous avons aussi montré que les hypothèses faites dans les références [113],[7] conduisent à une sous-estimation de la charge moyenne du système fissionnant. De plus, cet approche permet de s'affranchir des hypothèses qui ne sont pas justifiables dans notre cas.

4.3.3 Energie cinétique des fragments dans le centre de masse.

Il existe très peu de données dans la littérature concernant les mesures de propriétés de recul des fragments de fission du plomb dans la plage énergétique de quelques centaines de MeV. Les seules données comparables aux notres datent de 1968. Auprès d'un synchro-cyclotron à Chicago, J. A. Panontin et N. T. Porile [10] ont mesuré en cinématique directe les énergies cinétiques de sept isotopes issus de la fission du plomb 208 avec un faisceau de protons à une énergie incidente de 450 MeV. Pour calculer les énergies cinétiques à partir de nos données nous avons supposé que les fragments ont une distribution angulaire isotrope. L'énergie cinétique dans le système du préfragment peut être obtenue à partir de la relation suivante

$$E_k = \frac{1}{2} A m_0 (v_{cm}^2) \tag{4.15}$$

où A représente la valeur de la masse pour chaque isotope donnée, m_0, l'unité de masse atomique, et v_{cm}, est la vitesse des fragments après avoir été corrigée par la transmission. Nous avons supposé que le centre de masse est le système de référence du projectile en repos. Puisque l'évaporation de neutrons par les fragments de fission est isotrope la vitesse mesurée ne change pas en moyenne de valeur. Cependant, l'énergie cinétique dépend de la masse et aussi l'émission de neutrons de post-fission a tendance à faire diminuer la valeur calculée. En moyenne, l'énergie cinétique emportée par chaque neutron évaporé peut être estimée par

$$< E_n >= \frac{E_k}{A} \tag{4.16}$$

Nous avons corrigé l'énergie cinétique après évaporation de neutrons pour chaque Z par l'énergie cinétique totale des neutrons évaporés à partir de l'information sur les neutrons évaporés déduite de la section 4.3.2.

$$E_{cm} = E_k + < \nu > < E_n > \tag{4.17}$$

Les résultats obtenus sont comparés aux valeurs de l'énergie cinétique moyenne mesurée par J. A. Panontin et N. T. Porile. [10] pour chaque élément sur le tableau 4.3

Dans les limites des barres erreurs sur les mesures de [10], (environ 5%), nos données et les mesures de J. A. Panontin et N. T. Porile sont compatibles pour tous les isotopes à l'exception de ^{111}In, ^{103}Pd où l'écart atteint 20%. Cette différence pourrait provenir du fait que plusieurs corrections ont été appliquées aux mesures de la référence [10]. L'énergie cinétique moyenne est obtenue, à partir de la mesure du parcours des fragments détectés. D'une part la relation parcours-énergie a été paramétrée à partir de mesures de fission induite par des neutrons

Z	A	$E_{cm}(MeV)$	T(MeV)
46	103	48.8 ± 1.0	58.9 ± 1.7
46	109	55.3 ± 1.1	56.5 ± 1.9
46	112	50.9 ± 1.0	54.6 ± 1.3
47	111	52.5 ± 1.1	57.4 ± 1.6
47	112	54.4 ± 1.1	56.8 ± 2.1
47	113	52.9 ± 1.1	53.6 ± 1.4
49	111	45.5 ± 1.0	54.2 ± 1.3

Tableau 4.3: *Energies cinétiques dans le système centre de masse corrigées par le nombre de neutrons évaporés (E_{cm}) comparées aux mesures faites par [10] (T). L'incertitude sur la valeur de $< E_{cm} >$ a été estimée à partir de la différence en énergie cinétique qui correspondrait à une erreur de plus ou moins deux neutrons totaux émis. L'incertitude pour l'énergie cinétique (T) correspond seulement à l'incertitude expérimentale. Plusieurs corrections ont été appliquées a posteriori et donc l'incertitude globale est de 5% [10].*

thermiques. D'autre part une dépendance de l'énergie cinétique avec $Z^{-1/2}$ est à la base de la deuxième correction. Celle-ci est de l'ordre de 8% pour les isotopes en désaccord alors que pour le reste est de l'ordre de 3%. La correction due au nombre de neutrons évaporés par les fragments détectés a été aussi prise en compte.

En outre, nous avons comparé la valeur de l'énergie cinétique la plus probable des fragments de fission avec la systématique de V. E. Viola et collaborateurs [116],[117]. Ils ont mené une étude de la dépendance de l'énergie cinétique totale avec le paramètre $Z^2_{fis}/A^{1/3}_{fis}$ du système fissionnant à partir de la fission induite dans des réactions d'ions lourds à des énergies de l'ordre de 10 MeV par nucléon. La valeur de l'énergie cinétique mesurée la plus probable correspond à celle du fragment le plus produit. La distribution en charge de la section 4.1.3 est symétrique et est centrée autour de Z=40. L'énergie cinétique totale déduite est $< E_{tot} >= 134.2 \pm 2.6$ MeV, pour $Z_{fis} = 80$ et $A_{fis} = 194$ en tenant compte de la correction de 8 neutrons de post-fission. La valeur donnée par la systématique de Viola et collaborateurs est $< E_{tot} >= 139 \pm 3$ MeV, toute à fait compatible avec notre résultat.

4.4 Reconstruction des caractéristiques du système fissionnant.

Dans la section précédente, nous avons déduit la charge et masse moyenne du système fissionnant. D'après les données, peu de systèmes fissionnants contribuent à la formation des fragments analysés, une caractérisation complète du système fissionnant (Z_{fis},A_{fis},E^*) est donc possible. Nous avons suivi la méthode décrite par J. Benlliure et collaborateurs dans la référence [2].

L'énergie d'excitation au point selle est reliée avec la largeur de la distribution en charge par [118]

$$\sigma_Z^2 = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{E_{Bf}^*}}{\sqrt{a} C_{mac}} \tag{4.18}$$

E_{Bf}^* étant l'énergie d'excitation au-dessus de la barrière de fission, a le paramètre de densité de niveaux et C_{mac} la courbure du potentiel macroscopique au point selle en fonction de la variable d'asymétrie de masse.

Puisque à haute énergie d'excitation les effets de structure disparaissent [56], nous avons pris pour le paramètre de densité de niveaux sa valeur assymptotique obtenue de la référence [56] soit $a = A/12$. La dépendence de la courbure du potentiel C_{mac} avec le paramètre Z^2/A du système fissionnant a été obtenue à partir de l'ajustement des largeurs en masse des fragments de fission produits dans la fission à basse énergie dans la référence [119].

L'expression de la courbure du potentiel macroscopique a été obtenue à partir d'un ajustement par une fonction du type 4.19 aux données expérimentales de la référence [120]

$$C_{mac} = \frac{8}{Z^2} \frac{d^2 V_{mac}}{d\eta^2} \tag{4.19}$$

où $\eta = \frac{4}{A_{fis}}(A - \frac{A_{fis}}{2})$ est le degré de liberté qui tient compte de l'asymétrie, A_{fis} est la masse du système fissionnant, A la masse des fragments de fission.

La largeur étant $\sigma(Z) = 6.34 \pm 0.1$ (section 4.1.3) et d'après l'équation 4.18, nous pouvons donc déduire l'énergie d'excitation Il faut noter que tous les paramètres décrits précédemment dépendent de la charge et masse du système fissionnant calculés précédemment.

La valeur de l'énergie d'excitation au-dessus de la barrière de fission vaut $E_{Bf}^* = 80 \pm 10$ MeV. La valeur de la barrière de fission donnée dans la référence [85] vaut $B_f = 14\ MeV$. L'énergie d'excitation totale est alors $E_{tot}^* = 80 \pm 10 + 14 = 94 \pm 10\ MeV$. En conclusion, en moyenne 100 MeV sont donnés au système fissionnant sous forme d'énergie d'excitation, quant au système fissionnant moyen sa charge Z_{fis} vaut 80 et sa masse $A_{fis} = 194$.

Ce résultat obtenu est tout à fait compatible avec le nombre de neutrons de post-fission estimé dans la section 4.3.2. En effet, l'énergie moyenne emportée par un neutron est d'environ 11 MeV, et donc $\nu_{tot} = 94/11 \simeq 8.5 \pm 1$. Ceci conforte notre estimation du nombre total de neutrons évaporés après la fission.

Chapitre 5

Comparaison des résultats expérimentaux aux modèles.

Dans ce chapitre nous abordons la comparaison des résultats expérimentaux aux modèles décrivant la réaction de spallation. Rappelons que celle-ci est généralement décrite en deux étapes : la cascade intranucléaire suivie de la désexcitation par évaporation et/ou fission. Dans la première partie, nous comparerons nos données aux résultats de deux codes décrivant la cascade couplés à un même modèle de désexcitation. Ceci permettra d'étudier l'influence sur la désexcitation des conditions initiales qui sont fixées à la fin de la cascade intranucléaire. Nous utiliserons pour la première étape de la réaction deux codes de cascade intranucléaire : ISABEL et INCL4 décrits dans le chapitre 1. Ceux-ci ont été couplés à un code de désexcitation statistique qui traite l'évaporation et la fission. Nous avons montré dans la section 1.2.3 que le code ABLA traite soigneusement la fission. Notre choix s'est donc porté sur ce code pour la simulation de la seconde étape.

Dans la seconde partie du chapitre, nous choisirons un code de cascade intranucléaire et nous le couplerons à différents codes de désexcitation. Les résultats obtenus dans la première partie nous permettront d'apprécier quel est le code de cascade le plus satisfaisant.

Enfin, une discussion des propriétés de recul sera aussi présentée dans la dernière section.

5.1 Influence du modèle de cascade.

Nous avons vu au chapitre 1 qu'à la fin de la cascade intranucléaire un noyau excité est formé, appelé préfragment. La cascade intranucléaire détermine donc les conditions initiales (énergie d'excitation E^*, charge Z, masse A, et moment angulaire J) pour la désexcitation par évaporation ou fission de ce préfragment. Dans cette première section, parmi toutes les grandeurs physiques obtenues dans ce travail (section efficace totale de fission, distributions isotopiques, valeurs moyennes et largeurs des distributions en charge et masse, vitesses des fragments), nous avons choisi les deux les plus sensibles aux paramètres définis par la cascade: la section efficace totale de fission σ_{fis} et la largeur en charge des fragments de fission $\sigma(Z)$. En effet, la σ_{fis} est directement influencée par la proportion d'événements ayant les bonnes

Réaction	σ_{fis}^{INCL4}	σ_{fis}^{ISABEL}	σ_{fis}^{exp}
^{208}Pb+p 500 MeV	100	131	232 ± 29
^{208}Pb+p 1000 MeV	170	182	163 ± 26
^{208}Pb+d 2000 MeV	351	293	157 ± 31

Tableau 5.1: *Valeurs de la section efficace de fission totale en millibarns obtenues à partir des codes ISABEL et INCL4 et les résultats expérimentaux.*

conditions en E^*, Z^2/A, J, pour fissionner. La largeur en charge, elle, est sensible à l'énergie d'excitation E^*.

Cette comparaison nous permettra de choisir le code cascade à utiliser dans la section 5.3

5.1.1 Comparaison de la section efficace totale de fission.

La section efficace totale de fission peut être obtenue à partir des codes par

$$\sigma_{fis} = \sigma_{reac} \frac{N_{fis}}{N_{tir} - N_{trans}} \tag{5.1}$$

où N_{fis} le nombre d'événements qui subissent une fission, N_{tir} le nombre de tirages initiaux, N_{trans} le nombre de transparents, c'est à dire le nombre de particules qui traversent le noyau sans interagir et σ_{reac} la section efficace de réaction calculée par le code.

Nous avons donc déterminé la section efficace totale à partir de 5.1 pour trois systèmes, 500 MeV $^{208}Pb + p$, 1 GeV $^{208}Pb + p$, 2 GeV $^{208}Pb + d$ afin de pouvoir étudier la dépendance avec l'énergie incidente. La section efficace de réaction totale donnée par les deux codes est à peu près la même pour les trois énergies. En effet, les différences entre les sections efficaces de réaction totales obtenues des codes sont d'environ 0.1% à 500 et 1000 MeV et 2% pour la réaction à 2000 MeV.

Il faut souligner que la réaction sur le deuton n'est pas directement comparable à celle sur le proton. Elle est néanmoins utilisée à titre indicatif d'une énergie incidente 2 fois plus grande. Ceci est justifié par le fait que X. Ledoux et collaborateurs [121] ont montré que la multiplicité de neutrons dans les réactions induites par des protons et par des ^3He de 2 GeV d'énergie totale était la même. Les calculs avec les codes pour cette réaction ont été faits avec le deuton en entrée à une énergie incidente de 2 GeV. Sur les figures, les résultats des calculs et les données expérimentales correspondant à cette réaction sont représentés avec un symbole foncé. Sur la figure 5.1, nous présentons la comparaison des sections efficaces totales de fission obtenues à partir de deux codes de cascade, INCL4 (points), ISABEL (étoiles), suivis du code de désexcitation ABLA avec celles obtenues expérimentalement (points avec barres d'erreurs).

Les valeurs des sections efficaces obtenues à partir des codes et les résultats expérimentaux sont récapitulées sur le tableau 5.1.

En ce qui concerne la valeur des sections efficaces de fission, nous observons sur la figure 5.1 un désaccord total. Les prédictions des deux codes ne sont compatibles avec les sections efficaces de fission totales mesurées qu'à 1 GeV, comme cela a été montré auparavant par A. Boudard et collaborateurs dans la référence [3]. De plus, l'évolution avec l'énergie est complètement

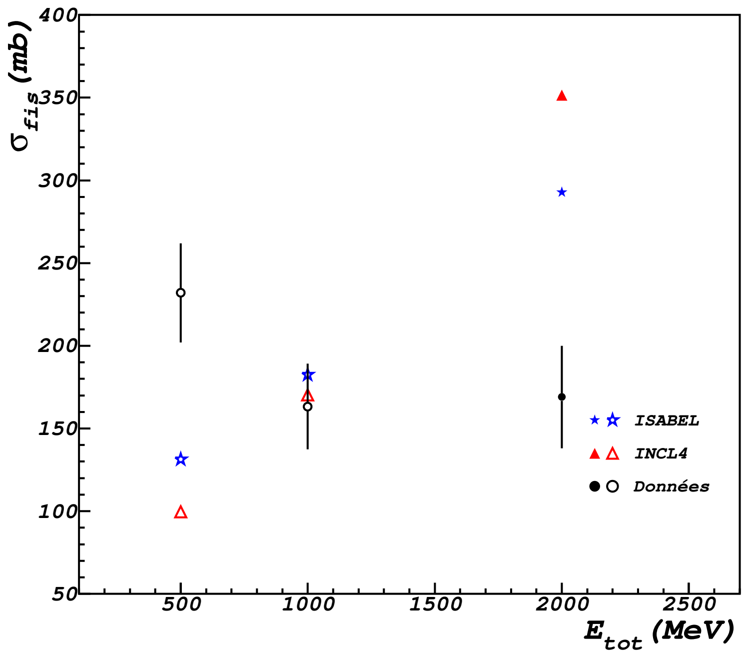


Figure 5.1: *Comparaison des sections efficaces totales de fission calculées à partir des codes INCL4 et ISABEL suivis du code de désexcitation de ABLA avec celles obtenues expérimentalement dans ce travail et dans les références [7] [8].*

différente pour les modèles et les données. On observe que la section efficace totale de fission prédite croît avec l'énergie totale alors que l'expérience reste constante entre 1 et 2 GeV et elle augmente à 500 MeV.

La section efficace totale de fission prédite diminue vers les basses énergies pour les deux codes. On observe que notre résultat expérimental à 500 MeV est bien éloigné des prédictions. Notons que la section efficace totale de fission obtenue à partir du code ISABEL est en accord avec les résultats d'autres mesures discutées précédemment, notamment avec la référence [109]. Cependant, la valeur de la section efficace totale donnée par INCL4 est trop faible à 500 MeV. De ceci découle deux possibilités. Soit, il existe un problème dans notre valeur de la section efficace totale de fission ce que semble indiquer le fait que la valeur mesurée est la plus grande des mesures expérimentales faites jusqu'à présent. Soit, le code INCL4 sous-estime particulièrement la section efficace totale de fission à 500 MeV.

Lorsque l'énergie totale augmente l'écart entre les données et les codes diminue jusqu'à 2000 MeV où ISABEL et INCL4 surestiment les données par un facteur 1.7 et 2.1 respectivement.

5.1.2 Les différences dans les modèles.

En comparant les deux codes entre eux on observe que les sections efficaces totales de fission calculées par le code ISABEL sont plus grandes que celles obtenues à partir du code INCL4 à 500 et 1000 MeV. En effet, l'écart pour la réaction $^{208}Pb + p$ à 500 MeV est de l'ordre de 1.3, et de 1.7 à 1000 MeV. Cependant pour la réaction $^{208}Pb + d$ à 2000 MeV la section efficace donnée par INCL4 est 1.2 plus grande que celle d'ISABEL. Même si les deux codes prédisent une augmentation de la section efficace totale de fission avec l'énergie totale, la tendance observée est néanmoins divergente. La section efficace totale obtenue à partir du code INCL4 croît plus rapidement avec l'énergie que celle donnée par ISABEL.

Nous avons vu dans la section 1.2.1 que ces deux codes utilisent des approches différentes pour décrire la cacade intranucléaire. Nous avons montré que plusieurs aspects de la cascade sont traités différemment. Etant donné que le modèle d'évaporation couplé au code de cascade est le même, il est possible évaluer l'influence de ces deux modèles sur la section efficace totale de fission.

La cascade détermine la charge Z, masse A, énergie d'excitation E^*, et moment angulaire J du préfragment et va donc influencer la compétition évaporation-fission. D'abord, nous allons montrer de quelle façon ces paramètres entrent en jeu dans le calcul de la section efficace totale de fission. Ensuite, nous analyserons les différences entre ces paramètres et essayerons de trouver ceux qui sont responsables des différences de sections efficaces prédites.

Il a été montré dans la section 1.1.2 que la largeur de fission peut être factorisée en trois fonctions (voir equation 1.8).

Le facteur K de Kramers et la fonction $f_\beta(t)$ qui tient compte du retard à la fission ne dépendent que de la dissipation, β. Celle-ci a été fixée dans le code de désexcitation à $\beta = 2.0\ 10^{21}\ s^{-1}$ suivant la référence [58]. Ces deux fonctions ne dépendent pas des paramètres déterminés par la cascade.

Cependant, la largeur Γ^{BW} est calculée dans le modèle des états transitoires et elle dépend de la densité d'états au-dessus de la barrière au point selle. Les ingrédients qui entrent en jeu dans le calcul de la densité d'états sont l'énergie d'excitation du noyau fissionnant et la barrière de fission au point selle.

$$\Gamma^{BW} = \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \int \rho_{selle}(E^*_{fiss} - B_{fis} - \epsilon) dE \tag{5.2}$$

L'énergie d'excitation du système fissionnant, E^*_{fis}, est reliée à l'énergie d'excitation à l'issue de la cascade, E^*. Lorsque l'énergie d'excitation augmente la densité d'états accessibles est plus importante conduisant ainsi à un taux de fission plus grand.

La barrière de fission incluse dans le modèle de désexcitation est celle de A. J. Sierk [85] Dans ce formalisme la barrière de fission dépend du moment angulaire, J_{fis}, et du paramètre, $(Z^2/A)_{fis}$, du système fissionnant.

$$B_f = B_f(J_{fis}, (Z^2/A)_{fis}) \tag{5.3}$$

Plus le moment angulaire et le paramètre Z^2/A sont grands, plus la barrière de fission est basse. Dans le code de désexcitation ABLA, que nous considérons, les particules pendant le processus d'évaporation n'emportent pas de moment angulaire, le moment angulaire du système fissionnant, J_{fis}, est donc celui du noyau préfragment à l'issue de la cascade, J.

$$J = J_{fis} \tag{5.4}$$

La largeur de fission étant associée à un état défini par la cascade (Z^2/A, E^*, J), les différences entre ces paramètres dans les deux codes pourraient expliquer le désacord entre les sections efficaces de fission.

Il faut noter que la compétition évaporation-fission joue un rôle important. Puisque nous avons accès aussi à ces mêmes paramètres au moment de la fission, nous pouvons donc étudier leur évolution le long de toute la chaîne d'évaporation jusqu'au moment où la fission ait été choisie.

La section efficace de fission est donnée par le rapport entre le nombre d'événements qui fissionnent et le nombre total. Nous cherchons à étudier si les noyaux qui subissent une fission ont des paramètres différents dans ISABEL ou dans INCL4. Nous avons donc identifié, trois paramètres qui peuvent être à l'origine de ces différences : la distribution en Z^2/A, l'énergie d'excitation E^* et le moment angulaire.

- **Distribution du paramètre de fissilité des résidus à l'issue de la cascade.**

  Nous avons représenté sur la figure 5.2, la distribution du paramètre de fissilité, Z^2/A (ligne en tirets) sur la distribution des résidus totaux (ligne noire), pour les deux codes ISABEL (à gauche) et INCL4 (à droite), et pour les trois systèmes 500 MeV $p+^{208}Pb$ (en haut), 1000 MeV $p+^{208}Pb$ (au milieu), 2000 MeV $d+^{208}Pb$ (en bas). La distribution du paramètre de fissilité des préfragments fissionnants après évaporation (ligne pointillée) est aussi montrée.

Réaction	$(Z^2/A)^{casc}_{INCL4}$	$(Z^2/A)^{casc}_{ISABEL}$	$(Z^2/A)^{fis}_{INCL4}$	$(Z^2/A)^{fis}_{ISABEL}$
^{208}Pb+p 500 MeV	32.8	33.0	33.5	33.5
^{208}Pb+p 1000 MeV	32.5	32.5	33.0	33.0
^{208}Pb+d 2000 MeV	31.9	32.1	32.2	32.2

Tableau 5.2: *Valeurs du paramètre Z^2/A moyen des noyaux conduisant à la fission à l'issue de la cascade (deux premières colonnes), et au moment de la fission (deux dernières colonnes) obtenues à partir des codes ISABEL et INCL4.*

En général sur la figure 5.2, on observe peu de différences entre les résultats des codes ISABEL et INCL4 pour le paramètre de fissilité à l'issue de la cascade. En effet les valeurs moyennes de la distribution sont les mêmes, comme le montre aussi les deux premières colonnes du tableau 5.2. En effet, les noyaux qui fissionnent sont en moyenne ceux qui sont proches du projectile, et nous avons montré dans la section 3.3.8 que tous les deux codes reproduisent bien cette région en charge et en masse en tous cas à 1 GeV.

Les deux dernières colonnes du tableau 5.2 montrent la valeur du Z^2/A au moment de la fission en fin d'évaporation. On observe que pour une énergie donnée le paramètre de fissilité moyen augmente pendant le processus d'évaporation en rendant la fission plus favorable. Ceci tient au fait que l'évaporation de neutrons est favorisée à cause de la barrière coulombienne ressentie par les protons. L'émission de neutrons étant prépondérante, la masse moyenne du résidu préfragment diminue plus rapidement que la charge le long de la chaîne d'évaporation ce qui fait augmenter le rapport Z^2/A.

Ainsi le paramètre de fissilité à l'issue de la cascade et au moment de fission est le même dans les deux codes décrivant la cascade. Il peut être éliminé comme paramètre susceptible d'induire des différences entre les sections efficaces de fission totales obtenues à partir de ISABEL ou de INCL4. Nous avons aussi observé que le système fissionnant possède de valeurs de Z^2/A plus grandes que celles à l'issue de la cascade.

- **Energie d'excitation du noyau préfragment.**
  Sur la figure 5.3 nous avons représenté la distribution en énergie d'excitation à l'issue de la cascade pour tous les noyaux (ligne noire) et sur celle-ci la distribution des fragments qui fissionneront (ligne en tirets). L'énergie d'excitation des noyaux fisionnants après évaporation (ligne pointillée) est aussi montrée. On observe qu'avec ISABEL la proportion de noyaux ayant une énergie d'excitation grande à l'issue de la cacade est plus importante que celle du code INCL4. Le rapport entre les valeurs moyennes des énergies d'excitation des noyaux qui fissionnent obtenues à partir de chaque code varie entre 1.2 pour la réactions à 500, 1.3 à 1000 MeV jusqu'à 1.4 pour la réaction deuton sur plomb à 2000 MeV.

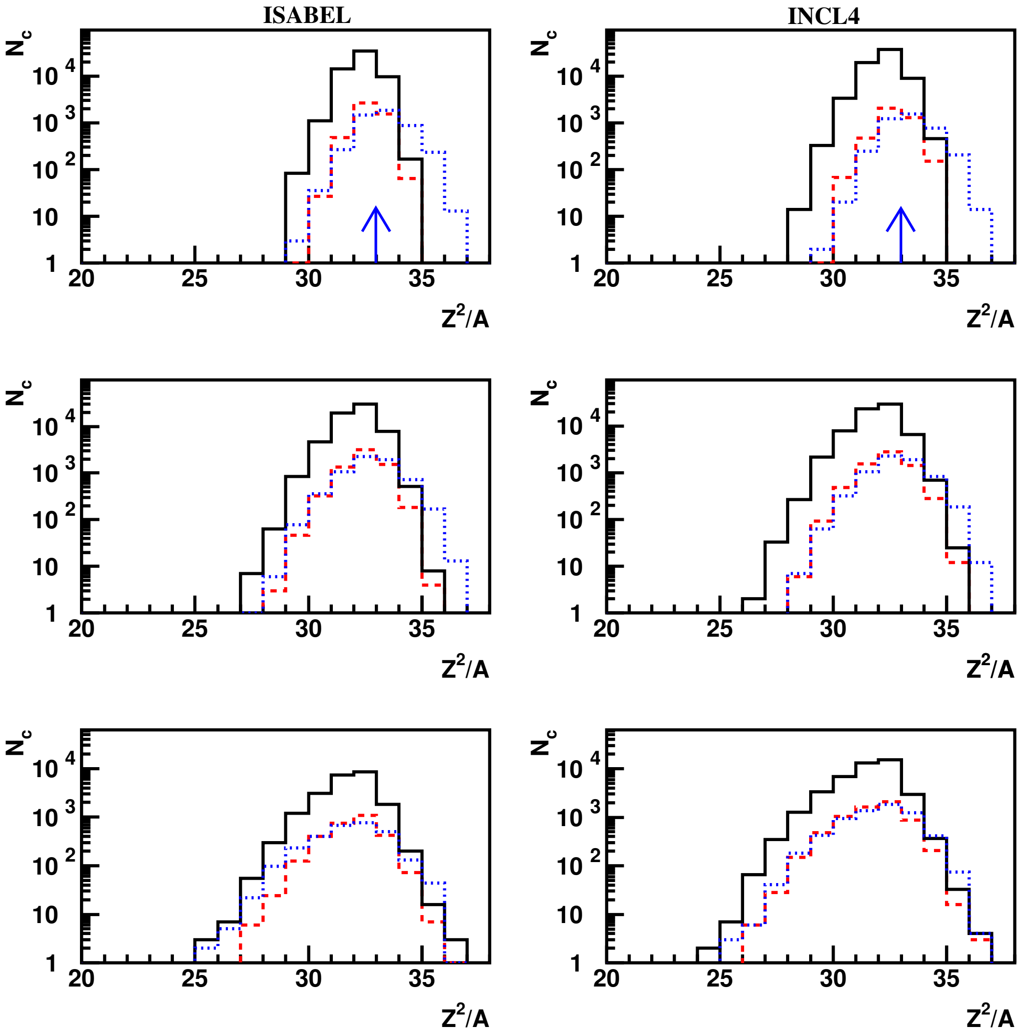


Figure 5.2: *Distribution du paramètre de fissilité des noyaux fissionnants (ligne en tirets) à l'issue de la cascade sur la distribution du même paramètre de tous les résidus de spallation (ligne noire). La ligne pointillée correspond à la distribution du paramètre de fissilité des préfragments fissionnants après évaporation. A gauche, les résultats du code ISABEL et à droite ceux du code INCL4. Trois systèmes sont représentés* 500 MeV $p+^{208}Pb$ *(en haut),* 1000 MeV $p+^{208}Pb$ *(au milieu),* 2000 MeV $d+^{208}Pb$ *(en bas). La flèche représente la valeur du paramètre* Z^2/A *du système fissionnant obtenue expérimentalement dans la section 4.4*

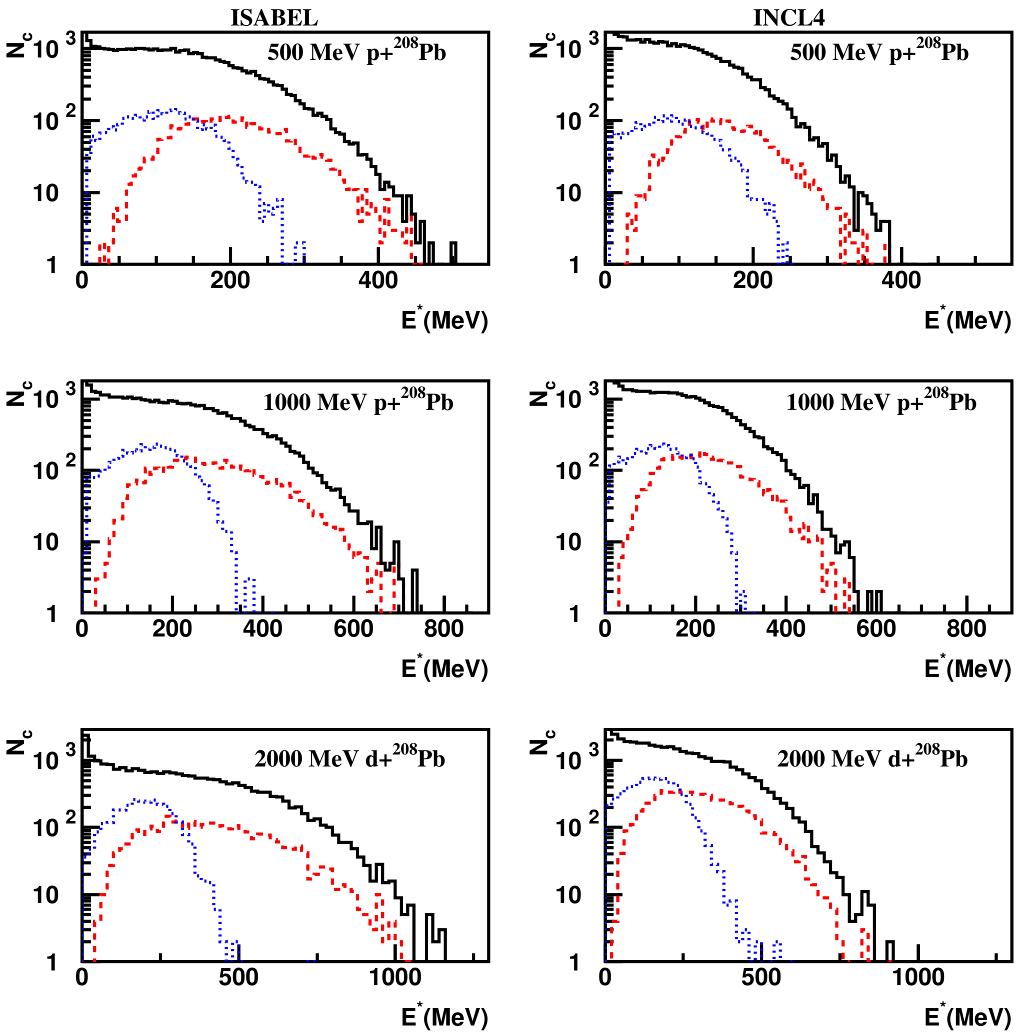


Figure 5.3: *Distribution en énergie d'excitation du préfragment de la cascade avec ISABEL à gauche et avec INCL4 à droite, pour tous les résidus de spallation (ligne noire) et des noyaux conduisant à la fission (ligne en tirets). La distribution en énergie d'excitation après évaporation des noyaux conduisant à la fission est représentée par une ligne pointillée.*

Réaction	$E^*_{casc}(INCL4)$	$E^*_{casc}(ISABEL)$	$E^*_{fis}(INCL4)$	$E^*_{fis}(ISABEL)$
^{208}Pb+p 500 MeV	163	205	91	112
^{208}Pb+p 1000 MeV	223	291	121	151
^{208}Pb+d 2000 MeV	299	414	156	196

Tableau 5.3: *Valeurs de l'énergie d'excitation E^* moyenne des noyaux conduisant à la fission à l'issue de la cascade (deux premières colonnes), et au moment de la fission (deux dernières colonnes) obtenues à partir des codes ISABEL et INCL4.*

Le fait qu'ISABEL conduise à des énergies d'excitation plus grandes qu'INCL4 est un fait général quelque soit le système étudié et cela a été déjà noté ([122]). La raison précise n'en est pas très claire : cela pourrait être dû à une différence de traitement du principe de Pauli ou du temps d'arrêt de la cascade. Une autre explication pourrait être trouvée dans les différentes descriptions du noyau. Rappelons que ISABEL suppose un milieu continu alors que INCL4 considère le noyau composé de nucléons dans un puits de potentiel. Le code ISABEL, ne considère pas les réflexions et donc lorsqu'une particule arrive à la surface du noyau elle sort si elle possède l'énergie suffisante, sinon elle reste piégée dans le noyau et elle n'est plus suivie en augmentant ainsi l'énergie d'excitation alors que dans INCL4 elle est réfléchie et aura d'autres chances de sortir. Ceci pourrait expliquer les énergies d'excitation plus grandes, comme le montre la figure 5.3.

Sur le tableau 5.3 nous avons représenté les valeurs moyennes des énergies d'excitation des noyaux qui vont fissionner à l'issue de la cascade et au moment de la fission, pour les deux codes. On observe qu'après compétition évaporation-fission le code ISABEL conduit toujours à des énergies d'excitation plus grandes.

Nous avons montré au début de cette section que la largeur de fission dépend de la densité d'états au point selle. L'énergie d'excitation du système fissionnant avec ISABEL étant plus grande que celle calculée par INCL4, ceci pourrait expliquer l'écart entre les sections efficaces à 500 et 1000 MeV. Cependant pour la réaction avec le deuton, ce même argument n'est plus valable car INCL4 prédit une section efficace de fission plus grande qu'ISABEL.

- **Moment angulaire.**

Les valeurs du moment angulaire à l'issue de chaque code de cascade sont représentées sur la figure 5.4, pour la distribution totale (ligne noire) et pour celle des noyaux qui vont fissionner (ligne en tirets). On observe que le code de cascade INCL4 à l'issue de la première étape produit un résidu avec un moment angulaire J beaucoup plus grand que ISABEL, pour les trois systèmes, comme le montre aussi le tableau 5.4. Le rapport entre la valeur moyenne des moments angulaires calculés par INCL4 et ISABEL vaut 1.3 à 500 MeV, 1.4 à 1000 MeV et 1.5 pour une énergie totale de 2000 MeV.

Les barrières de fission dans le code d'évaporation dépendent du moment angulaire au

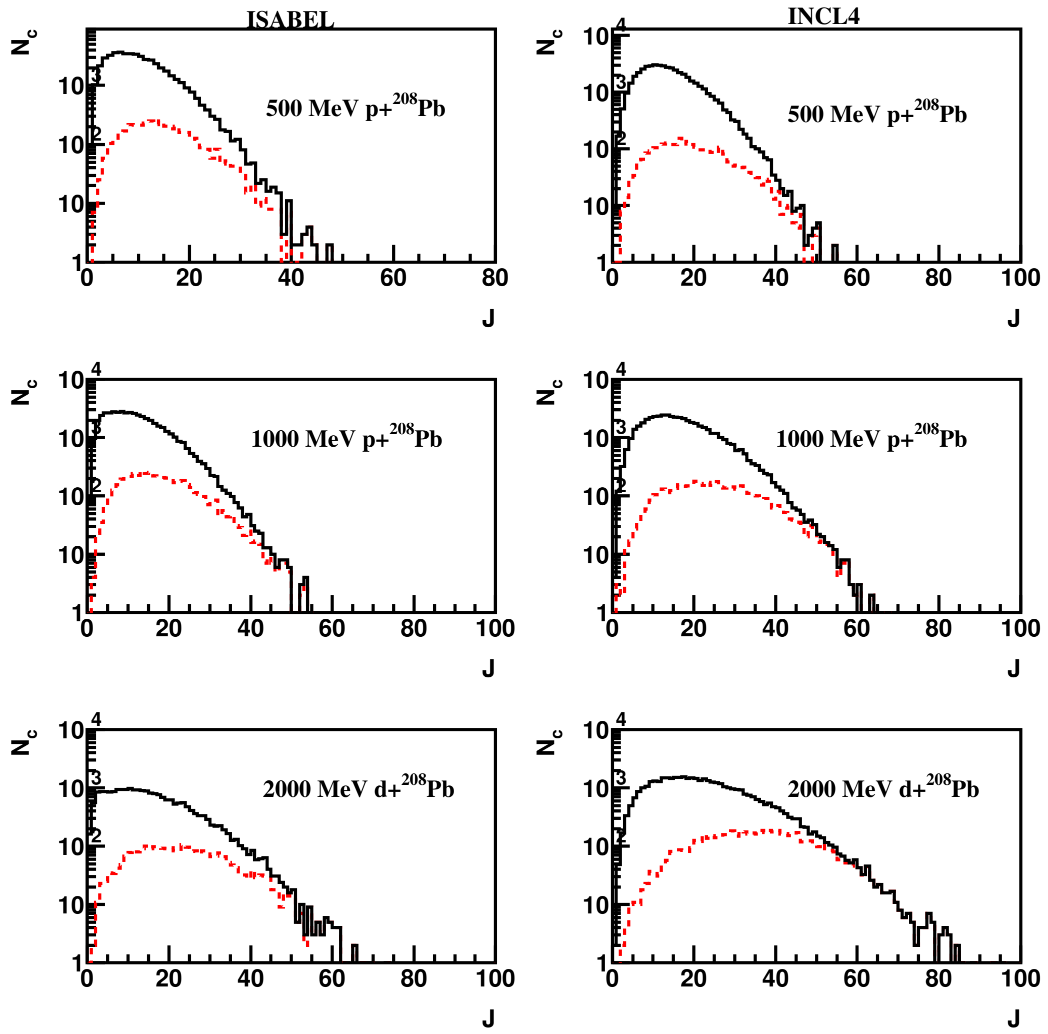


Figure 5.4: *Distribution en moment angulaire à l'issue de la cascade pour tous les noyaux fissionnants (ligne en tirets) sur la distribution totale (ligne noire).*

point selle [85], $B_f = B_f(J)$. La hauteur de la barrière de fission diminue au fur et à mesure que le moment angulaire augmente. Etant donné que le moment angulaire initial déterminé par INCL4 est plus grand, le taux de noyaux qui va dépasser la barrière augmente. Ceci tendra donc à produire une section efficace totale de fission plus grande. Dans la référence [3] A. Boudard et collaborateurs ont montré que la section efficace totale de fission est très sensible au moment angulaire du noyau résiduel. En effet, la section efficace totale de fission diminue d'environ un facteur 2, lorsqu'on divise par 2 la valeur initiale du moment angulaire.

En général lorsque le moment angulaire augmente la section efficace de fission augmente aussi et ceci pourrait expliquer les différences entre INCL4 et ISABEL pour la réaction avec le deuton pour laquelle la différence de moment angulaire est la plus importante:

Réaction	$J(INCL4)$	$J(ISABEL)$
^{208}Pb+p 500 MeV	20	15
^{208}Pb+p 1000 MeV	26	18
^{208}Pb+d 2000 MeV	36	24

Tableau 5.4: *Valeurs du moment angulaire moyen en unités de $\hbar$ des noyaux conduisant à la fission à l'issue de la cascade obtenues à partir des codes ISABEL et INCL4.*

C'est donc le moment angulaire qui l'emporterait sur l'énergie d'excitation.

En résumé, nous avons étudié les trois paramètres déterminants pour la fission Z^2/A, E^*, J. Le Z^2/A ne semble pas jouer. Les écarts entre les sections efficaces obtenues à partir des deux codes ne peuvent donc venir que des différences de moment angulaire et d'énergie d'excitation entre les deux modèles. Etant donné qu'ISABEL conduit à des E^* plus grandes mais à des moments angulaires J plus petits qu'INCL4, les deux effets vont dans le sens opposé, s'équilibrant apparemment à 1 GeV. Cependant, quand le moment angulaire devient très important, c'est lui qui l'emporte sur l'énergie d'excitation. Ceci pourrait donc expliquer pourquoi INCL4 donne une section efficace plus grande pour la réaction 2000 $MeV\ d+^{208}Pb$

5.1.3 Largeurs des distributions en charge.

Les largeurs des distributions en charge des fragments de fission sont aussi une grandeur physique très sensible aux paramètres caractérisant les noyaux à l'issue de la cascade. Comme nous l'avons déjà signalé dans la section 4.4, la largeur de la distribution en charge est reliée à l'énergie d'excitation du système fissionnant au dessus de la barrière au point selle à partir de l'expression 4.18. Suivant la référence [56] les effets de structure disparaissent à haute énergie d'excitation. Les autres variables de l'expression, c'est à dire le paramètre de densité de niveaux et la courbure du potentiel ne dépendent que du paramètre de fissilité et donc de la valeur Z^2/A du système fissionnant. Dans le tableau 5.2 il a été montré qu'il n'existait pas de différences entre les deux codes. Puisque les noyaux qui fissionnent sont en moyenne les mêmes, la largeur des distributions des fragments en charge devrait refléter les différences d'énergie d'excitation.

Sur la figure 5.5, on observe que le code INCL4 est un parfait accord avec la valeur absolue des largeurs mesurées. Le code ISABEL par contre ne reproduit pas la valeur absolue des largeurs. La forme de la dépendance de la largeur avec l'énergie incidente est bien reproduite autant par INCL4 que par ISABEL. Le code de cascade ISABEL fournit des largeurs plus grandes que INCL4, ce qu'on pouvait attendre au vu des différences en énergie d'excitation.

Les différences en énergies d'excitation initiales expliquent donc cet écart en largeur de la distribution en charge des fragments de fission. L'accord avec INCL4 pourrait signifier qu'ISABEL prédit des énergies d'excitation trop grandes.

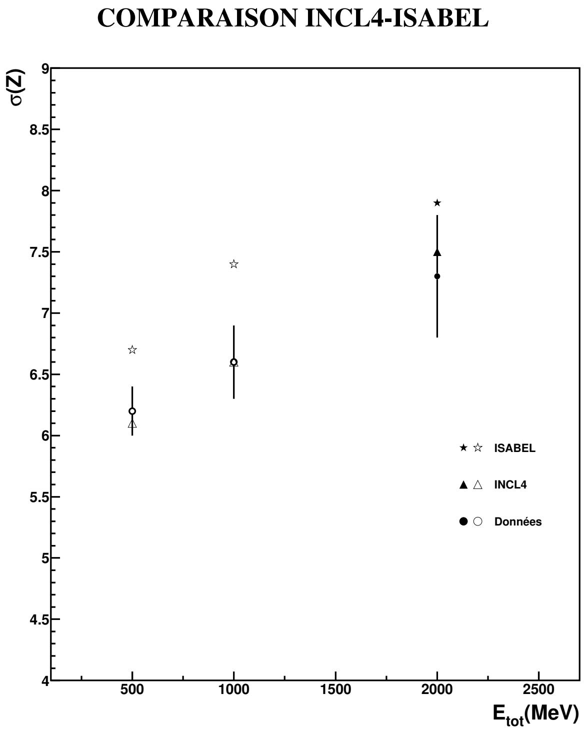


Figure 5.5: *Comparaison des largeurs des distributions en charge calculées à partir des codes INCL4 et ISABEL suivis du code de désexcitation de ABLA et celles obtenues expérimentalement dans ce travail et dans les références [7] [8]. Voir la légende pour la description des points.*

Conclusion

En conclusion, nous avons mené une étude comparative de deux modèles de cascade à désexcitation constante à partir de l'analyse des différences en section efficace de fission totale et en largeur de distribution en charge. Les écarts entre l'énergie d'excitation et le moment angulaire paraissent expliquer les différences entre les valeurs des sections efficaces prédites par les deux modèles. En ce qui concerne la largeur de la distribution en charge c'est l'énergie d'excitation qui a le plus d'influence. Le fait que INCL4 prédise la bonne largeur de la distribution en charge nous conduit à porter notre choix sur lui comme le code cascade qui sera utilisé pour la comparaison des résultats avec les différents codes de désexcitation.

5.2 Essais de reproduire la section efficace totale.

Nous avons vu dans la section de comparaison avec d'autres mesures expérimentales que nos données semblent en contradiction avec certaines données existantes. En particulier, suivant les données mesurées en cinématique inverse à 500 MeV et à 1 GeV, σ_{fis} décroit avec l'énergie incidente dans cette gamme d'énergie. On peut concevoir que le comportement soit

Réaction	$\sigma'_{fis}(mb)$	$\sigma_{fis}(mb)$	$\sigma^{exp}_{fis}(mb)$	$(Z^2/A)'$	(Z^2/A)	$(Z^2/A)^{exp}$
^{208}Pb+p 500 MeV	186	100	232	33.6	32.8	33.0
^{208}Pb+p 1000 MeV	254	170	163	33.1	32.5	..

Tableau 5.5: *Sections efficaces totales de fission obtenues à partir du code INCL4+ABLA après avoir augmenté la charge du préfragment de la cascade d'une unité σ'_{fis}, σ_{fis} représente la section efficace des codes avant variations et σ^{exp} les valeurs expérimentales. Les valeurs en Z^2/A utilisés sont aussi reportées. Il faut noter que le paramètre expérimental Z^2/A pour la réaction ^{208}Pb+p 1000 MeV n'a pas pu être obtenu à cause de la grand quantité de systèmes fissionnants.*

différent de celui proposé par la systématique de Prokofiev [107] (voir 4.1.4), puisqu'il n'existait pas de données dans ce domaine lorsque cette systématique a été faite. Il se pourrait que la section efficace totale augmente avec l'énergie jusqu'à environ 500 MeV, puis décroisse de manière à ce que la section efficace totale à 1000 MeV soit inférieure à celle de 500 MeV. En effet, quand l'énergie totale augmente, l'énergie d'excitation elle croit aussi et donc il y aura plus d'évaporation. On pourrait donc envisager que pour de grandes valeurs de E^*, l'évaporation soit telle que plus de particules chargées soient émises faisant diminuer le rapport Z^2/A et donc que σ_{fis} soit plus faible. Le rapport mesuré entre les sections efficaces totales de fission à 500 MeV et à 1000 MeV vaut 1.4, alors que le code INCL4+ABLA prédit un rapport de 0.6. Cette section constitue une tentative de reproduire ce scénario. En supposant que les modèles utilisés n'ont pas un comportement correct en fonction de l'énergie, nous ne nous attacherons donc pas à la valeur absolue des sections efficaces mais plutôt à l'écart relatif entre les deux énergies. D'abord, nous avons procédé à l'étude des paramètres qui pourraient donner lieu à une variation de la section efficace totale entre 500 et 1000 MeV. Ensuite, nous avons fait varier ces paramètres dans des limites réalistes à l'aide des codes utilisés précédemment. Nous avons identifié cinq paramètres:

* **Fissilité à l'issue de la cascade.**

  Comme nous l'avons déjà vu, lorsque Z^2/A augmente, la probabilité de fission augmente aussi. Il s'agit donc de trouver un écart suffisant de la valeur à l'issue de la cascade du Z^2/A moyen entre les deux énergies (500 MeV,1000 MeV) qui permettrait d'aboutir à un inversement des sections efficaces.

  Nous avons incrémenté artificiellement la valeur de la charge du préfragment de la cascade d'une unité à l'aide du code INCL4+ABLA, pour la réaction à 500 et 1000 MeV. Les résultats obtenus sur la section efficace de fission et les valeurs des paramètres (Z^2/A) associés pour chaque énergie sont présentés sur le tableau 5.5.

  Ce changement de la distribution en charge des noyaux à l'issue de la cascade influence fortement la valeur de la section efficace de fission. Cependant cette variation joue évidemment dans le même sens pour les deux énergies. Si l'on voudrait expliquer notre rapport (1000/500) MeV expérimental, il faudrait soit augmenter la charge du système fissionnant à 500 MeV de deux unités $Z_{fis} = Z + 2$ sans changer celle à 1000 MeV, soit diminuer Z_{fis} à 1 GeV de deux unités en laissant constante la valeur à 500 MeV, ce qui semble difficile à concevoir.

* **Energie d'excitation des résidus de cascade.**

Nous avons fait varier l'énergie d'excitation donnée par le code, INCL4+ABLA, à l'issue de la cascade d'une façon systématique. La valeur prédite par le code a été multipliée par une série de facteurs entre 0.25 et 2.5. Sur la figure 5.6, nous présentons les résultats de cette variation pour les deux énergies. Les triangles correspondent aux valeurs obtenues en utilisant le code à 1 GeV, et les points à 500 MeV. On observe que l'écart entre les sections efficaces totales de fission diminue en absolu à très basse (facteur= 0.25-0.5) et à très haute énergie d'excitation (facteur=2-2.5). Cependant cette diminution n'est pas suffisante pour inverser la relation entre les deux énergies. Par ailleurs, le facteur nécessaire par lequel il faudrait multiplier l'énergie d'excitation afin d'obtenir la valeur de la section efficace totale mesurée à 500 MeV (carré plein) est 2.5. En conséquence, nous ne trouvons pas d'arguments physiques justifiables qui permettent d'augmenter l'énergie d'excitation d'un facteur 2.5 à 500 MeV sans modifier sa valeur à 1000 MeV. De plus, nous avons montré dans la section 5.1.3 que le code INCL4+ABLA reproduit les largeurs des distributions en charge des fragments de fission, ceci semble indiquer que les énergies d'excitation calculées par ce code sont réalistes.

* **Moment angulaire.**

La section efficace totale de fission est très sensible à la valeur du moment angulaire du noyau préfragment à l'issue de la cascade, comme nous l'avons montré dans 5.1.2 Nous avons fait varier le moment angulaire à l'issue de la cascade en le multipliant artificiellement à la fin d'INCL4. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.7 pour les deux énergies.

On observe qu'au fur et à mesure que l'on augmente le moment angulaire la section efficace totale de fission augmente lentement pour des valeurs inférieures à 1.0, puis la croissance est très rapide. D'après la tendance montrée sur la figure 5.7, un croisement des sections efficaces entre 500 MeV et 1000 MeV dans des limites réalistes semble impossible même en l'absence de moment angulaire. Il faudrait multiplier par 1.6 le moment angulaire à 500 MeV et le laisser inchangé à 1000 MeV. Il devient alors plus grand à basse énergie ce qui est peu plausible.

* **Compétition évaporation-fission.**

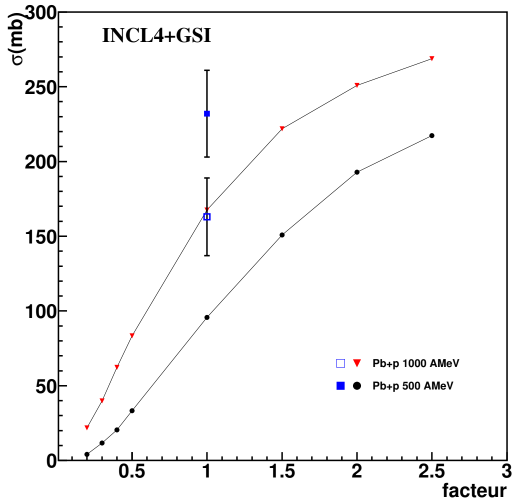


Figure 5.6: *Variation de la section efficace totale de fission suivant un facteur multiplicatif de l'énergie d'excitation. Nous n'avons représenté que la valeur du facteur pour une meilleure clarté. Les triangles correspondent aux résultats du code pour une énergie incidente de 1000 MeV et les points aux valeurs obtenues à 500 MeV. Les carrés représentent les valeurs expérimentales à 500 MeV (carrés pleins) et à 1000 MeV (carrés vides)*

Le code de désexcitation statistique ABLA, ne permet que l'évaporation de protons, neutrons et alphas, les autres voies de désexcitation n'étant pas prises en compte. L'inclusion dans l'évaporation d'autres types de particules légères, ^2H, ^3H, ^3He, diminue l'énergie d'excitation du noyau fissionnant, car une partie est utilisée dans l'émission de particules. Dans la section 1.1.2, nous avions montré que la probabilité de fission dépend de la densité d'états au point selle. Plus l'énergie d'excitation initiale augmente plus le nombre d'états disponibles est grand. En conséquence, le fait de prendre en compte l'émission de particules légères (d,triton, etc...) devrait conduire à une diminution de l'énergie d'excitation et donc de la section efficace totale de fission. Nous cherchons donc à estimer si cet effet serait plus fort à 1 GeV qu'à 500 MeV de manière que l'écart initial entre les sections efficaces obtenues à partir du même code soit compensé. L'émission de composites dans le code ABLA a été implémentée par J. C. David [123]. Nous avons donc utilisé cette première version couplée au code de cascade intranucléaire de INCL4.

Le rapport entre les valeurs de sections efficaces de fission obtenues avec la version de ABLA sans et avec l'évaporation de composites est représenté sur le tableau 5.6. La valeur moyenne du paramètre Z^2/A des noyaux qui vont fissionner à l'issue de la cascade et au moment de la fission est aussi montrée. De plus, les énergies d'excitation à l'issue de la cascade et au moment de fission sont aussi reportées.

On observe que l'inclusion d'autres voies d'évaporation fait diminuer la section efficace correspondant à une énergie incidente de 1000 MeV plus rapidement que celle à 500

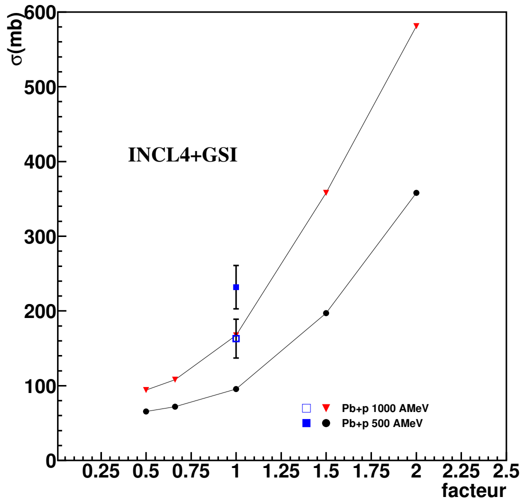


Figure 5.7: *Variation de la section efficace totale de fission avec un facteur multiplicatif du moment angulaire du préfragment à l'issue de la cascade. Les triangles correspondent aux résultats du code pour une énergie incidente de 1000 MeV et les points aux valeurs obtenues à 500 MeV. Les carrés représentent les valeurs expérimentales à 500 MeV (carrés pleins) et à 1000 MeV (carrés vides)*

MeV. Cependant l'écart entre les sections efficaces totales de fission obtenues à 500 MeV et 1000 MeV, n'est pas suffisant comme pour compenser l'écart initial. Il faut aussi noter que le rapport Z^2/A reste le même que celui qu'on avait obtenu sans l'évaporation de composites. Ceci tient au fait que le rapport entre le nombre de protons et neutrons évaporés est en fait constant. Cependant, l'énergie emportée par exemple par un deuton n'est pas la même que celle emportée par un proton et un neutron bien que le rapport proton-neutron des particules évaporées par le préfragment soit le même sans ou avec l'émission de composites. Finalement, l'effet des composites influence plutôt l'énergie d'excitation ce qui conduit à une diminution de la section efficace totale de fission.

* **Effet de la dissipation.**

Dans la section 1.1.2, nous avons montré que la dissipation jouait un rôle important dans la probabilité de fission. D'une part, la dissipation produit un retard à la fission et d'autre part celle-ci réduit la valeur de la largeur de fission donnée par le formalisme de Bohr et Wheeler.

Certaines études de fusion-fission [124], [125] [126] ont tenté d'établir une dépendance de β avec la température. Dans l'analyse de la réaction de fusion-fission de ^{16}O et ^{208}Pb, un accroissement quadratique de la viscosité avec la température a été obtenu. D'autre part, des récents résultats [58],[56], [127] obtenus au GSI proposent une valeur de $\beta =$

Réaction	$\frac{\sigma_{fis}}{\sigma_{fis}^{comp}}(mb)$	E^*_{casc}	E^*_{fis}	$(Z^2/A)_{casc}$	$(Z^2/A)_{fis}$
^{208}Pb+p 500 MeV	1.05	156.6	86.2	32.7	33.3
^{208}Pb+p 1000 MeV	1.16	212.3	112.0	32.4	32.8

Tableau 5.6: *Rapport entre les sections efficaces de fission sans et avec émission de deuton, triton et helium 3. Les deuxième et troisième colonnes correspondent à la valeur moyenne de l'énergie d'excitation des noyaux qui fissonneront à l'issue de la cascade et au moment de la fission respectivement. Les valeurs au moment de la fission sont obtenues dans le cas d'un calcul ABLA incluant les composites. $(Z^2/A)_{casc}$ designe la valeur du Z^2/A moyen des noyaux qui vont fissionner à l'issue de la cascade et $(Z^2/A)_{fis}$ au moment de la fission.*

2.0 $10^{21} s^{-1}$ pour tout l'ensemble des données avec une fonction dépendante du temps comme celle représentée dans le chapitre 1. Les observables expérimentales sensibles à la variation du paramètre de dissipation avec la température (largeur de la distribution en charge des fragments de fission et section efficace totale de fission) sont reproduites de façon remarquable avec une seule valeur de $\beta = 2.0\ 10^{21}\ s^{-1}$.

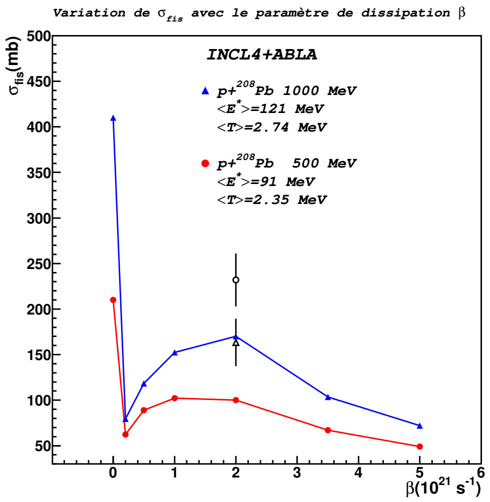


Figure 5.8: *Variation de la section efficace totale de fission avec la dissipation β. Les triangles pleins correspondent aux résultats du code pour une énergie incidente de 1000 MeV et les points pleins aux valeurs obtenues à 500 MeV. Les points vides représentent les valeurs expérimentales à 500 MeV (points ronds) et à 1000 MeV (triangles)*

Etant donné les évidences expérimentales disponibles jusqu'à présent, nous avons donc fait varier la valeur du paramètre de dissipation, β, depuis $\beta = 0$ jusqu'à $\beta = 5\ 10^{21}\ s^{-1}$ pour la réaction à 1 GeV et à 500 MeV sur la figure 5.8.

Réaction	$\sigma_{fis}^{\beta=2.0\ 10^{21}s^{-1}}(mb)$	$\sigma_{fis}^{\beta=0}(mb)$	σ_{fis}^{exp}
^{208}Pb+p 500 MeV	100	210	232 ± 29
^{208}Pb+p 1000 MeV	170	410	163 ± 26

Tableau 5.7: *Sections efficaces obtenues à partir du code INCL4+ABLA pour deux valeurs de β. La troisième colonne correspond aux valeurs expérimentales.*

La forme de la variation de la section efficace totale de fission avec la dissipation entre $\beta = 0.2$ et $\beta = 5\ 10^{21}\ s^{-1}$ est reliée à la dépendance du temps transitoire avec la dissipation. En effet, lorsque β est supérieure ou inférieure à la valeur critique $\beta = 2.0\ 10^{21}s^{-1}$ le temps nécessaire pour fissionner augmente réduisant ainsi le taux de fission pour des valeurs de β différentes de $\beta = 2.0\ 10^{21}s^{-1}$, comme on le voit sur la figure 5.8.

A basse énergie d'excitation (réaction à 500 MeV) le temps d'émission d'une particule devient du même ordre que le temps transitoire. Etant donné que le facteur de Kramers vaut un pour $\beta = 0$ et ensuite il diminue au fur et à mesure que la dissipation augmente la largeur de fission est plutôt gouvernée par le facteur de Kramers. En conséquence une valeur de la dissipation critique inférieure à $\beta = 2$ serait justifiée.

Cependant, on observe sur la figure 5.8 que seulement en mettant à zéro la valeur de β dans le code de désexcitation ABLA pour la réaction à 500 MeV et en laissant $\beta = 2\ 10^{21}\ s^{-1}$ à 1 GeV on arrive à reproduire la diminution de la section efficace expérimentale observée entre 500 et 1000 MeV. Cela pourrait suggèrer qu'à basse énergie d'excitation $E^* = 100\ MeV$, les données pourraient être reproduites avec le modèle des états transitoires sans avoir besoin d'introduire la dissipation. Cependant, il n'y a pas vraiment de justification à l'introduction d'un seuil dans la dissipation en fonction de l'énergie d'excitation. De plus, lorsque $\beta = 0$ dans la réaction à 500 MeV l'énergie d'excitation au moment de la fission augmente et donc la largeur de la distribution en charge n'est plus compatible avec la valeur expérimentale.

En conclusion, nous avons essayé de trouver une justification physique à une éventuelle diminution de σ_{fis} entre 500 et 1000 MeV en modifiant artificiellement certains paramètres des modèles. Aucun des effets traités si l'on s'en tient à des limites physiquement raisonnables, ne permet une explication convaincante.

5.3 Influence du code de désexcitation.

Du fait des désaccords entre les sections efficaces mesurées par d'autres expérimentateurs et notre résultat, ainsi qu'à l'impossibilité de reproduire l'écart relatif entre les sections efficaces à 1 GeV et à 500 MeV obtenues avec la même méthode expérimentale en utilisant seulement des arguments physiques, nous avons choisi de renormaliser nos données à la section efficace de fission totale mesurée par L. A. Vaishnene et collaborateurs [109]. Nous avons utilisé la valeur $\sigma_{fis} = 132 \pm 13$ pour la normalisation de nos données. De plus, nous avons supposé que la section efficace totale reste constante entre 500 et 1000 MeV.

Nous nous intéresserons aux formes des distributions en Z, A et isotopiques qui dépendent essentiellement de la façon dont se désexcite le préfragment [122]. Pour ce faire nous avons effectué des calculs avec INCL4 couplé à deux modèles d'évaporation-fission différents ABLA et GEM (voir chapitre 1). Dans la section suivante nous avons choisi de comparer les résultats expérimentaux après renormalisation aux différents codes d'évaporation-fission.

5.3.1 Comparaison des distributions en charge et masse de fission.

Comme nous l'avons montré dans la section 4.6, la valeur moyenne de la distribution en charge des fragments de fission nous informe sur la charge du système fissionnant. La masse moyenne nous permet d'étudier son évaporation.

Sur les figures 5.9, 5.10 nous avons représenté la comparaison entre les données expérimentales (points) et les résultats des codes: INCL4+ABLA (ligne noire) et INCL4+GEM (ligne en tirets) pour la réaction à 500 MeV et 1000 MeV respectivement.

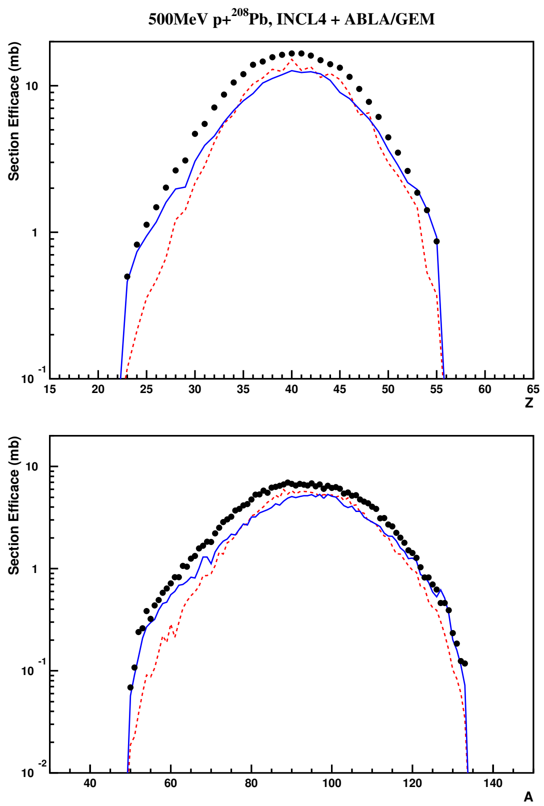


Figure 5.9: *Comparaison des distributions en charge (figure du haut) et en masse (figure du bas) des fragments de fission entre les données expérimentales (points) et les codes INCL4+ABLA (ligne noire) et INCL4+GEM (ligne en tirets) pour la réaction* $^{208}Pb + p$ *à 500 MeV.*

Les valeurs de la charge et masse moyenne ainsi que les largeurs des distributions obtenues à partir des différents codes sont représentées sur le tableau 5.8. Les données expérimentales

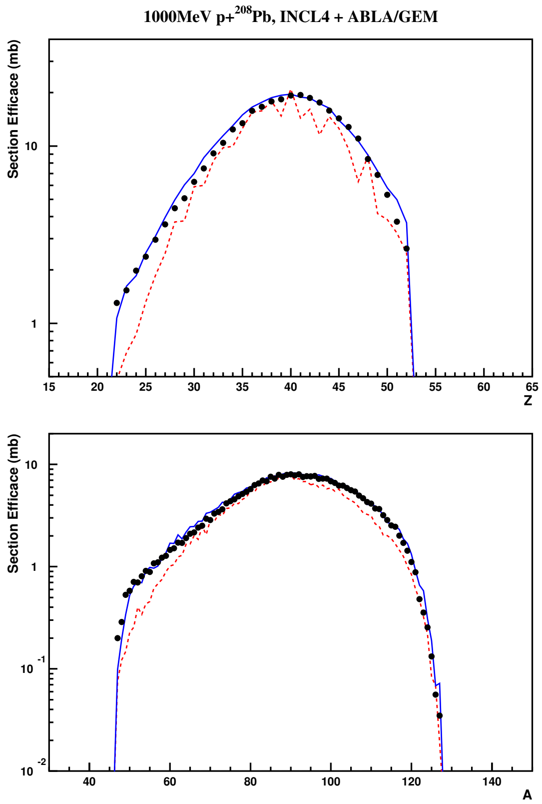


Figure 5.10: *Comparaison des distributions en charge (figure du haut) et en masse (figure du bas) des fragments de fission entre les données expérimentales (points) et les codes INCL4+ABLA (ligne noire) et INCL4+GEM (ligne en tirets) pour la réaction* $^{208}Pb + p$ *à 1000 MeV.*

sont aussi rappelées sur le tableau. On observe que les valeurs moyennes des distributions autant en charge qu'en masse sont en accord avec les mesures. Les largeurs obtenues avec le code INCL4+GEM sont trop faibles. Cependant l'accord entre les données expérimentales et le code INCL4+ABLA est très bon, comme montré aussi sur la figure 5.5. La forme de la distribution en charge et en masse est nettement mieux reproduite par le code INCL4+ABLA qu'avec INCL4+GEM. Il faut noter que le code INCL4+GEM présente des fluctuations assez importantes notamment pour la réaction à 1 GeV. Etant donné que la statistique initiale était sufisante (un million d'événements), ceci a été attribué à un effet pair-impair trop fort. De plus, un effet semblable avait déjà été noté lors de la comparaison de la réaction $^{56}Fe + p$ à 1 GeV avec le même code dans la référence [44] mais cette fois en accord avec l'expérience.

En conclusion, le code INCL4+ABLA donne de meilleurs résultats que le code INCL4+GEM lorsqu'on regarde les largeurs des distributions en charge et masse.

Réaction	$< Z >^{ABLA}$	$< Z >^{GEM}$	$< Z >^{exp}$	σ_Z^{ABLA}	σ_Z^{GEM}	σ_Z^{exp}
^{208}Pb+p 500 A MeV	40.6 ± 0.6	40.6 ± 0.5	40.1 ± 0.3	6.1 ± 0.6	5.5 ± 0.5	6.3 ± 0.2
^{208}Pb+p 1000 A MeV	39.7 ± 0.5	39.4 ± 0.5	39.6 ± 0.5	6.6 ± 0.6	6.1 ± 0.5	6.6 ± 0.3
	$< A >^{ABLA}$	$< A >^{GEM}$	$< A >^{exp}$	σ_A^{ABLA}	σ_A^{GEM}	σ_A^{exp}
^{208}Pb+p 500 A MeV	94.1 ± 1.1	94.6 ± 1.4	93.0 ± 0.7	15.0 ± 0.9	14.7 ± 1.6	15.1 ± 0.6
^{208}Pb+p 1000 A MeV	91.0 ± 1.1	90.5 ± 1.0	90.7 ± 1.0	16.4 ± 1.05	14.8 ± 0.9	16.1 ± 0.8

Tableau 5.8: *Valeurs moyennes de la charge et masse obtenues à partir de deux codes d'évaporation ABLA et GEM ainsi que les largeurs de distributions en masse et charge. Les données expérimentales sont aussi représentées.*

5.3.2 Comparaison des distributions isotopiques.

Après avoir renormalisé nos données à la section efficace totale précédente, les résultats expérimentaux sur les distributions isotopiques sont montrés sur les figures 5.11, 5.12 (points), comparés aux valeurs obtenues à partir des codes INCL4+ABLA (ligne noire) et INCL4+GEM (ligne en tirets).

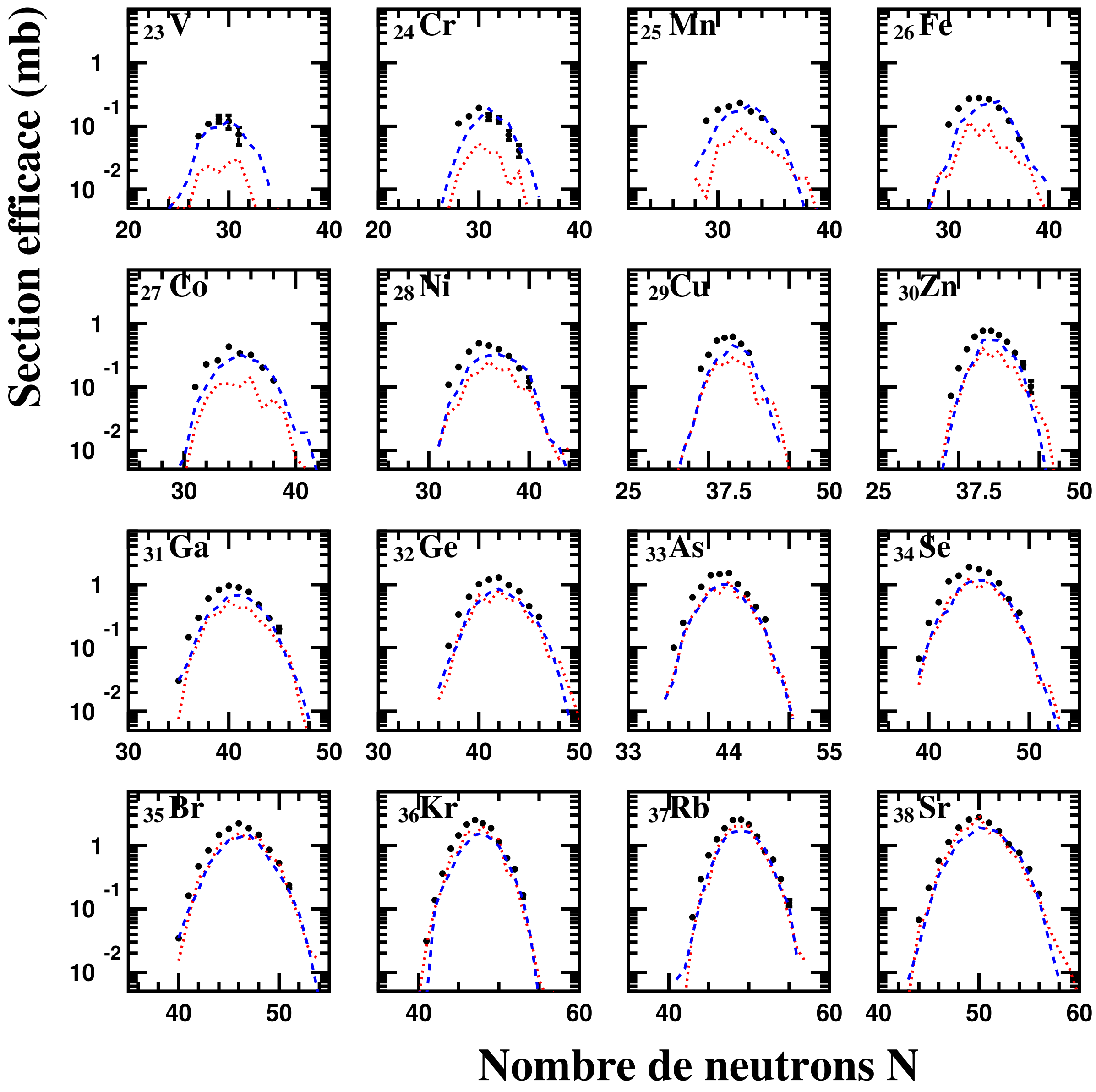


Figure 5.11: *Comparaison des distributions isotopiques des fragments de fission entre les données expérimentales (points) et les codes INCL4+ABLA (ligne en tirets) et INCL4+GEM (ligne pointillée).*

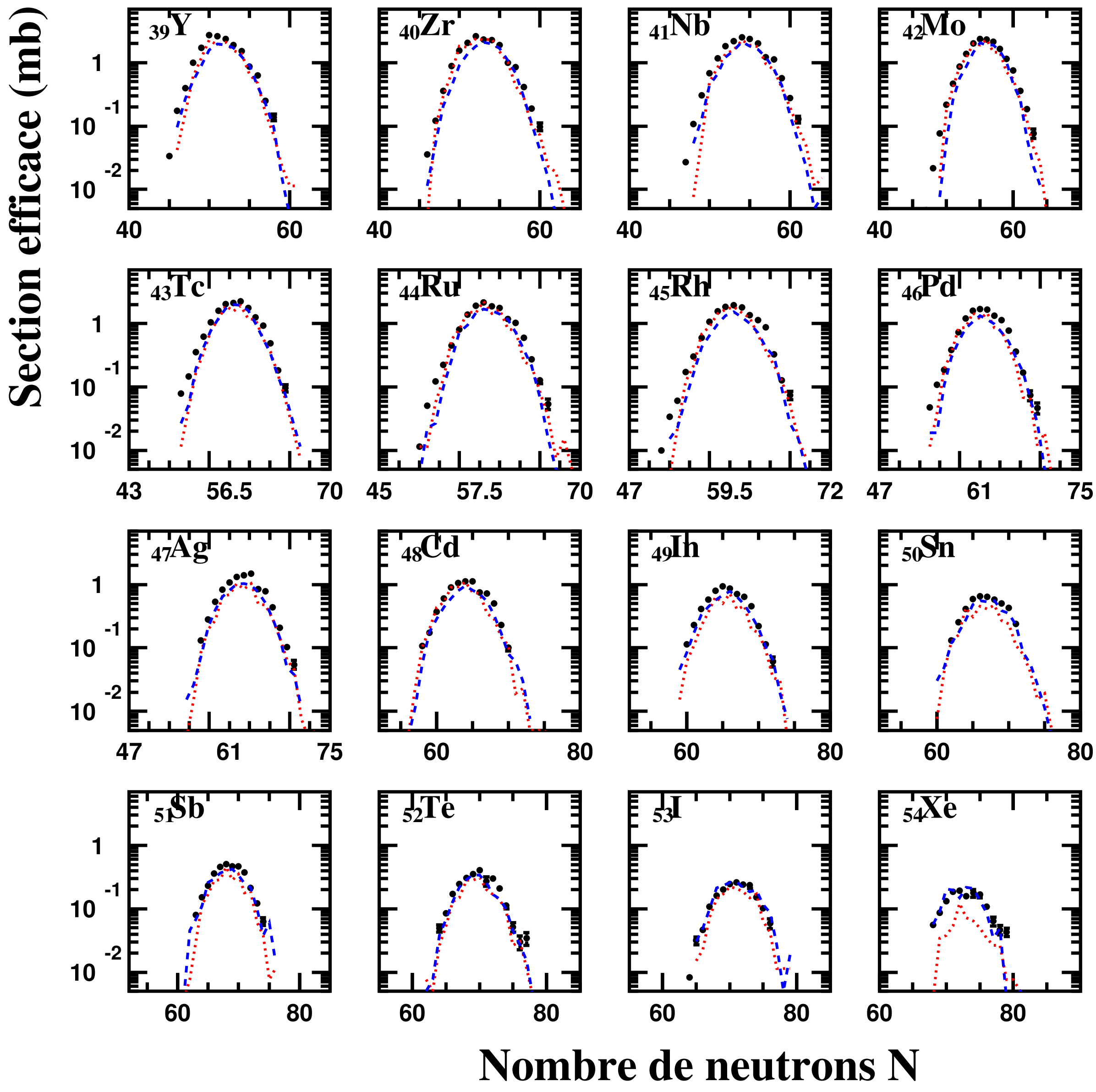


Figure 5.12: *Comparaison des distributions isotopiques des fragments de fission entre les données expérimentales (points) et les codes INCL4+ABLA (ligne en tirets) et INCL4+GEM (ligne pointillée).*

On observe sur les distributions isotopiques présentées sur les figures 5.11 et 5.12 que l'accord entre les données expérimentales et les résultats des codes dans l'intervalle de charges entre Z=23 et Z=38 (fig. 5.11) n'est pas très bon. En effet, autant le résultat obtenu avec le code d'évaporation ABLA que celui obtenu à partir de GEM sous-estiment les sections efficaces de la région déficiente en neutrons de la distribution isotopique. Pour la réaction $^{208}Pb{+}p$ $1000MeV$ la comparaison faite dans la référence [3] avec le code INCL4+ABLA montre plutôt une légère sur-estimation des sections efficaces des deux cotés de la distribution dans cet intervalle en charge. De plus, le centroïde de la distribution isotopique n'est pas bien reproduit, en général les deux codes prédisent une distribution centrée sur des noyaux plus lourds. Au-dessus de $Z > 39$, la valeur moyenne de la distribution et les largeurs des distributions isotopiques calculées sont en bon accord avec les données expérimentales.

5.3.3 Comparaison du rapport $< N > /Z$ et des largeurs des distributions isotopiques des fragments de fission.

Des différences plus subtiles entre les résultats donnés par le code ABLA et le code GEM peuvent être remarquées si l'on représente la valeur du rapport entre le nombre de neutrons moyen et la charge, $< N > /Z$, obtenu à partir des distributions isotopiques précédentes sur la figure 5.13 pour les réactions $^{208}Pb + p$ à 500 et 1000 MeV. Les valeurs des largeurs $\sigma_N(Z)$ sont aussi montrées.

Sur la figure 5.13 du haut, on observe que pour la réaction à 500 MeV l'accord entre les données expérimentales (points) et le résultat du code INCL4+ABLA (ligne en tirets) est très bon de Z=55 à Z=35 tandis que le code INCL4+GEM (ligne pointillée) montre une légère sous-estimation de cette grandeur physique entre Z=40 et Z=50. Un meilleur accord avec les données entre Z=30 et Z=35 est obtenu avec INCL4+GEM alors que INCL4+ABLA sur-estime les données dans cette région. En ce qui concerne la réaction $^{208}Pb + p$ à 1000 MeV (triangles) le code INCL4+GEM ne reproduit que le rapport $< N > /Z$ des charges plus légères. Cependant le code INCL4+ABLA montre un accord très satisfaisant pour la région en charge entre Z=30 et Z=55. On observe aussi que les deux codes donnent des résultats plus semblables pour la réaction à 500 MeV qu'à 1 GeV bien que les données à 1 GeV aient été utilisées pour paramétriser les distributions isotopiques des fragments de fission.

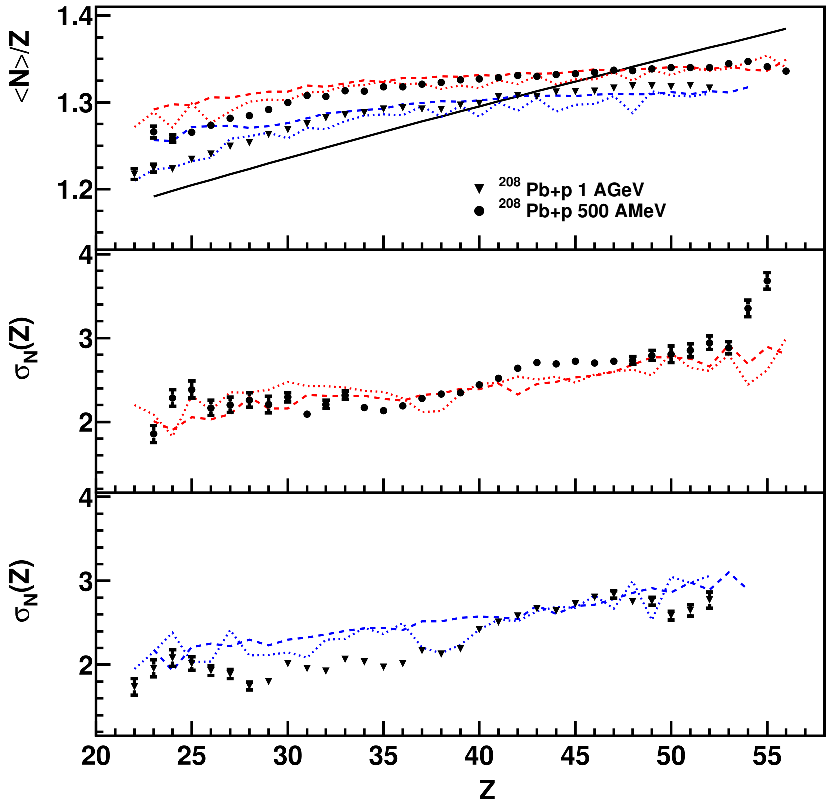


Figure 5.13: *La figure du haut montre la comparaison du rapport $< N > /Z$ entre les données expérimentales à 500 MeV (points) et à 1000 MeV (triangles) et les codes INCL4+ABLA (ligne en tirets) et INCL4+GEM (ligne pointillée). La figure du milieu montre les résultats sur les largeurs des distributions isotopiques pour la réaction $^{208}Pb+p$ à 500 MeV, et celle du bas pour la réaction à 1000 MeV. Les différents codes sont représentés par le même type de lignes que celles de la figure de haut.*

Sur les deux autres parties de la figure 5.13 nous avons représenté les largeurs des distributions isotopiques. La figure du milieu correspond aux résultats obtenus à 500 MeV et celle du bas à 1000 MeV. Pour la réaction à 500 MeV, les largeurs obtenues à partir du code INCL4+ABLA montrent un accord assez bon jusqu'à Z=40 malgré les fluctuations. Entre Z=40 et Z=48, les largeurs données par le code sous-estiment les valeurs expérimentales et au-delà de Z=48 les résultats du code rejoignent les mesures. Dans le cas de la réaction à 1000 MeV les deux codes reproduisent les largeurs des distributions isotopiques à partir de Z=40. Cependant pour l'intervalle entre Z=25 et Z=40 les codes sur-estiment les largeurs expérimentales. Il faut noter qu'au-delà de Z=50 et Z=30 la section efficace étant très faible, il faut donc une statistique très importante. La largeur peut ainsi être soumise à des fluctuations.

5.4 Comparaison des vitesses de recul des résidus avec les modèles.

Cette partie concerne les résultats des calculs des vitesses dans le centre de masse. Sur la figure 5.14, nous avons représenté la comparaison entre les vitesses obtenues des codes INCL4+ABLA (ligne noire), INCL4+GEM (ligne en tirets) et les valeurs expérimentales pour les réactions $^{208}Pb + p$ à 500 MeV (points) et à 1000 MeV (triangles).

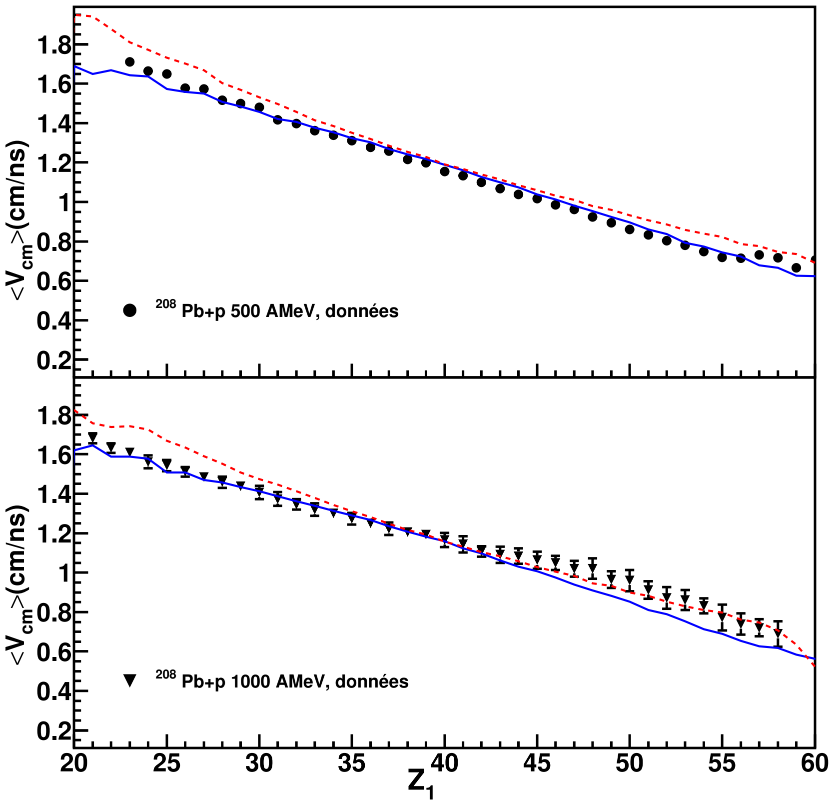


Figure 5.14: *Comparaison des vitesses dans le centre de masse mesurées expérimentalement (les points noirs) et les codes INCL4+ABLA (ligne noire), et INCL4+GEM (ligne en tirets), à 500 MeV sur la figure du haut et à 1000 MeV sur la figure du bas. Les incertitudes sur les valeurs expérimentales sont montrées si elles dépassent la taille des points.*

L'accord entre les données et les valeurs fournies par le calcul ABLA présenté est très bon. En général, pour la réaction à 500 MeV le code reproduit parfaitement les données avec un écart qui reste toujours inférieur à 3%. Les données à 1000 MeV montrent un accord excellent jusqu'à Z=40, au-dessus le code sous-estime les valeurs des vitesses d'à peu près 12%.

Le code GEM montre une surestimation constante par rapport aux valeurs des vitesses expérimentales dans l'intervalle de charges entre Z=23 et Z=35 autant à 500 MeV qu'à 1000 MeV. Ensuite pour les charges les plus lourdes au-delà de Z=45 le code GEM est compatible avec les mesures dans les barres d'erreurs à 1000 MeV alors qu'à 500 MeV les résultats fournis par le code sont toujours plus grands.

Dans le code, ABLA, l'énergie cinétique des fragments est obtenue à partir de l'énergie disponible au point de scission.

$$TKE = M(A) + E^* + B - (M_1 + M_2 + E_1^* + E_2^*) \tag{5.5}$$

Où TKE est l'énergie cinétique totale, M(A) représente la masse du système fissionnant, E^*, l'énergie d'excitation totale, B la barrière de fission, M_1, M_2 les masses des deux fragments résultants de la fission, et E_1^*, E_2^* leurs énergies d'excitation respectivement. A partir des énergies cinétiques, les vitesses peuvent être obtenues aisément en exprimant la conservation des impulsions.

Dans le code GEM, les valeurs de l'énergie cinétique totale de fission sont obtenues à partir d'un tirage aléatoire dans une distribution gaussienne dont la valeur moyenne et la largeur ont été ajustées à des mesures expérimentales en fonction du Z^2/A du système fissionnant. Il suffit de petites variations dans les valeurs mesurées pour déplacer complètement la moyenne et donc l'énergie cinétique des fragments de fission.

Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre nous avons comparé les données expérimentales aux codes cascade ISABEL et INCL4. Pour ceci, nous avons choisi deux grandeurs physiques: section efficace de fission totale σ_{fis} et la largeur de la distribution en charge des fragments de fission $\sigma(Z)$. En ce qui concerne les sections efficaces, ni ISABEL ni INCL4 ne prédisent la tendance des données en cinématique inverse avec l'énergie. De plus, nous avons montré que parmi les paramètres caractérisant le noyau à l'issue de la cascade. Ceux qui peuvent être à l'origine des différences entre les codes étaient l'énergie d'excitation et le moment angulaire.

D'autre part, les largeurs des fragments de fission nous permettent de favoriser l'utilisation du code de cascade INCL4 qui permet de les reproduire à toutes les énergies.

De la comparaison entre les résultats expérimentaux et les codes de désexcitation après renormalisation, on observe que le code ABLA fournit des accords meilleurs dans une plage en énergie plus grande. Ceci était attendu puisque le code GEM n'a été optimisé que pour la fission mesurée à 1 GeV.

Nous avons aussi montré que la combinaison INCL4+ABLA est un outil performant pour le calcul des vitesses des fragments de fission. Il peut être donc utilisé pour la détermination du nombre de déplacements par atomes (dpa) dans le but d'étudier le dégâts aux matériaux occasionnés par les énergies de recul des résiduels de fission, dans le cas d'une cible solide. De même, il peut être utilisé pour l'étude de l'échauffement d'une cible liquide causé par le dêpot d'énergie des fragments de fission.

Conclusion.

Nous avons mesuré les sections efficaces de production et les distributions des vitesses d'un ensemble de 430 fragments de fission issus de la réaction de spallation $^{208}Pb + p$ à 500 AMeV.

Cette expérience constitue la première faite auprès du FRS à si basse énergie incidente. Bien que la présence des problèmes expérimentaux inattendus aient rendu le travail d'analyse difficile, nous avons abouti dans le chapitre 3 à une identification en charge et en masse sans ambiguïté en utilisant différentes méthodes. De plus, la comparaison des résultats entre deux groupes de réglages indépendants et la confrontation entre les sections efficaces obtenues à partir des taux de comptages des fragments de fission émis vers l'avant et vers l'arrière du noyau fissionnant, montrent la cohérence de nos données et la maîtrise des possibles variations au cours de l'expérience.

Dans le chapitre 4, nous avons mené une comparaison entre nos résultats expérimentaux avec les mesures antérieures.

En ce qui concerne les distributions isotopiques, nous avons montré qu'il existe un accord raisonnable entre les sections efficaces mesurées dans ce travail et les données en cinématique directe à 500 MeV. Cet accord ($\simeq$ 25%) peut être qualifié de satisfaisant si l'on remarque que les techniques de mesures et d'analyse sont très différentes. Cependant la comparaison des fonctions d'excitation avec les données à 500 AMeV (ce travail) et les données à 1000 AMeV obtenues au sein de la collaboration montrent un désaccord dans la dépendance en énergie entre nos mesures et celles faites par spectroscopie gamma. En effet, nos résultats présentent généralement une diminution de la section efficace avec l'énergie alors que les résultats de spectroscopie gamma montrent une légère augmentation. La comparaison de la section efficace totale de fission obtenue dans ce travail avec d'autres mesures expérimentales et avec les systématiques semble indiquer aussi une sur-estimation de notre résultat. Nous avons aussi vu qu'il existe une grande dispersion des données expérimentales existantes concernant cette grandeur. Plusieurs tentatives ayant pour but la reproduction du rapport observé expérimentalement entre les sections efficaces totales de fission à 500 et à 1000 MeV ont échoué. Un facteur global dans la normalisation ou dans la transmission semble être à l'origine de ce désaccord. Il a été montré que la correction due à la transmission était, dans le cas des données à 500 AMeV, très importante, en effet on ne mesure dans certains cas que les 4% de la production totale. Il faut donc signaler que nous nous trouvons à la limite de la méthode. En dessous de 500 AMeV la production des noyaux produits par fission ne pourra pas être mesurée avec ce dispositif expérimental surtout pour les noyaux les plus légers pour lesquels les corrections deviennent prohibitives. Ceci met en évidence la nécessité de mesures de sections efficaces de fission totales à différentes énergies et de meilleure précision.

Nous avons aussi pu établir une étude systématique de l'évolution du rapport $\frac{<N>}{Z}$ obtenu à partir des distributions isotopiques en fonction de l'énergie incidente (500-2000 MeV), et sur une large gamme de valeurs en charge. Nous avons vu que la réaction à 500 AMeV produit des fragments de fission plus riches en neutrons. Ceci a été interprété comme dû à une énergie d'excitation du système fissionnant plus faible. De même, le rapport $\frac{N}{<Z>}$ des chaînes isobariques a été étudié en fonction de la masse et trouvé en accord avec les données d'ISOLDE. On observe que les largeurs des distribution en charge augmentent avec la masse sur une bien plus grande gamme que les mesures précédentes avaient pu montrer.

Dans le même chapitre une caractérisation du système fissionnant moyen ($Z_{fis}, A_{fis}, E^*_{fis}$) à partir des vitesses et de la distribution en charge des fragments de fission a été aussi présentée. Nous avons montré que les hypothèses faites dans la référence [113] conduisent à une sous-estimation de la charge du système fissionnant. En revanche, nous avons présenté une méthode qui permet de déterminer la masse du système fissionnant et donc implicitement le nombre total de neutrons émis par les fragments de fission. A partir de la largeur de la distribution en charge nous avons estimé l'énergie d'excitation moyenne transmise au système fissionnant au point selle. La valeur obtenue est en cohérence avec le nombre de neutrons émis obtenu à l'aide de la méthode précédente.

Les propriétés cinématiques ont été aussi mesurées. Les énergies cinétiques de quelques isotopes ont été comparées à d'autres résultats expérimentaux. L'accord entre nos résultats en prenant en compte le nombre de neutrons évaporés, et les mesures précédentes est très satisfaisant. La valeur de l'énergie cinétique la plus probable obtenue dans ce travail est en parfait accord avec les résultats de la systématique de Viola.

La comparaison des données expérimentales aux codes décrivant la réaction de spallation a été présentée dans le chapitre 5. Les résultats de deux codes de cascade intranucléaire (ISABEL et INCL4) décrivant la première étape de la réaction couplés au même code de désexcitation statistique ont été comparés aux données expérimentales. Aucun des deux ne peut reproduire la valeur absolue des sections efficaces totales de fission. De plus, la dépendance avec l'énergie de la section efficace totale de fission est en général assez mal prédite. Une comparaison avec les largeurs des distributions en charge a été aussi menée dans ce même chapitre. Pour cette grandeur le code INCL4 s'avère être le plus satisfaisant. Nous avons aussi montré que les différences entre les deux codes venaient essentiellement des prédictions des distributions de l'énergie d'excitation et du moment angulaire. D'autre part, le test de deux modèles d'évaporation couplés au même code de cascade intranucléaire sur l'ensemble des données mesuré montre un meilleur accord avec le code ABLA.

Perspectives.

Le présent travail a permis d'acquérir des données très complètes sur les caractéristiques des fragments de fission (distributions isotopiques et propriétés cinématiques) dans la réaction de spallation $^{208}Pb + p$ à 500 AMeV. Ces résultats expérimentaux permettent dors et déjà d'apporter de fortes contraintes aux modèles qui doivent décrire les réactions de spallation. Cependant une incertitude demeure sur la valeur absolue des sections efficaces à cette énergie qui apparait être surestimée d'environ 30% à 40% si l'on considère les évaluations obtenues à partir des tendances déduites de mesures à d'autres énergies. Ainsi une mesure absolue des sections efficaces totales de fission en fonction de l'énergie incidente est nécessaire. Probablement une méthode qui permettrait de s'affranchir des difficultés à évaluer la transmission du spectromètre magnétique à basse énergie sera la plus appropriée.

D'autre part, les conditions initiales de la compétition évaporation-fission dépendent des paramètres à l'issue de la cascade intranucléaire. Nous avons montré qu'il existe encore des désaccords entre les prédictions des codes, notamment au niveau de l'énergie d'excitation et du moment angulaire du préfragment. Les données existantes ne permettent pas de conclure sur le paramètre le plus sensible pour déterminer la section efficace totale de fission. Ceci ne peut se faire qu'à l'aide de mesures en coïncidence. Un programme expérimental proposé au GSI, avec le dispositif SPALADIN vise à collecter un ensemble de mesures très complet (distributions isotopiques, production de neutrons, émission de particules légères) dans le but de contraindre les codes de cascade simulant la réaction de spallation. De plus, la mesure de tous les produits de la désexcitation permettra de remonter à l'énergie d'excitation initiale.

Ce travail complète un ensemble de données sur l'étude des résiduels de spallation menée au GSI. Bien qu'il soit nécessaire encore d'affiner les valeurs absolues des sections efficaces, les mesures présentes constituent déjà une contribution fiable pour les banques de données des réaction de spallation en ce qui concerne les propriétés cinématiques et les distributions isotopiques relatives.

Annexe A

Les sections efficaces.

On notera que les valeurs données correspondent à une section efficace de fission totale de 232 mb qui est celle que nous avons mesurée. Dans la mémoire nous avons aussi évoqué la possibilité de renormaliser celle-ci à 132 mb [109].

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
23	50	0.121(0.010)(0.016)	27	61	0.757(0.018)(0.113)	30	73	0.391(0.050)(0.057)
23	51	0.190(0.013)(0.029)	27	62	0.596(0.022)(0.075)	30	74	0.180(0.038)(0.026)
23	52	0.228(0.031)(0.028)	27	63	0.564(0.022)(0.071)	31	66	0.053(0.002)(0.011)
23	53	0.209(0.050)(0.028)	27	64	0.358(0.018)(0.049)	31	67	0.260(0.004)(0.034)
23	54	0.128(0.039)(0.017)	27	65	0.223(0.016)(0.031)	31	68	0.526(0.008)(0.067)
24	52	0.194(0.008)(0.025)	28	60	0.191(0.005)(0.029)	31	69	1.054(0.014)(0.129)
24	53	0.251(0.016)(0.040)	28	61	0.362(0.006)(0.059)	31	70	1.456(0.021)(0.189)
24	54	0.335(0.016)(0.041)	28	62	0.639(0.014)(0.088)	31	71	1.680(0.028)(0.208)
24	55	0.244(0.030)(0.030)	28	63	0.860(0.017)(0.112)	31	72	1.585(0.030)(0.194)
24	56	0.222(0.026)(0.027)	28	64	0.795(0.020)(0.097)	31	73	1.336(0.028)(0.238)
24	57	0.127(0.021)(0.015)	28	65	0.690(0.022)(0.085)	31	74	0.847(0.021)(0.103)
24	58	0.072(0.016)(0.009)	28	66	0.543(0.021)(0.067)	31	75	0.511(0.017)(0.063)
25	54	0.213(0.007)(0.032)	28	67	0.348(0.016)(0.044)	31	76	0.347(0.043)(0.048)
25	55	0.321(0.012)(0.056)	28	68	0.212(0.042)(0.026)	32	69	0.188(0.003)(0.023)
25	56	0.359(0.014)(0.052)	29	63	0.340(0.006)(0.051)	32	70	0.593(0.009)(0.092)
25	57	0.408(0.018)(0.053)	29	64	0.560(0.011)(0.068)	32	71	1.120(0.015)(0.165)
25	58	0.299(0.020)(0.038)	29	65	0.943(0.017)(0.115)	32	72	1.794(0.022)(0.229)
25	59	0.235(0.019)(0.034)	29	66	1.053(0.022)(0.132)	32	73	2.086(0.028)(0.253)
25	60	0.143(0.015)(0.019)	29	67	1.083(0.027)(0.146)	32	74	2.259(0.034)(0.282)
26	56	0.186(0.005)(0.025)	29	68	0.841(0.025)(0.108)	32	75	1.703(0.029)(0.215)
26	57	0.331(0.011)(0.042)	29	69	0.608(0.020)(0.084)	32	76	1.381(0.026)(0.170)
26	58	0.473(0.013)(0.059)	30	64	0.127(0.003)(0.019)	32	77	0.796(0.038)(0.120)
26	59	0.486(0.016)(0.068)	30	65	0.348(0.006)(0.061)	32	78	0.540(0.051)(0.070)
26	60	0.463(0.022)(0.058)	30	66	0.686(0.010)(0.100)	33	71	0.178(0.003)(0.022)
26	61	0.335(0.020)(0.041)	30	67	1.085(0.017)(0.137)	33	72	0.437(0.007)(0.064)
26	62	0.215(0.015)(0.027)	30	68	1.368(0.023)(0.185)	33	73	1.096(0.013)(0.146)
26	63	0.109(0.011)(0.014)	30	69	1.372(0.029)(0.190)	33	74	1.625(0.019)(0.200)
27	58	0.178(0.005)(0.028)	30	70	1.164(0.027)(0.142)	33	75	2.458(0.029)(0.299)
27	59	0.401(0.010)(0.065)	30	71	0.917(0.025)(0.126)	33	76	2.558(0.034)(0.314)
27	60	0.464(0.011)(0.056)	30	72	0.606(0.033)(0.082)	33	77	2.656(0.037)(0.327)

Tableau A.1: *Sections efficaces en millibarns de production des isotopes. Les valeurs entre parenthèses représentent les incertitudes, la première correspond aux erreurs statistiques et la seconde aux erreurs systématiques sur les valeurs mesurées.*

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
33	78	1.764(0.029)(0.218)	36	80	1.552(0.017)(0.215)	38	88	4.881(0.050)(0.600)
33	79	1.238(0.024)(0.151)	36	81	2.508(0.025)(0.320)	38	89	4.027(0.048)(0.499)
33	80	0.774(0.080)(0.110)	36	82	3.741(0.039)(0.475)	38	90	2.950(0.050)(0.365)
33	81	0.496(0.043)(0.060)	36	83	4.422(0.050)(0.548)	38	91	1.814(0.045)(0.222)
34	73	0.120(0.002)(0.026)	36	84	3.884(0.040)(0.473)	38	92	1.356(0.071)(0.190)
34	74	0.436(0.007)(0.073)	36	85	3.244(0.037)(0.414)	38	93	0.747(0.044)(0.099)
34	75	0.923(0.012)(0.115)	36	86	2.037(0.052)(0.288)	38	94	0.304(0.030)(0.038)
34	76	1.954(0.021)(0.260)	36	87	1.101(0.073)(0.150)	39	84	0.059(0.001)(0.007)
34	77	2.425(0.027)(0.306)	36	88	0.735(0.051)(0.120)	39	85	0.305(0.003)(0.059)
34	78	3.293(0.036)(0.405)	36	89	0.289(0.032)(0.041)	39	86	0.691(0.006)(0.085)
34	79	3.081(0.038)(0.377)	37	80	0.129(0.002)(0.018)	39	87	1.748(0.013)(0.253)
34	80	2.694(0.035)(0.347)	37	81	0.512(0.008)(0.062)	39	88	3.010(0.028)(0.371)
34	81	1.852(0.044)(0.237)	37	82	1.228(0.014)(0.178)	39	89	4.736(0.045)(0.687)
34	82	1.036(0.044)(0.155)	37	83	2.170(0.018)(0.268)	39	90	4.588(0.048)(0.565)
34	83	0.633(0.051)(0.091)	37	84	3.295(0.032)(0.408)	39	91	4.181(0.049)(0.570)
35	75	0.061(0.001)(0.012)	37	85	4.445(0.049)(0.547)	39	92	3.307(0.048)(0.410)
35	76	0.282(0.005)(0.067)	37	86	4.531(0.051)(0.583)	39	93	2.648(0.054)(0.400)
35	77	0.814(0.010)(0.105)	37	87	3.770(0.050)(0.526)	39	94	1.537(0.080)(0.201)
35	78	1.475(0.016)(0.182)	37	88	2.411(0.050)(0.312)	39	95	1.097(0.057)(0.143)
35	79	2.590(0.028)(0.324)	37	89	1.421(0.051)(0.206)	39	96	0.443(0.034)(0.055)
35	80	3.204(0.034)(0.456)	37	90	1.046(0.064)(0.155)	39	97	0.241(0.029)(0.031)
35	81	3.938(0.043)(0.502)	37	91	0.521(0.041)(0.083)	40	86	0.063(0.001)(0.011)
35	82	3.270(0.039)(0.402)	37	92	0.218(0.027)(0.030)	40	87	0.212(0.002)(0.033)
35	83	2.586(0.047)(0.346)	38	81	0.004(0.000)(0.001)	40	88	0.625(0.005)(0.078)
35	84	1.490(0.048)(0.198)	38	82	0.118(0.002)(0.024)	40	89	1.552(0.012)(0.214)
35	85	0.930(0.071)(0.140)	38	83	0.379(0.004)(0.052)	40	90	2.708(0.022)(0.329)
35	86	0.418(0.047)(0.064)	38	84	1.008(0.008)(0.161)	40	91	3.592(0.035)(0.438)
36	77	0.055(0.001)(0.010)	38	85	1.977(0.015)(0.240)	40	92	4.557(0.047)(0.600)
36	78	0.244(0.003)(0.037)	38	86	3.363(0.029)(0.476)	40	93	4.095(0.045)(0.498)
36	79	0.636(0.008)(0.082)	38	87	4.522(0.046)(0.551)	40	94	3.952(0.049)(0.514)

Tableau A.2: *Sections efficaces en millibarns de production des isotopes. Les valeurs entre parenthèses représentent les incertitudes, la première correspond aux erreurs statistiques et la seconde aux erreurs systématiques sur les valeurs mesurées.*

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
40	95	3.342(0.055)(0.456)	42	98	4.102(0.044)(0.511)	44	101	3.351(0.037)(0.445)
40	96	1.752(0.078)(0.238)	42	99	3.737(0.047)(0.470)	44	102	3.779(0.040)(0.488)
40	97	1.503(0.072)(0.248)	42	100	2.889(0.053)(0.379)	44	103	3.316(0.040)(0.405)
40	98	0.724(0.040)(0.089)	42	101	2.034(0.084)(0.430)	44	104	3.090(0.048)(0.380)
40	99	0.335(0.032)(0.057)	42	102	1.336(0.053)(0.194)	44	105	2.083(0.064)(0.282)
40	100	0.172(0.024)(0.029)	42	103	0.624(0.037)(0.083)	44	106	1.784(0.070)(0.267)
41	88	0.047(0.001)(0.007)	42	104	0.325(0.030)(0.043)	44	107	1.055(0.043)(0.130)
41	89	0.190(0.002)(0.026)	42	105	0.136(0.023)(0.022)	44	108	0.476(0.032)(0.064)
41	90	0.536(0.005)(0.069)	43	93	0.138(0.002)(0.017)	44	109	0.222(0.024)(0.032)
41	91	1.202(0.009)(0.180)	43	94	0.258(0.003)(0.035)	44	110	0.095(0.018)(0.017)
41	92	2.072(0.018)(0.317)	43	95	0.628(0.006)(0.080)	45	96	0.017(0.001)(0.003)
41	93	3.226(0.035)(0.498)	43	96	1.094(0.011)(0.134)	45	97	0.059(0.001)(0.011)
41	94	3.845(0.041)(0.482)	43	97	1.844(0.020)(0.227)	45	98	0.107(0.002)(0.014)
41	95	4.418(0.046)(0.560)	43	98	2.798(0.034)(0.369)	45	99	0.305(0.004)(0.054)
41	96	4.187(0.047)(0.529)	43	99	3.573(0.038)(0.435)	45	100	0.533(0.007)(0.080)
41	97	3.559(0.051)(0.435)	43	100	3.705(0.040)(0.462)	45	101	1.048(0.014)(0.143)
41	98	2.154(0.051)(0.284)	43	101	3.912(0.049)(0.533)	45	102	1.892(0.024)(0.273)
41	99	1.980(0.081)(0.286)	43	102	3.081(0.053)(0.381)	45	103	2.729(0.031)(0.346)
41	100	0.994(0.050)(0.131)	43	103	2.195(0.086)(0.274)	45	104	3.197(0.035)(0.411)
41	101	0.489(0.038)(0.074)	43	104	1.645(0.061)(0.209)	45	105	3.401(0.039)(0.449)
41	102	0.225(0.027)(0.030)	43	105	0.856(0.043)(0.111)	45	106	3.164(0.045)(0.425)
42	89	0.004(0.000)(0.001)	43	106	0.321(0.027)(0.040)	45	107	2.378(0.047)(0.308)
42	90	0.038(0.001)(0.007)	43	107	0.169(0.023)(0.021)	45	108	1.999(0.079)(0.281)
42	91	0.134(0.002)(0.018)	44	94	0.020(0.001)(0.003)	45	109	1.531(0.056)(0.248)
42	92	0.385(0.004)(0.065)	44	95	0.089(0.002)(0.016)	45	110	0.572(0.032)(0.078)
42	93	0.823(0.008)(0.127)	44	96	0.214(0.003)(0.040)	45	111	0.225(0.022)(0.028)
42	94	1.536(0.016)(0.230)	44	97	0.393(0.005)(0.052)	45	112	0.131(0.020)(0.020)
42	95	2.427(0.026)(0.303)	44	98	0.787(0.010)(0.103)	46	100	0.084(0.002)(0.015)
42	96	3.543(0.038)(0.431)	44	99	1.428(0.019)(0.187)	46	101	0.190(0.003)(0.028)
42	97	4.151(0.042)(0.515)	44	100	2.438(0.029)(0.317)	46	102	0.327(0.005)(0.040)

Tableau A.3: *Sections efficaces en millibarns de production des isotopes. Les valeurs entre parenthèses représentent les incertitudes, la première correspond aux erreurs statistiques et la seconde aux erreurs systématiques sur les valeurs mesurées.*

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
46	103	0.672(0.011)(0.096)	48	109	1.060(0.019)(0.143)	50	119	0.877(0.047)(0.114)
46	104	1.289(0.020)(0.157)	48	110	1.577(0.023)(0.206)	50	120	0.756(0.037)(0.102)
46	105	2.121(0.028)(0.309)	48	111	1.863(0.027)(0.247)	50	121	0.421(0.027)(0.077)
46	106	2.805(0.033)(0.393)	48	112	1.963(0.031)(0.266)	51	114	0.141(0.006)(0.021)
46	107	2.977(0.035)(0.409)	48	113	1.962(0.037)(0.265)	51	115	0.269(0.009)(0.046)
46	108	2.914(0.039)(0.371)	48	114	1.330(0.042)(0.169)	51	116	0.409(0.012)(0.052)
46	109	2.351(0.045)(0.324)	48	115	1.264(0.055)(0.180)	51	117	0.629(0.015)(0.078)
46	110	1.980(0.083)(0.295)	48	116	0.877(0.039)(0.150)	51	118	0.796(0.018)(0.123)
46	111	1.361(0.053)(0.217)	48	117	0.399(0.025)(0.055)	51	119	0.886(0.026)(0.128)
46	112	0.633(0.033)(0.083)	48	118	0.178(0.020)(0.028)	51	120	0.826(0.024)(0.112)
46	113	0.299(0.025)(0.038)	49	109	0.201(0.005)(0.036)	51	121	0.814(0.061)(0.126)
46	114	0.130(0.023)(0.016)	49	110	0.401(0.010)(0.053)	51	122	0.659(0.042)(0.110)
46	115	0.082(0.016)(0.010)	49	111	0.716(0.015)(0.116)	51	123	0.375(0.026)(0.051)
47	104	0.232(0.004)(0.030)	49	112	1.008(0.020)(0.127)	51	124	0.212(0.019)(0.034)
47	105	0.494(0.009)(0.063)	49	113	1.401(0.024)(0.196)	51	125	0.111(0.016)(0.016)
47	106	0.934(0.016)(0.141)	49	114	1.656(0.027)(0.296)	52	116	0.087(0.012)(0.013)
47	107	1.457(0.022)(0.192)	49	115	1.530(0.030)(0.195)	52	117	0.150(0.007)(0.020)
47	108	1.903(0.026)(0.239)	49	116	1.239(0.032)(0.184)	52	118	0.303(0.010)(0.059)
47	109	2.319(0.030)(0.296)	49	117	1.121(0.057)(0.155)	52	119	0.432(0.013)(0.069)
47	110	2.476(0.038)(0.399)	49	118	0.799(0.037)(0.109)	52	120	0.534(0.017)(0.078)
47	111	2.598(0.046)(0.543)	49	119	0.384(0.023)(0.048)	52	121	0.619(0.019)(0.088)
47	112	1.500(0.077)(0.185)	49	120	0.201(0.019)(0.027)	52	122	0.707(0.027)(0.109)
47	113	1.384(0.055)(0.190)	49	121	0.108(0.019)(0.015)	52	123	0.481(0.080)(0.060)
47	114	0.762(0.036)(0.095)	50	112	0.229(0.008)(0.041)	52	124	0.532(0.053)(0.114)
47	115	0.368(0.027)(0.048)	50	113	0.449(0.012)(0.065)	52	125	0.367(0.025)(0.053)
47	116	0.181(0.019)(0.026)	50	114	0.726(0.016)(0.102)	52	126	0.198(0.021)(0.031)
47	117	0.096(0.015)(0.012)	50	115	1.039(0.019)(0.174)	52	127	0.091(0.015)(0.014)
48	106	0.188(0.004)(0.033)	50	116	1.148(0.022)(0.167)	52	128	0.052(0.013)(0.007)
48	107	0.307(0.007)(0.044)	50	117	1.131(0.023)(0.142)	52	129	0.060(0.014)(0.012)
48	108	0.659(0.014)(0.103)	50	118	1.018(0.026)(0.127)	53	117	0.014(0.001)(0.002)

Tableau A.4: *Sections efficaces en millibarns de production des isotopes. Les valeurs entre parenthèses représentent les incertitudes, la première correspond aux erreurs statistiques et la seconde aux erreurs systématiques sur les valeurs mesurées.*

Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$	Z	A	$\sigma(mb)$
53	118	0.055(0.008)(0.014)	55	132	0.137(0.029)(0.024)	60	143	0.060(0.019)(0.013)
53	119	0.083(0.007)(0.021)	55	133	0.132(0.016)(0.019)	60	144	0.076(0.023)(0.015)
53	120	0.191(0.008)(0.061)	56	129	0.117(0.007)(0.016)	60	145	0.120(0.027)(0.028)
53	121	0.285(0.012)(0.057)	56	130	0.176(0.013)(0.032)			
53	122	0.353(0.012)(0.053)	56	131	0.129(0.018)(0.025)			
53	123	0.431(0.017)(0.081)	56	132	0.153(0.017)(0.026)			
53	124	0.461(0.023)(0.075)	56	133	0.162(0.073)(0.036)			
53	125	0.427(0.037)(0.063)	56	134	0.139(0.019)(0.025)			
53	126	0.415(0.048)(0.086)	56	135	0.132(0.020)(0.030)			
53	127	0.267(0.025)(0.035)	56	136	0.103(0.017)(0.014)			
53	128	0.177(0.018)(0.031)	57	131	0.066(0.013)(0.010)			
53	129	0.104(0.018)(0.018)	57	132	0.112(0.011)(0.034)			
54	122	0.097(0.006)(0.017)	57	134	0.113(0.022)(0.035)			
54	123	0.153(0.007)(0.020)	57	137	0.105(0.024)(0.017)			
54	124	0.233(0.010)(0.037)	57	138	0.108(0.020)(0.023			
54	125	0.325(0.022)(0.073)	57	139	0.079(0.017)(0.014)			
54	126	0.337(0.022)(0.061)	57	140	0.122(0.016)(0.026)			
54	127	0.279(0.018)(0.036)	57	141	0.151(0.023)(0.044)			
54	128	0.311(0.042)(0.049)	57	142	0.114(0.018)(0.017)			
54	129	0.293(0.031)(0.071)	58	139	0.068(0.018)(0.013)			
54	130	0.189(0.020)(0.026)	58	140	0.101(0.017)(0.014)			
54	131	0.112(0.017)(0.018)	58	141	0.081(0.014)(0.014)			
54	132	0.082(0.014)(0.013)	58	142	0.100(0.016)(0.016)			
54	133	0.075(0.012)(0.010)	58	143	0.101(0.018)(0.014)			
55	126	0.147(0.011)(0.022)	58	144	0.110(0.021)(0.014)			
55	127	0.172(0.012)(0.039)	58	145	0.153(0.019)(0.024)			
55	128	0.268(0.017)(0.073)	59	142	0.076(0.021)(0.010)			
55	129	0.232(0.054)(0.029)	59	143	0.073(0.020)(0.010)			
55	131	0.212(0.030)(0.044)	59	144	0.081(0.020)(0.016)			

Tableau A.5: *Sections efficaces en millibarns de production des isotopes. Les valeurs entre parenthèses représentent les incertitudes, la première correspond aux erreurs statistiques et la seconde aux erreurs systématiques sur les valeurs mesurées.*

Annexe B

Les vitesses de recul.

Z	$v_{cm}(cm/ns)$	δv_{cm}	Z	$v_{cm}(cm/ns)$	δv_{cm}
23	1.71	0.01	42	1.10	0.01
24	1.66	0.01	43	1.07	0.01
25	1.65	0.01	44	1.04	0.01
26	1.58	0.01	45	1.02	0.01
27	1.57	0.01	46	0.99	0.01
28	1.52	0.01	47	0.96	0.01
29	1.50	0.01	48	0.92	0.01
30	1.48	0.01	49	0.89	0.01
31	1.42	0.01	50	0.86	0.01
32	1.40	0.01	51	0.83	0.00
33	1.36	0.01	52	0.80	0.01
34	1.34	0.01	53	0.78	0.01
35	1.31	0.01	54	0.75	0.00
36	1.28	0.01	55	0.72	0.01
37	1.26	0.01	56	0.71	0.01
38	1.22	0.01	57	0.73	0.02
39	1.20	0.01	58	0.72	0.02
40	1.15	0.01	59	0.67	0.02
41	1.13	0.01	60	0.71	0.01

Tableau B.1: *Vitesses moyennes en centimètres par nanoseconde pour chaque élément de fission. La troisième colonne représente la déviation standard de tous les isotopes ayant la même charge.*

Bibliographie

[1] B. Jurado. *Thèse au Gesellschaft für Schwerionenforschung*, 2002.

[2] J. Benlliure *et al.* *Nucl. Phys. A*, 628: 458, 1998.

[3] A. Boudard *et al.* *Phys. Rev. C*, 66: 044615, 2002.

[4] L. Audouin. *Thèse en cours à l'IPN, Orsay.*

[5] M. Gloris *et al.* *Nucl. Inst. Meth. A*, 463: 593, 2001.

[6] E. Hagebo et T. Lund. *J. inorg. nucl. Chem.*, 37: 1569, 1974.

[7] T. Enqvist *et al.* *Nucl. Phys. A*, 686: 481, 2001.

[8] T. Enqvist *et al.* *Nucl. Phys. A*, 703: 435, 2002.

[9] S. Kox *et al.* *Phys. Rev. C*, 35: 1678, 1987.

[10] J. A. Panontin et N. T. Porile. *J. inorg. nucl. Chem.*, 30: 2891, 1968.

[11] R. Rossi *et al.* *Z. Phys.*, 82: 151, 1933.

[12] C. D. Bowman *et al.* *Nucl. Inst. Meth. A*, 320: 336, 1992.

[13] C. Rubbia *et al.* *rapport CERN/AT/93-47/(ET)*, 1993.

[14] C. Rubbia *et al.* *rapport CERN/AT/95-44/(ET)*, 1995.

[15] W. F. Henning. *Nucl. Inst. Meth. B*, 126: 1, 1997.

[16] http: //www.ganil.fr/eurisol/index.html.

[17] *"Clefs"*, 37, 1997-98.

[18] *"Les défis du CEA"*, 36, 1995.

[19] Spallation neutron source (sns). 36, 1997.

[20] The european spallation source study. *The ESS Technical Study, report ESS-96-53-M*, III, 1996.

[21] L. Donadille *et al.* *"International Conference on Nuclear Data for Science and Technology"*, 2001. Tsukuba, Japon.

[22] J. Cugnon *et al.* *Nucl. Phys. A*, 620: 475, 1997.

[23] H. W. Bertini. *Phys. Rev.*, 131: 1801, 1963.

[24] Y. Yariv et Z. Frankel. *Phys. Rev. C*, 20: 2227, 1979.

[25] A. R. Junghans *et al.* *Nucl. Phys. A*, 629: 635, December 1998.

[26] L. W. Dresner. *ORNL-TM-196*, 1962.

[27] S. Furihata. *Nucl. Inst. Meth. B*, 171: 251, 2000.

[28] R. E. Prael. Release of $lahet^{TM}$ version 3.16. *X-Division Research Note XCI-RN 98-10 (U)*, LA-UR-00-2116, Los Alamos National Laboratory.

[29] O. Bersillon. "2nd int. conf. on adtt". *http: //www-xdiv.lanl.gov/XCI/PROJECTS/MCNP/manual.html.*

[30] J. F. Briesmeisteir. "a general monte carlo n-particle transport code". *Los Alamos National Laboratory report LA-12625-M.* http: //www-xdiv.lanl.gov/XCI/PROJECTS/MCNP/manual.html.

[31] M. Blann *et al.* *"International Code Comparison for Intermediate Energy Nuclear Data, OCDE/NEA"*, 1994.

[32] R. Michel et P. Nagel. *"International Code Comparison for Intermediate Energy Nuclear Data, OCDE/NEA"*, 1997.

[33] http: //www.fynu.ucl.ac.be/collaborations/hindas/.

[34] Physicals aspects of lead as a neutron producing target for accelerator transmutation devices. *"Project report of European Comission of Nuclear Science and technology"*, EUR-19794.

[35] Etude expérimentale de la spallation en cible mince. *Rapport CEA-R-5887*, 2000.

[36] R. Michel *et al.* *Nucl. Inst. Meth. B*, 129: 153, 1997.

[37] J. Taïeb. *Etude de la production de noyaux résiduels d'évaporation issus de la réaction de spallation de l'uranium-238 par des protons à 1 GeV.* PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 2000.

[38] M. Bernas *et al.* *Sousmis à publication.*

[39] E. Casarejos. *Thèse, Universidad de Santiago de Compostela, Galiza, Espagne*, 2001.

[40] J. Pereira. *Thèse en cours à l'Universidade de Santiago de Compostela, Galiza, Espagne.*

[41] W. Wlazlo *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 84: 5736, 2000.

[42] F. Rejmund *et al.* *Nucl. Phys. A*, 683: 540, 2001.

[43] J. Benlliure *et al.* *Nucl. Phys. A*, 683: 513, 2001.

[44] C. Villagrasa. *Thèse en cours au DAPNIA/SPhN CEA, Saclay.*

[45] http: //megapie.web.psi.ch/.

[46] R. Serber. *Phys. Rev.*, 72-11: 1114, 1947.

[47] V. D. Toneev S. G. Mashnik, K. K. Gudima. *Nucl. Phys. A*, 401: 329, 1983.

[48] J. R. Grover et J. Gilat. *Phys. Rev.*, 157: 802, 1967.

[49] V. Weisskopf. *Phys. Rev.*, 52: 295, 1937.

[50] N. Bohr et J. A. Wheeler. *Phys. Rev.*, 56: 426, 1939.

[51] H. A. Kramers. *Physika*, VII-4: 284, 1940.

[52] H. Risiken The Fokker-Planck Equation. *Springer-Verlag ISBN*, 0-387-50498-2.

[53] D. J. Hinde *et al.* *Phys. Lett.*, 52: 986, 1984.

[54] G. Ingold U. Jahnke H. Orf et H. Rossner E. Holub, D. Hilscher. *Phys. Rev. C*, 28-1: 252, 1983.

[55] P. Grangé *et al.* *Phys. Rev. C*, 27: 2063, 1983.

[56] A. V. Ignatyuk *et al.* *Nucl. Phys. A*, 593: 519, 1995.

[57] R. Butsch *et al.* *Phys. Rev. C*, 44: 1515, 1991.

[58] J. Benlliure et A. R. Junghans B. Jurado, K..-H. Schmidt. sousmis à *Nucl. Phys. A*.

[59] P. Grangé et B. Hiller K. H. Bhatt. *Phys. Rev. C*, 33: 954, 1986.

[60] P. Fong. *Phys. Rev.*, 102: 434, 1956.

[61] B. D. Wilkins *et al.* *Phys. Rev. C*, 14: 1027, 1976.

[62] J. R. Nix. *Nucl. Phys. A*, 130: 241, 1969.

[63] R. W. Hasse. *Nucl. Phys. A*, 128: 609, 1969.

[64] S. G. Nilsson P. Möller. *Phys. Lett. B*, 31: 283, 1970.

[65] V. V. Pashkevich. *Nucl. Phys. A*, 169: 275, 1971.

[66] H. W. Schmidt M. G. Mustafa, U. Mosel. *Phys. Rev. C*, 7: 1519, 1973.

[67] A. Müller U. Brosa, S. Grossmann. *Phys. Rep.*, 197: 167, 1990.

[68] C. Toccoli. *Simulation de la spallation : analyse et test des modèles nucléaires.* PhD thesis, Université Paris XI Orsay - CEA-Bruyères/DAM/SPN, 2000.

[69] S. Vuillier. *Simulations pour la transmutation des déchets par réacteurs hybrides.* PhD thesis, Université Paris VII - CEA-Saclay/DAPNIA/SPhN, 1998.

[70] B. Mustapha. *Thèse, IPN, Orsay*, 1999.

[71] H. W. Bertini. *Phys. Rev.*, 188: 1711, 1969.

[72] M. Blann. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.*, 25: 123, 1975.

[73] J. Pereira. Estudio de reacciones de espalacion mediante modelos de preequilibrio. *DEA*, Septembre 2001.

[74] I. Dostrovsky *et al. Phys. Rev.*, 111: 1659, 1958.

[75] I. Dostrovsky *et al. Phys. Rev.*, 116: 683, 1959.

[76] I. Dostrovsky *et al. Phys. Rev.*, 118: 781, 1960.

[77] A. Gilbert et A. G. Cameron. *Can. J. of Phys.*, 43: 1446, 1965.

[78] A. V. Ignatyuk *et al. Sov. J. Nucl. Phys.*, 21(3): 255, March 1975.

[79] V. F. Weisskopf et D. H. Ewing. *Phys. Rev.*, 87: 472, 1940.

[80] W. Hauser *et al. Phys. Rev.*, 87: 366, 1952.

[81] J. C. David. *Communication privée.*

[82] F. Atchison. Proc. of mtg. on targets for neutron beam spallation source. *Jül-conf-34*, 17,KFA-Jülich, Allemagne, Juin 1979.

[83] R. Vandenbosch et J. R. Huizenga. *Nuclear Fission.* Academic Press, New York, 1973.

[84] L. G. Moretto *et al. Phys. Lett.*, 75: 4186.

[85] A. J. Sierk. *Phys. Rev. C*, 33: 2093, 1986.

[86] L. N. Andronenko *et al. Z. Phys. A*, 318: 97, 1984.

[87] G. Andersson *et al. Z. Phys. A*, 293: 241, 1979.

[88] W. R. Webber *et al. The Astrophysical Journal.*, 508: 946, 1998.

[89] H. Geissel *et al. Nucl. Inst. Meth. B*, 70: 286, 1992.

[90] http: //www-wnt.gsi.de/kschmidt/amadeus.htm.

[91] B. Jurado *et al.* *Nucl. Inst. Meth. A*, 483: 603, 2002.

[92] P. Chesny *et al.* *Communication privée.*

[93] B. Voss *et al.* *Nucl. Inst. Meth. A*, 364: 150, 1995.

[94] L. Audouin. Communication privée. *IPN, Orsay.*

[95] H. Stelzer. *Nucl. Inst. Meth. A*, 310: 103, 1991.

[96] http: //www-wnt.gsi.de/frs/technical/daqmanual/frsmbs.html.

[97] L. Tassant-Got. Communication privée. *IPN, Orsay.*

[98] F. Rejmund *et al.* *Proceedings of the "Heavy Ion Physics Conference", Mexico*, 16: 85, 2002.

[99] M. V. Ricciardi *et al.* *"Proceedings of the XXXIX International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio"*, page 224, 2001.

[100] K-H Schmidt J. Benlliure, J. Pereira-Conca. *Nucl. Inst. Meth. A*, 478: 493, 2002.

[101] L. Tassant-got. *Communication privée*, IPN, Orsay.

[102] P. J. Karol. *Phys. Rev. C*, 11: 1203, 1975.

[103] T. Brohm. *Thèse, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt.*, 1994.

[104] P. Napolitani. *Communication privée.*

[105] K. H. Schmidt *et al.* *Nucl. Phys. A*, 665: 221, 2000.

[106] C. Scheidenberger *et al.* *Nucl. Inst. Meth. B*, 141: 441, 1998.

[107] A. V. Prokofiev. *Nucl. Inst. Meth. A*, 463: 557, 2001.

[108] T. Fukahori et S. Pearlstein. *Proc. of the advisory group meeting organized by IAEA, Vienna*, 30(IAEA Report INDC(NDS)-245 (1991) 93): 2891, October 9-12, 1990 1968.

[109] L. N. Andronenko *et al.* L. A. Vaishnene. *Z. Phys. A*, 302: 143, 1981.

[110] P. Marmier et E. Sheldon. *Physics of Nuclei and Particles.* Academic Press, 1969.

[111] J. Kruger et N. T. Sugarman. *Phys. Rev.*, 99: 1459, 1955.

[112] C. Böckstiegel *et al.* *Phys. Lett. B*, 398: 259, 1997.

[113] J. Benlliure *et al.* *Nucl. Phys. A*, 700: 469, 2002.

[114] Z. Fraenkel *et al.* *Phys. Rev. C*, 41(3): 1050, 1990.

[115] D. Hilscher et H. Rossner D. J. Hinde. *Nucl. Phys. A*, 502: 497c–541c, 1989.

[116] K. Kwiatkowski et M. Walker V. E. Viola. *Phys. Rev. C*, 31: 550, 1985.

[117] V. E. Viola et T. Sikkeland. *Phys. Rev.*, 130: 2044, 1963.

[118] P. Armbruster. *Nucl. Phys. A*, 140: 385, 1970.

[119] A. Grewe et S. V. Zhdanov I. Mulgin, K.-H. Schmidt. *Nucl. Phys. A*, 640: 375, 1998.

[120] M. G. Itkis *et al. Sov. J. Nucl. Phys.*, 47: 765, 1988.

[121] X. Ledoux *et al. Phys. Rev. C*, 57-5: 2375, 1998.

[122] S. Leray *et al. "Proceedings of the Monte Carlo 2000 Conference", Lisbon, 23*, page 1111, October 2000.

[123] J. C. David. *Communication privée.*

[124] I. Diószegi *et al. Phys. Rev. C*, 61: 24613, 2000.

[125] D. J. Hofman *et al. Phys. Rev. C*, 51: 2597, 1995.

[126] G. Rudolf et A. Kelic. *Nucl. Phys. A*, 679: 251, 2001.

[127] A. Heinz *et al. Scientific Report,(GSI-Darmstadt)*, 2000-1, march 1999.