Etude de la fission d'actinides produits par réactions de transfert multinucléon en cinématique inverse

X. Derkx

▶ **To cite this version:**

X. Derkx. Etude de la fission d'actinides produits par réactions de transfert multinucléon en cinématique inverse. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2010. Français. NNT : . tel-00539788

HAL Id: tel-00539788

https://theses.hal.science/tel-00539788

Submitted on 25 Nov 2010

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

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

Université de Caen
Basse-Normandie

GANIL T 10 02

UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE-NORMANDIE

U.F.R. de Sciences

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

Présentée par

M. Xavier DERKX

soutenue le

27 Octobre 2010

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 Août 2006

Titre :

Étude de la fission d'actinides produits par réactions de transfert multinucléon en cinématique inverse

MEMBRES du JURY :

Mme Diane DORÉ	Chercheur-ingénieur	CEA (DSM/IRFU/SPhN)	(***Rapporteur***)
M. Laurent TASSAN-GOT	Directeur de recherche	CNRS (IPN Orsay)	(***Rapporteur***)
Mme Francesca GULMINELLI	Professeur	Université de Caen	
M. Vincent MÉOT	Chercheur-ingénieur	CEA (DAM/DIF)	
M. Jason T. BURKE	Career staff scientist	LLNL	
M. Abdelouahad CHBIHI	Directeur de recherche	CNRS (GANIL)	(***Directeur de thèse***)

Université de Caen
Basse-Normandie

GANIL T 10 02

UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE-NORMANDIE

U.F.R. de Sciences

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

Présentée par

M. Xavier DERKX

soutenue le

27 Octobre 2010

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 Août 2006

Titre :

Étude de la fission d'actinides produits par réactions de transfert multinucléon en cinématique inverse

MEMBRES du JURY :

Mme Diane DORÉ	Chercheur-ingénieur	CEA (DSM/IRFU/SPhN)	(***Rapporteur***)
M. Laurent TASSAN-GOT	Directeur de recherche	CNRS (IPN Orsay)	(***Rapporteur***)
Mme Francesca GULMINELLI	Professeur	Université de Caen	
M. Vincent MÉOT	Chercheur-ingénieur	CEA (DAM/DIF)	
M. Jason T. BURKE	Career staff scientist	LLNL	
M. Abdelouahad CHBIHI	Directeur de recherche	CNRS (GANIL)	(***Directeur de thèse***)

aux espaces infinis, à leur silence éternel

Table des matières

Introduction **1**

1 Motivations et méthodes **3**

1.1 Pourquoi étudier la fission . . . 3

1.1.1 Bref historique . . . 3

1.1.2 Enjeux en Physique fondamentale . . . 3

1.1.3 Enjeux pour le cycle électronucléaire . . . 5

1.2 Comment étudier la fission . . . 8

1.2.1 Fission induite par neutron . . . 8

1.2.2 Méthode de substitution . . . 8

1.2.3 Technique de la cinématique inverse . . . 11

1.2.4 Pour aller plus loin . . . 13

2 Expérience **15**

2.1 Caractéristiques de la réaction ^{238}U + ^{12}C . . . 15

2.1.1 Choix du faisceau et de la cible . . . 15

2.1.2 Réactions nucléaires à la barrière coulombienne . . . 16

2.1.3 Choix de l'énergie incidente . . . 20

2.1.4 Conclusions . . . 26

2.2 Dispositif expérimental . . . 26

2.2.1 Détection du noyau de recul de la cible : SPIDER . . . 27

2.2.2 Détection des fragments de fission : VAMOS . . . 32

2.2.3 Électronique et acquisition . . . 36

2.3 Principe d'identification et reconstruction cinématique . . . 39

2.3.1 Identification des actinides . . . 39

2.3.2 Calcul de l'énergie d'excitation du système . . . 41

3 Analyse des données **45**

3.1 Étalonnage de SPIDER 45

3.1.1 Étalonnage des secteurs ΔE 47

3.1.2 Étalonnage des anneaux ΔE et $E_{rés.}$ 49

3.1.3 Étalonnage des secteurs $E_{rés.}$ 54

3.2 Évolution de la réponse de SPIDER 56

3.2.1 Observations 56

3.2.2 Origine de l'évolution du signal 57

3.2.3 Procédure de suivi du signal 59

3.2.4 Résultats 61

3.3 Traitements des événements multiples 62

3.3.1 Correspondances géométriques 62

3.3.2 Cohérence en énergie 63

3.3.3 Conséquences pour les détecteurs ΔE et $E_{rés.}$ 66

3.3.4 Effet de l'ouverture angulaire et de l'épaisseur sur la multiplicité . . 66

3.4 Corrélations ΔE-$E_{rés.}$ 69

3.4.1 Gestion de la multiplicité totale 69

3.4.2 Effet d'angle et énergie totale 69

3.5 Problèmes extérieurs à SPIDER 72

3.5.1 Masque 72

3.5.2 Mouvements du faisceau 72

4 Résultats et interprétations **75**

4.1 Identification des voies de transfert 75

4.1.1 Matrices d'identification 75

4.1.2 Résolution en énergie totale 81

4.1.3 Taux de production 81

4.1.4 Conclusion sur l'identification 84

4.2 Distributions angulaires 85

4.2.1 Détermination de l'angle solide de SPIDER 86

4.2.2 Correction de l'identification 87

4.2.3 Sections efficaces différentielles 89

4.3 Probabilités de fission 91

4.3.1 Méthode de calcul 91

4.3.2 Estimation de la résolution en énergie d'excitation 92

4.3.3 Efficacité du spectromètre VAMOS 94
4.3.4 Anisotropie de l'émission des fragments de fission 96
4.3.5 Probabilité de fission de l'^{238}U 100
4.3.6 Probabilité de fission du ^{239}Np 106
4.3.7 Probabilité de fission du ^{240}Pu 109
4.4 Synthèse des résultats obtenus 111

Conclusions et perspectives **115**

A Expérience-test du télescope SPIDER **119**

B SPIDER 1.5 : Résultats préliminaires **123**

Bibliographie **135**

Remerciements **141**

Introduction

Ce mémoire présente les travaux que nous avons menés au sein du GANIL[1] sur la fission d'actinides induite par réactions de transfert multinucléon en cinématique inverse.

Après avoir évoqué au chapitre 1 les motivations qui nous poussent à étudier la fission des actinides et les méthodes utilisées, nous exposons au chapitre 2 l'expérience que nous avons réalisée en avril 2008. Le chapitre 3 est consacré à l'analyse des données acquises et à l'ensemble des problèmes que nous avons rencontrés. Les résultats obtenus et leurs interprétations forment le chapitre 4 et nos conclusions terminent le corps de ce mémoire.

[1] ***G****rand* ***A****ccélérateur* ***N****ational d'****I****ons* ***L****ourds*, CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Caen

Chapitre 1

Motivations et méthodes

1.1 Pourquoi étudier la fission

1.1.1 Bref historique

Après la découverte du neutron[2] en 1932 et de la décroissance β[3] en 1934, il fut envisagé de produire artificiellement des noyaux plus lourds que l'^{238}U par capture neutronique suivie de décroissance β^-. Mais, après l'identification de Baryum comme produit de la réaction $n + {}^{238}\mathrm{U}$, il fut compris en 1939 que le noyau composé se cassait : la fission[4] induite était née et devint très vite un sujet d'étude (cf. [Bohr 39]).

Du fait de la grande quantité d'énergie libérée par réaction (environ 200 MeV) et de son potentiel d'entretien par les neutrons émis au cours du processus (réaction en chaîne), des applications militaires et civiles furent rapidement développées (Projet Manhattan et première pile atomique construite en 1942).

Cependant, malgré son utilisation au quotidien et des décennies de mesures, la complexité du phénomène, les limitations techniques et ses implications, font que la fission demeure un sujet de recherche de premier plan.

1.1.2 Enjeux en Physique fondamentale

Structure et dynamique nucléaires La fission fait intervenir la quasi-totalité des aspects de structure et de dynamique nucléaires. Elle fournit une très grand nombre d'observables : la distribution des fragments de fission, gouvernée par des effets de couches et d'appariement de nucléons, l'anisotropie de leur émission, le nombre de neutrons émis,

[2] James Chadwick, Prix Nobel de Physique 1935
[3] Enrico Fermi, Prix Nobel de Physique 1938
[4] Otto Hahn, Prix Nobel de Chimie 1944, Fritz Strassmann et Lise Meitner

l'influence de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant, la structure de la barrière de fission (simple ou multiple), l'existence d'états isomères, etc.

Ainsi, elle est un outil efficace pour contraindre et discriminer les modèles et approches théoriques de physique nucléaire.

Implications astrophysiques La fission, par sa probabilité d'avoir lieu et les effets de structure nucléaire gouvernant la distribution de ses fragments peut permettre de tester les modèles d'astrophysique nucléaire, en particulier, du fait de son implication sur l'abondance des éléments issus de la nucléosynthèse stellaire. En effet, le processus R de production de noyaux lourds par capture neutronique plus rapide que la décroissance β (cf. Fig. 1.1) est influencé par le cycle de fission. La fission est un point d'arrêt du processus R dans la région des noyaux transuraniens en empêchant la production de noyaux plus lourds. Elle alimente en même temps ce processus par les fragments riches en neutrons auxquels elle donne naissance (cf. [Beun 08]).

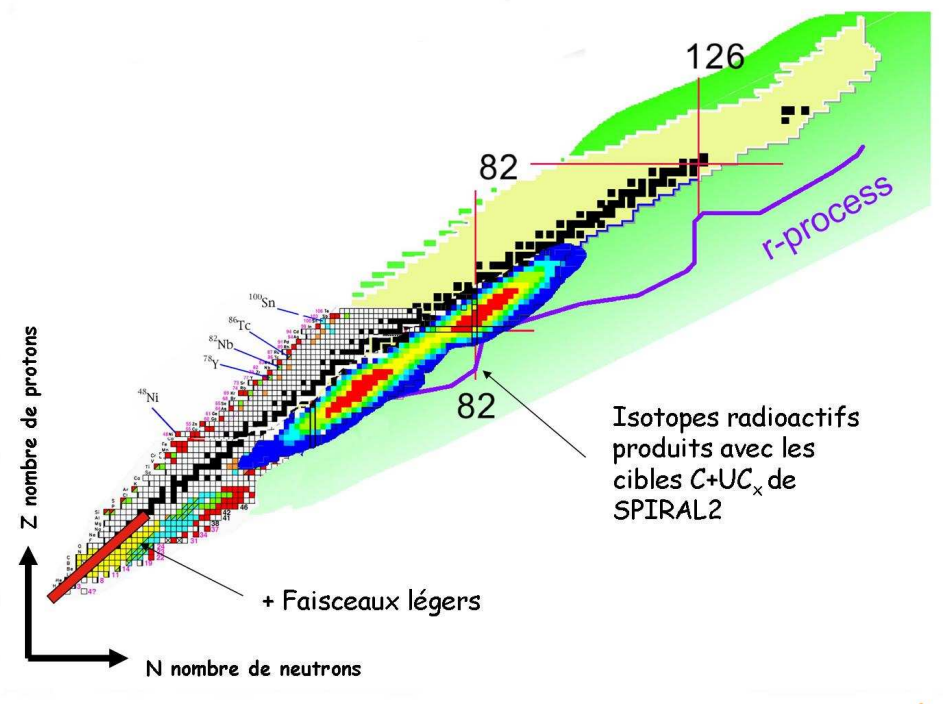


FIG. 1.1: *Chemin emprunté par le processus R et faisceaux potentiellement accessibles à partir d'une cible de fission d'Uranium*

Production de faisceaux d'ions radioactifs La fission des actinides permet la production de noyaux exotiques. Le rapport du nombre de neutrons N sur le numéro atomique

Z des noyaux stables augmentent avec ce dernier pour éviter l'éclatement du noyau à cause de la répulsion coulombienne. Par ailleurs, les fragments de fission conservent le même rapport N/Z que les systèmes fissionnant les ayant produits, notamment dans le cas d'une fission symétrique. Ainsi, pour un numéro atomique donné, les fragments émis sont des isotopes plus riches en neutrons que les isotopes stables. Si leur demi-vie est suffisante, il est possible de les accélérer en faisceau, permettant ainsi l'accès à de nouvelles réactions.

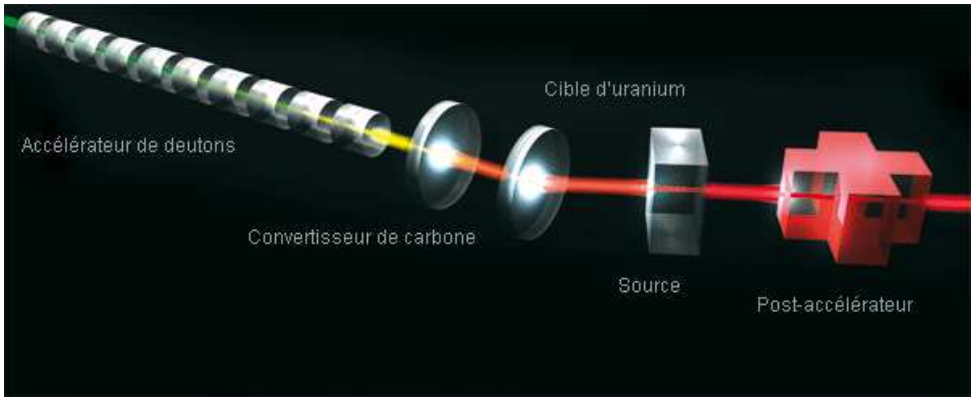


FIG. 1.2: *Schéma de principe de production de faisceaux d'ions radioactifs pour le projet SPIRAL2*

C'est sur ce principe que repose en partie le projet SPIRAL2[5] : un faisceau de deutons produits par une source ECR[6] est envoyé sur un convertisseur en graphite afin d'obtenir un faisceau de neutrons qui est lui-même envoyé sur une cible d'Uranium pour la faire fissionner (la fission peut être aussi induite directement par le faisceau de deutons). Il est alors possible de sélectionner et d'accélérer les fragments émis (cf. Fig. 1.2). Les faisceaux potentiellement disponibles sont présentés figure 1.1.

1.1.3 Enjeux pour le cycle électronucléaire

Dans un contexte de prise de conscience mondiale de l'impact humain sur l'environnement, de croissance économique importante de pays au poids démographique conséquent (Chine et Inde) et de diminution continue des ressources disponibles en combustibles fossiles (pétrole, gaz et charbon), l'industrie nucléaire de production d'électricité a un rôle majeur à jouer. Néanmoins, les ressources en Uranium diminueraient drastiquement en cas de déploiement massif de réacteurs nucléaires actuels et l'accumulation des déchets engendrés poserait des problèmes de gestion non encore résolus.

[5] ***S**ystème de **P**roduction d'**I**ons **R**adioactifs **A**ccélérés en **L**igne* de seconde génération, GANIL
[6] ***E**lectron **C**yclotron **R**esonance*

Il est alors nécessaire d'optimiser les cycles actuels de combustibles nucléaires, d'en chercher de nouveaux et de réduire ou recycler les déchets nucléaires et ce, que les promesses de production d'énergie par fusion soient tenues ou non (projet ITER[7]).

Optimisation et recherche de nouveaux cycles Les réacteurs nucléaires actuels fonctionnent pour la plupart avec de l'Uranium naturel enrichi en ^{235}U (UOX), seul noyau fissile[8] naturel disponible. Une fois ce combustible utilisé, il est possible d'en extraire le ^{239}Pu, lui aussi fissile et produit par le noyau fertile ^{238}U après capture neutronique et deux décroissances β^- :

$$^{238}\mathrm{U} + n \longrightarrow^{239} \mathrm{U} \longrightarrow^{239} \mathrm{Np} \longrightarrow^{239} \mathrm{Pu} \tag{1.1}$$

Certains réacteurs utilisent ce cycle Uranium/Plutonium avec un combustible d'Uranium appauvri mélangé à du ^{239}Pu issu du retraitement des combustibles usés (MOX).

Sur le même schéma, des recherches sont en cours sur le cycle Thorium/Uranium (cf. [David 05]) avec comme noyau fertile, le ^{232}Th générant de l'^{233}U qui est fissile :

$$^{232}\mathrm{Th} + n \longrightarrow^{233} \mathrm{Th} \longrightarrow^{233} \mathrm{Pa} \longrightarrow^{233} \mathrm{U} \tag{1.2}$$

La mesure des sections efficaces de fission et des probabilités de fission des actinides intervenant dans ces cycles est indispensable pour juger de leur viabilité et concevoir des réacteurs adaptés. En particulier, les neutrons capturés pour régénérer des isotopes fissiles ne sont plus disponibles pour induire la fission. De plus, la connaissance de la distribution de leurs fragments de fission est nécessaire : leur émission potentielle de rayonnements β et γ a une influence sur la chaleur de décroissance des réacteurs et certains d'entre eux peuvent avoir un très grand pouvoir de capture neutronique, ce qui peut influer sur la réaction en chaîne (*neutron poisoning*).

L'optimisation des cycles de combustibles et de la sûreté nucléaire, la minimisation des déchets produits et du risque de prolifération, ainsi que la viabilité économique sont les critères retenus par le Forum International Génération IV[9], dont la mission est de coordonner les études sur les réacteurs à venir.

Incinération des déchets Lors de la production d'électricité, des produits de fission et des actinides mineurs (Neptunium, Américium et Curium) sont produits. Ils sont consi-

[7] ***I**nternational **T**hermonuclear **E**xperimental **R**eactor*, Cadarache
[8] qui fissionne après capture d'un neutron thermique
[9] `http ://www.gen-4.org/`

dérés comme des déchets et sont, compte tenu de leur activité importante et de leur durée de vie, vitrifiés avant d'être entreposés en surface ou stockés dans des dépôts géologiques. Pourtant, il est envisageable et envisagé de les incinérer, c'est-à-dire de les transmuter ou de les faire fissionner pour obtenir des produits moins dangereux. Néanmoins, ces noyaux ont été très peu étudiés du fait de leur faible intérêt applicatif, de leur impact réduit sur le fonctionnement des réacteurs actuels et de leur radioactivité importante. Les données manquent pour concevoir des incinérateurs adaptés. Ceci permettrait de réduire l'un des inconvénients majeurs de l'industrie nucléaire, à savoir la gestion des déchets.

Évaluation de données L'évaluation de données nucléaires consiste en la compilation de grandeurs physiques (section efficace de réaction ou schéma de décroissance radioactive par exemple) obtenues à partir de modélisations phénoménologiques et d'interpolation de données expérimentales dans des bibliothèques internationales aux formats standardisés (comme ENDF[10] ou JEFF[11]). Le but est de fournir le maximum d'observables pour toutes les réactions d'intérêt pour lesquelles les mesures n'ont jamais été faites ou ne sont pas accessibles expérimentalement. Ceci représente une quantité de données largement supérieure à tout ce qui a été mesuré. Les fichiers évalués sont utilisés par les codes d'application (conception de réacteurs, radiothérapie, calculs astrophysiques, etc.). L'acquisition de nouvelles données expérimentales permet d'améliorer et de fiabiliser les données évaluées. La figure 1.3 montre comment les données expérimentales s'inscrivent dans le processus d'évaluation.

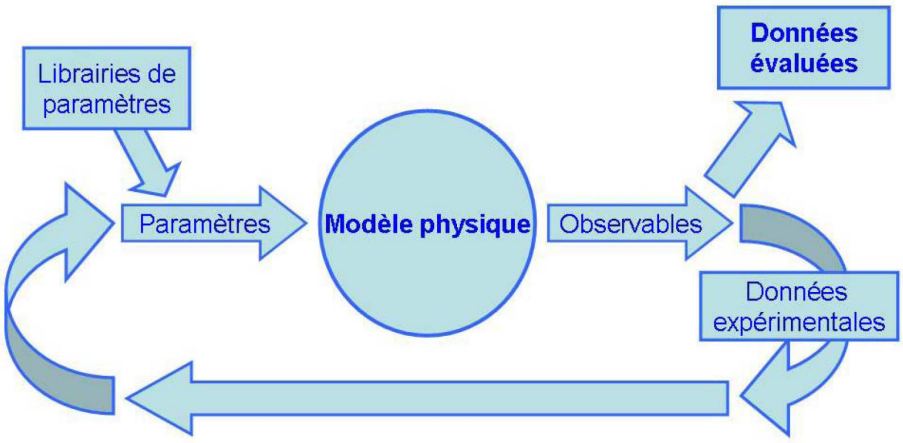


FIG. 1.3: *Schéma du processus de l'évaluation de données [Bauge 06]*

[10] ***E**valuated **N**uclear **D**ata **F**ile*, Agence internationale de l'énergie atomique, ONU
[11] ***J**oint **E**valuated **F**ission and **F**usion File*, Nuclear Energy Agency, OCDE

Conclusion sur les données nucléaires L'acquisition de données nucléaires est indispensable pour optimiser les coûts et la sûreté des réacteurs de génération IV : section efficace de fission et de capture neutronique, probabilité de fission, nombre de neutrons émis et distributions des fragments notamment, aussi bien pour les actinides présents dans les cycles innovants que les actinides classiques, sur des gammes en énergie étendues et avec une plus grande précision. C'est l'objectif du programme européen ANDES[12].

1.2 Comment étudier la fission

1.2.1 Fission induite par neutron

La méthode la plus utilisée pour étudier la fission d'un actinide est de le placer sous un flux de neutrons. Cette méthode, dite *directe*, est celle historique et donne des résultats directement utilisables pour les applications. En effet, la fission induite par neutron est le fondement de la technologie nucléaire, pour la production d'électricité comme pour l'armement. Cependant, cette méthode est limitée aux isotopes d'actinides de durée de vie suffisante pour pouvoir en faire des cibles et dont l'activité n'est pas un obstacle à leur manipulation. Elle est également restreinte par des contraintes techniques. Il est en effet difficile de produire des faisceaux de neutrons de haute intensité, ce qui implique d'utiliser des quantités de matière importantes pour les cibles d'actinides. Enfin, les faisceaux de neutrons du réacteur à haut flux de l'ILL[13] sont limités en énergie (domaine thermique) et donc à l'étude des isotopes fissiles (soit environ une dizaine de noyaux). Néanmoins, la partie NFS[14] du projet SPIRAL2, qui consiste en un faisceau de neutrons de haute énergie et de haute intensité, permettra d'étudier des actinides de plus faible durée de vie.

1.2.2 Méthode de substitution

La méthode de substitution (*surrogate method*) est un moyen de dépasser les limitations de la méthode directe et d'élargir le champ d'investigation à de nouveaux isotopes, notamment aux plus exotiques.

Principe Cette méthode consiste à faire fissionner un même noyau d'intérêt qu'obtenu après capture neutronique mais en le produisant avec une réaction alternative, de substitution. Le principe est illustré en figure 1.4.

[12] ***A**ccurate **N**uclear **D**ata for nuclear **E**nergy **S**ustainability*, FP7, Commission européenne
[13] ***I**nstitut **L**aue-**L**angevin*, Grenoble
[14] ***N**eutrons **F**or **S**cience*, GANIL

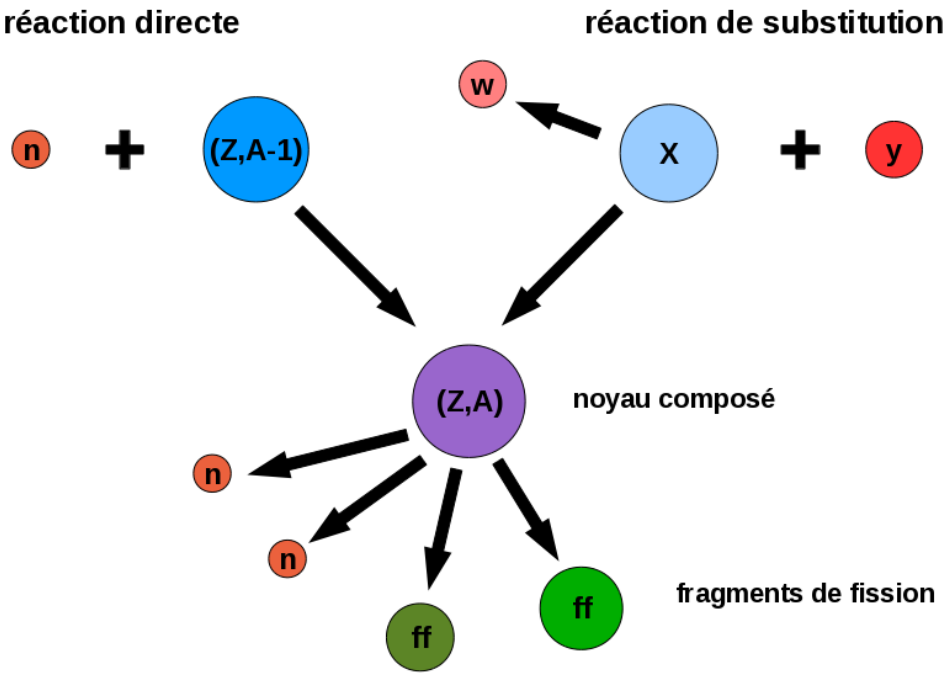


FIG. 1.4: *Schéma de principe de la méthode de substitution*

Elle a été développée au début des années 1970 par Cramer et Britt (cf. [Cramer 70]). La réaction de substitution peut être de plusieurs natures :

- transfert léger (*strip-in* ou *pick-up*) comme (d,pf), (t,pf), (^{3}He,αf), etc. ;
- diffusion inélastique comme (α,α'f) ;
- photofission (γ,f).

Fondements et limites La méthode de substitution repose sur le concept de noyau composé. D'après l'hypothèse de Bohr (cf. [Bohr 36]), le processus de formation du noyau composé et sa désexcitation sont découplés. Cela signifie que la probabilité que le noyau composé a de décroître par un processus donné dépend de l'état dans lequel il a été créé, mais pas du processus qui lui a donné naissance, c'est-à-dire :

$$\sigma_{a\to b} = \sum_{J,\pi} \sigma_a^{NC}(E^*, J, \pi) \times P_b(E^*, J, \pi) \tag{1.3}$$

avec $\sigma_{a\to b}$, la section efficace de décroissance du noyau composé par la voie b en ayant été formé par la voie a, σ_a^{NC}, celle de formation du noyau composé par le processus a avec l'énergie d'excitation E^*, le moment angulaire total J et la parité π et P_b, la probabilité du noyau composé de décroître par le processus b à partir de l'état (E^*, J, π).

La section efficace de formation du noyau composé σ_a^{NC} par la réaction de substitution

est calculée à partir du modèle optique et de modèles de pré-équilibres.

La probabilité P_b pour le noyau composé de décroître par b à partir de l'état (E^*, J, π) peut s'écrire, dans le cadre du modèle statistique d'Hauser-Feshbach (cf. [Hauser 52]), comme le rapport de la largeur de décroissance de la voie b considérée sur la somme des largeurs de toutes les voies ouvertes (émission de neutron, de proton, de particules α, γ, fission, etc.) :

$$P_b(E^*, J, \pi) = \frac{\langle \Gamma_b(E^*, J, \pi) \rangle}{\sum_c \langle \Gamma_c(E^*, J, \pi) \rangle} \tag{1.4}$$

où Γ_x est la largeur de décroissance par la voie x.

Cependant, nous mesurons expérimentalement une probabilité de décroissance P_b intégrée sur tous les états peuplés par la voie d'entrée. Or, la formation du noyau composé par capture neutronique ou par réaction de transfert diffère par les distributions des états (J, π) du noyau composé. Pour pouvoir utiliser la méthode de substitution pour mesurer des probabilités de fission, il faut que la probabilité de décroître par fission soit indépendante de (J, π) :

$$P_{fission}(E^*, J, \pi) \simeq P_{fission}(E^*) \tag{1.5}$$

Dans l'approximation de Weisskopf-Ewing (cf. [Weisskopf 40]) du modèle statistique d'Hauser-Feshbach, il est possible de vérifier l'égalité 1.5. Pour cela, il faut que l'énergie d'excitation du noyau composé soit suffisamment grande pour atteindre le *continuum* où les états de transition par lesquels le noyau composé franchit la barrière de fission peuvent être traités en terme de densité de niveaux :

$$\rho(E^*, J, \pi) = \frac{1}{2}\, R(J) \times w(E^*) \tag{1.6}$$

avec $w(E^*)$, la densité d'états dans le *continuum* indépendante de J et $R(J)$, la distribution de moment angulaire. En outre, il faut que le moment angulaire J du noyau composé soit inférieur au paramètre de spin *cut-off*, qui pour les actinides vaut 6-7$\hbar$.

Toutefois, il apparaît que l'approximation de l'équation 1.5 est valable, même à basse énergie d'excitation et à plus haut moment angulaire. Les limites de cette approximation sont toujours à l'étude (cf. [Escher 06]) et font l'objet de controverses. Par ailleurs, les populations de moments angulaires issues des réactions de transferts d'ions légers sont mal connues et peu de données sont disponibles pour les transferts multinucléons. À notre connaissance, le transfert le plus lourd étudié dans le cadre de la fission induite par réaction de substitution est celui d'une particule α (cf. [Cheifetz 81]).

1.2.3 Technique de la cinématique inverse

Conséquences pour les fragments de fission En cinématique directe (faisceau léger sur cible lourde), le référentiel du laboratoire est quasiment celui du centre de masse. Par conséquent, lorsqu'il s'agit de faire fissionner une cible d'actinides, les fragments sont émis sur 4π et leur énergie cinétique provient essentiellement de la répulsion coulombienne de l'un par rapport à l'autre. Il est alors difficile expérimentalement d'obtenir une identification isotopique pour l'ensemble des fragments, notamment pour les plus lourds. Jusqu'à présent, les distributions isotopiques sont mesurées pour les fragments de fission légers (cf. Fig. 1.5). Concernant les fragments lourds, leur identification est basée sur la spectroscopie γ retardée et dépend de la connaissance des schémas de niveaux et des durées de vie des décroissances, et des états isomères, ce qui réduit la précision des données et limite le nombre de noyaux identifiables (cf. Fig. 1.6). Or, les effets de structure qui gouvernent la répartition en numéro atomique et en masse des fragments de fission sont visibles dans la partie lourde des distributions asymétriques de fission à basse énergie, ce qui explique que, des décennies après la découverte de la fission, il soit si difficile de modéliser correctement les rendements des fragments de fission.

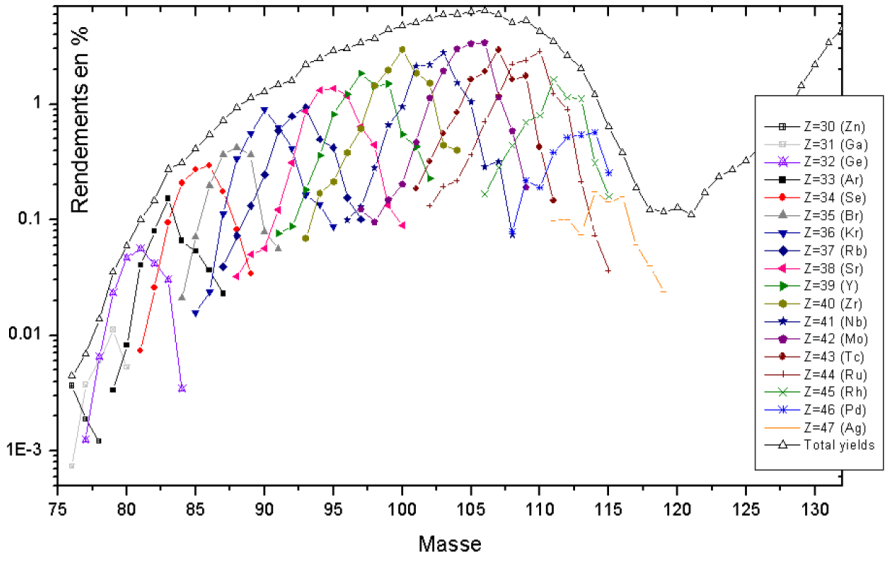


FIG. 1.5: *Distributions isotopiques des fragments de fission de l'*^{245}*Am induite par neutron thermique obtenues à l'ILL (cf. [Rochman 01]). L'identification isotopique des fragments s'arrête à la masse* $A = 119$.

En cinématique inverse (faisceau lourd sur cible légère), les fragments de fission acquièrent une grande vitesse due à l'entraînement du faisceau.

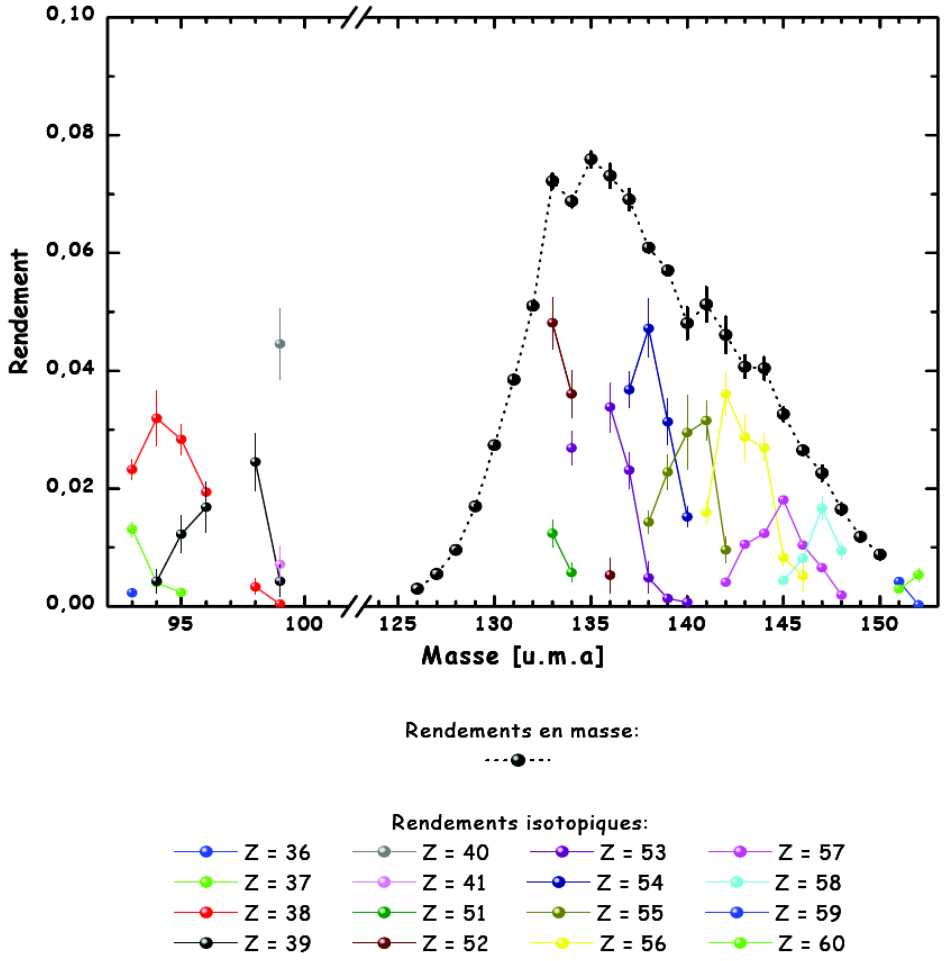


FIG. 1.6: *Rendements isotopiques mesurés sur le spectromètre de masse Lohengrin pour la réaction* $^{239}Pu(n_{th.}, f)$ *à l'ILL (cf. [Bail 09])*

Cela induit deux conséquences importantes :

- les fragments sont focalisés dans un cône, ce qui permet une plus grande efficacité de détection (moins d'angle solide à couvrir) ;
- ils disposent de plus d'énergie cinétique et il est alors plus facile de les identifier grâce à la traversée de plusieurs détecteurs (méthode par perte d'énergie-énergie totale par exemple) (cf. [Schmidt 00]).

La cinématique inverse peut alors permettre une identification isotopique de la totalité des fragments de fission d'actinides.

Problématiques liées aux cibles d'actinides La cinématique inverse permet par ailleurs de s'affranchir des cibles d'actinides et des contraintes associées en utilisant des réactions nucléaires (fragmentation, transfert, fusion) pour produire des actinides à vie

courte. En effet, du fait de leur durée de vie et de leur activité, la fabrication, le transport et le recyclage des cibles d'actinides se heurtent à des difficultés techniques et à des réglementations strictes.

Par ailleurs, les cibles d'actinides contiennent de nombreux contaminants :

- différents isotopes proches de celui d'intérêt ;
- des traces d'Oxygène, d'Azote ou de Chlore du fait de la forme moléculaire sous laquelle l'actinide se présente à l'état solide ;
- du Carbone qui constitue le support du dépôt d'actinide de la cible.

Des initiatives, comme le projet CACAO[15] (cf. [Bacri 10]), ont vu le jour afin de centraliser les savoir-faire acquis dans le domaine des cibles d'actinides et d'assurer l'approvisionnement de la communauté scientifique. Toutefois, les réglementations en vigueur rendent difficile l'acquisition de matière première et les conditions de leur manipulation. Des laboratoires disposant d'accélérateurs d'ions lourds, comme le GSI[16] et le GANIL sont capables de fournir des faisceaux d'Uranium de grande intensité. Ainsi, il est possible d'utiliser la cinématique inverse pour l'étude de la fission des actinides.

1.2.4 Pour aller plus loin

Le travail de cette thèse se situe dans le cadre d'une expérience pionnière visant à combiner les avantages de la méthode de substitution (accès à des actinides exotiques à partir de cibles stables) à ceux de la cinématique inverse (identification isotopique de la distribution complète des fragments). Pour la première fois, nous nous intéressons à la méthode de substitution pour l'étude des probabilités de fission en utilisant la cinématique inverse. Nous testons aussi la méthode de substitution avec des transferts lourds (transferts multinucléons) afin d'explorer un nombre d'actinides plus large que dans les expériences basées sur la méthode de substitution conventionnelle.

[15] ***C**himie des **A**ctinides et **C**ibles radio**A**ctives à **O**rsay*, Orsay
[16] ***G**esellschaft für **S**chwer**I**onenforschung mbH*, Darmstadt

Chapitre 2

Expérience

Notre expérience, menée au GANIL au printemps 2008, consiste en la production d'actinides proches de l'^{238}U par réactions de transfert et en l'observation de certaines propriétés de leur fission éventuelle ainsi induite. L'objectif premier est d'étudier la distribution isotopique des fragments émis en fonction des actinides formés et de tester la mesure de la probabilité de fission de ces derniers.

À cet effet, il est nécessaire d'identifier à la fois le noyau fissionnant et les fragments de fission. Il est alors possible, *a priori*, d'en déduire la probabilité de fission de l'actinide formé. Ce travail de thèse est une étude exploratoire de cette possibilité dans ces conditions expérimentales.

Ce chapitre présente les caractéristiques des différentes réactions mises en jeu, le dispositif expérimental utilisé pour les étudier ainsi que la méthode de reconstruction cinématique.

2.1 Caractéristiques de la réaction ^{238}U + ^{12}C

L'interaction entre le faisceau d'ions incidents et la cible met en compétition plusieurs mécanismes de réaction. La connaissance de leurs propriétés respectives est un prérequis à l'établissement des paramètres de l'expérience, au choix des détecteurs à utiliser (nature et géométrie) et à leur disposition.

2.1.1 Choix du faisceau et de la cible

Le faisceau La section efficace d'une réaction de transfert est faible et elle diminue exponentiellement avec le nombre de nucléons transférés et la chaleur de réaction (cf. [Biswas 97]). Par conséquent, l'un des deux noyaux mis en jeu dans la réaction doit être le

plus proche possible en masse des noyaux que l'on souhaite produire. Dans notre cas, en cinématique inverse, cela revient à utiliser un faisceau d'actinides. Le GANIL fournit un faisceau d'^{238}U avec une énergie comprise entre 3,78A et 7,44A MeV (en sortie du cyclotron CSS1) ou à 24A MeV (en sortie de CSS2) et une intensité pouvant atteindre de l'ordre de 10^{10} particules par seconde (pps)[17].

La cible Nous nous intéressons à la fission induite par réactions de transfert comme ersatz à celle induite par neutron. Il faut par conséquent utiliser une cible légère afin d'avoir des mécanismes de réaction les plus proches possibles de ceux des réactions directes. Un système très asymétrique permet aussi de distinguer la provenance de l'éjectile. En outre, nous souhaitons pouvoir identifier le noyau de recul afin de caractériser les actinides produits sans interagir avec ces derniers et il est plus aisé techniquement de séparer deux isotopes d'un élément léger que d'un élément lourd.

Le nombre d'éléments légers (Z<10) disposant d'un isotope stable à l'état solide dans les conditions de température et de pression du laboratoire étant limité, notre choix s'est porté sur une cible de ^{12}C. Cet isotope est simple à se procurer, autorise la fabrication d'une cible par évaporation contenant peu de contaminants (traces présumées d'Hydrogène et d'Oxygène) et d'une grande pureté isotopique (99,9%)[18]. De plus, cet isotope permet une assez grande variété de transferts potentiels.

2.1.2 Réactions nucléaires à la barrière coulombienne

Réactions de diffusion La diffusion élastique est la voie de réaction prépondérante. Étant donné qu'il n'y a pas de modification de la nature des noyaux de la voie d'entrée ni d'énergie d'excitation acquise par l'un ou l'autre des noyaux diffusés élastiquement, cette réaction n'induit pas de production d'actinides ni même de fission de l'^{238}U. Son intérêt est limité dans le cadre de notre étude. Toutefois, sa cinématique étant connue et sa section efficace de loin la plus importante, cette voie est facile à identifier et peut être utilisée pour tester le comportement des détecteurs.

La diffusion inélastique est une voie de réaction très présente aussi et qui peut induire la fission de l'^{238}U. Elle peut servir à comparer nos données avec des travaux antérieurs, comme les mesures faites avec la réaction ^{238}U(α,$\alpha' f$) à 55 MeV (cf. [Burke 06]).

Réactions de fission La section efficace totale de fission a déjà été mesurée en cinématique directe avec un faisceau de ^{12}C et une cible d'^{238}U pour une énergie incidente

[17] `http ://pro.ganil-spiral2.eu/users-guide/accelerators/`
[18] informations fournies par le fabricant (ACF-Metals)

comprise entre 65 et 124 MeV (cf. [Sikkeland 61]) et pour une énergie incidente comprise entre 95 et 291 MeV (cf. [Gavron 84]). Cette section efficace est représentée figure 2.1 comme fonction de l'énergie incidente du ^{12}C et croît avec cette dernière. Notons que, en cinématique directe, le référentiel du laboratoire est quasiment le référentiel du centre de masse pour un système très asymétrique, ce qui n'est pas le cas en cinématique inverse. Nous rappelons ici la relation entre l'énergie dans le centre de masse et celle de la particule incidente :

$$E_{CM} = \frac{m_{cible}}{m_{proj.} + m_{cible}} E_{proj.} \tag{2.1}$$

Il apparaît que la contribution principale à la section efficace totale de fission dépend de l'énergie : si la fusion-fission domine aux énergies dans le référentiel du centre de masse supérieures à la barrière coulombienne, les réactions de transfert-fission sont prépondérantes pour les énergies en dessous de cette barrière. Ceci est illustré sur les figures 2.2 et 2.3 pour la réaction ^{12}C + ^{232}Th.

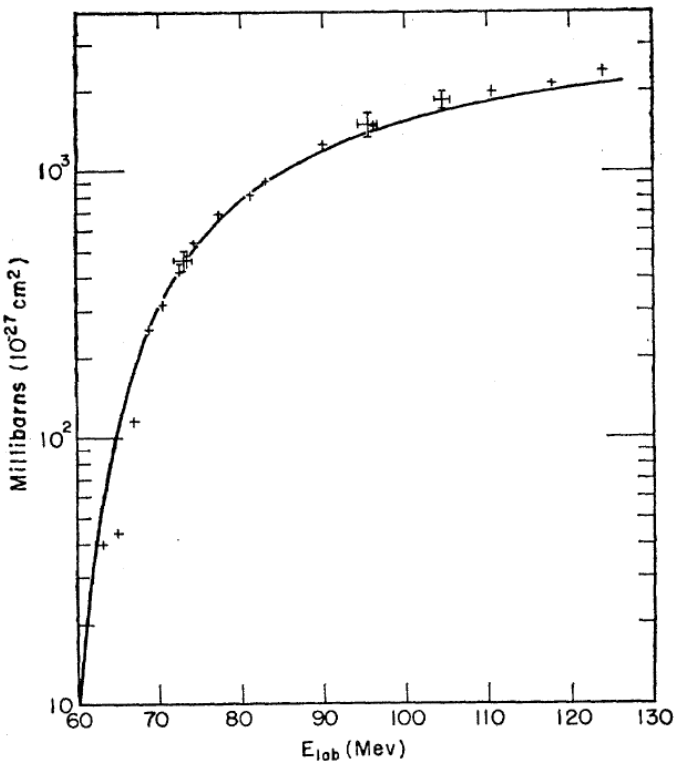


FIG. 2.1: *Section efficace totale de fission $^{12}C(^{238}U,f)$ pour une énergie dans le référentiel du laboratoire comprise entre 64 et 124 MeV (cf. [Sikkeland 61]). La ligne représente la section efficace de formation du noyau composé modélisée par un puits de potentiel carré de rayon de 1,5.10^{18} cm.*

Réactions de transfert Les sections efficaces de transfert entre le ^{12}C et l'^{238}U n'ayant jamais été mesurées à notre connaissance, nous les avons estimées à partir de données publiées pour les réactions de transfert entre du ^{12}C et du ^{232}Th (cf. [Biswas 97]) et de l'^{16}O et du ^{232}Th (cf. [Karp 82]). Leurs sections efficaces sont faibles (de l'ordre de 10 mb/sr au maximum) et augmentent avec l'énergie du projectile dans le référentiel du laboratoire (cf. Fig. 2.2).

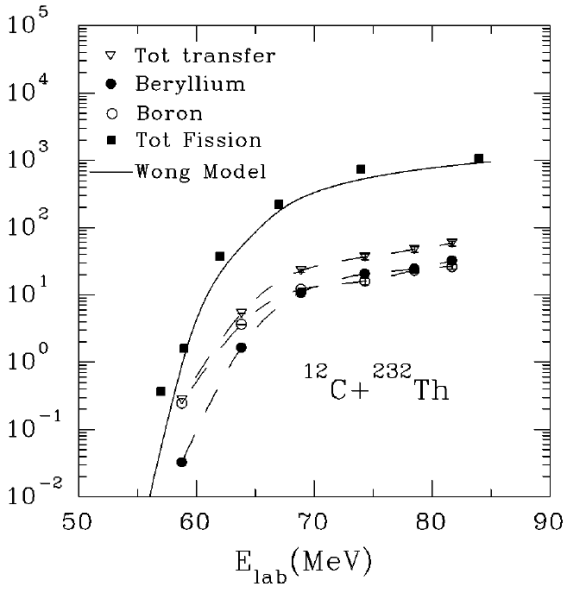


FIG. 2.2: *Sections efficaces de transfert en fonction de l'énergie incidente dans le référentiel du laboratoire comparées à la section efficace totale de fission pour $^{12}C(^{232}Th,X)$ (cf. [Biswas 97])*

En outre, elles décroissent exponentiellement avec le nombre de nucléons transférés et la diminution de la chaleur de réaction, comme cela est présenté figure 2.4 pour les réactions ^{232}Th(^{16}O,X) avec une énergie dans le référentiel du centre de masse ($E_{CM} \simeq 98,2$ MeV) supérieure à 15% à la barrière de Coulomb ($B_{Cb} \simeq 85,1$ MeV).

Pour estimer les sections efficaces différentielles de transfert pour les différentes voies de la réaction ^{12}C(^{238}U,X), nous utilisons les mesures disponibles pour la réaction ^{232}Th(^{16}O,X) présentées figure 2.4. L'objectif étant d'obtenir des ordres de grandeur, notamment relatifs (par exemple, transfert d'un proton par rapport au transfert d'un deuton ou de deux protons), nous faisons l'hypothèse suivante : pour un même échange de nucléons (nombre et nature) et une même énergie par rapport à la barrière coulombienne, la section efficace de transfert est la même pour les réactions ^{12}C(^{238}U,X) et ^{232}Th(^{16}O,X). Nous dressons alors le tableau 2.1 simplement par analogie avec les figures 2.4a et 2.4b et traçons la section efficace ainsi estimée en fonction du nombre de nucléons transfé-

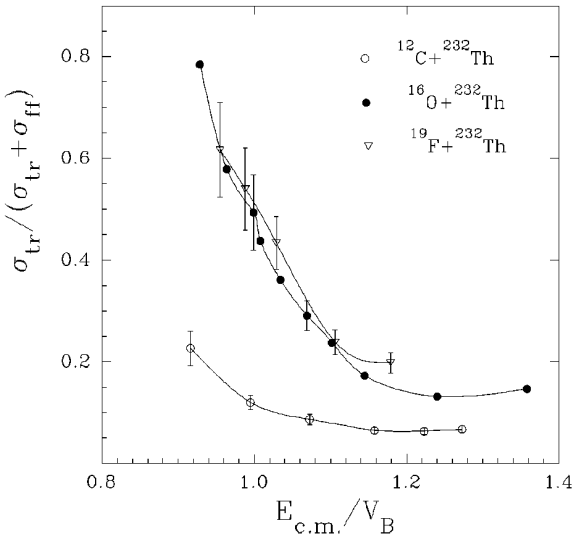
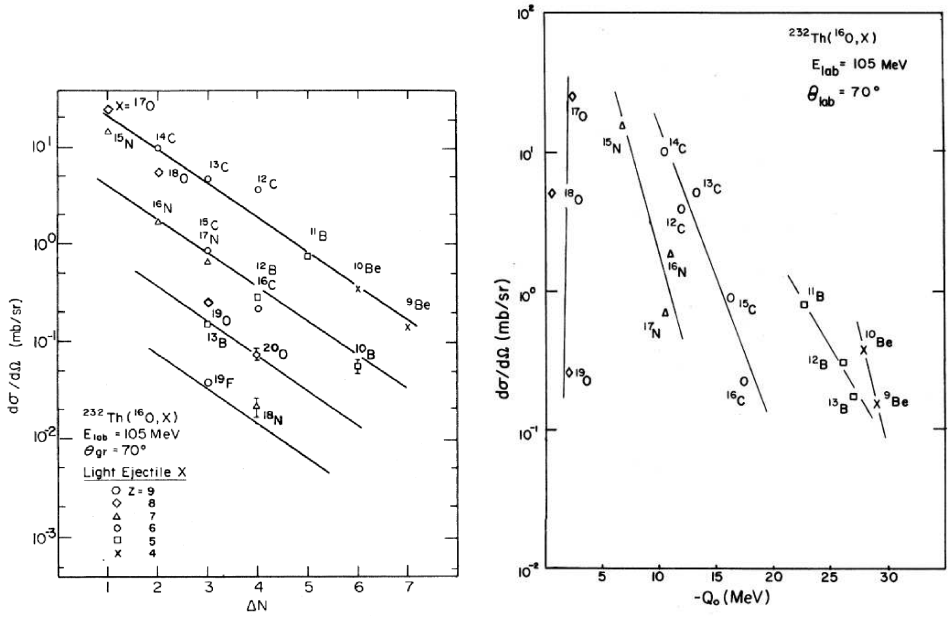


FIG. 2.3: *Rapport des sections efficaces de transfert-fission et de fusion-fission en fonction du rapport de l'énergie dans le centre de masse sur la barrière coulombienne (cf. [Biswas 97])*



(a) *Nombre de nucléons transférés* (b) *Chaleur de réaction*

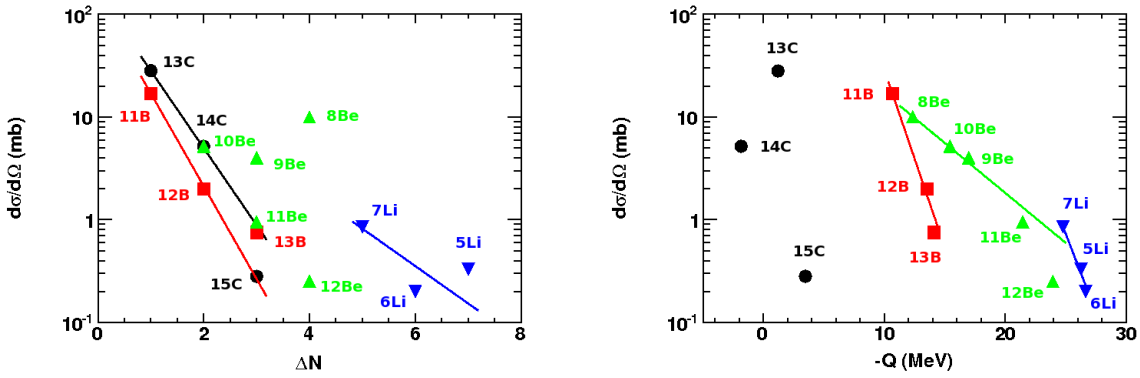
FIG. 2.4: *Évolution de la section efficace de transfert en fonction du nombre de nucléons transférés (a) et de la chaleur de réaction (b) pour les voies de transfert* $^{232}Th(^{16}O,X)$

rés (cf. Fig. 2.5a) et de la chaleur de réaction (cf. Fig. 2.5b). Pour un élément donné produit par transfert, ces sections efficaces chutent d'un facteur 5 à 10 avec le transfert d'un neutron supplémentaire. Notons que ces estimations ne sont pas indépendantes de

l'énergie dans le référentiel du centre de masse, en particulier de son rapport à la barrière coulombienne. Elles sont faites ici pour une énergie d'environ 10% au-dessus de la barrière coulombienne, pour des raisons exposées à la section suivante.

TAB. 2.1: *Estimation des sections efficaces des voies de transfert les plus probables pour la réaction* $^{12}C(^{238}U,X)$

Actinide	Noyau de recul	Chaleur de réaction (MeV)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)
^{237}U	^{13}C	-1,21	28
^{236}U	^{14}C	1,84	5,2
^{235}U	^{15}C	-3,48	0,28
^{239}Np	^{11}B	-10,67	17
^{238}Np	^{12}B	-13,52	2
^{237}Np	^{13}B	-14,13	0,75
^{242}Pu	^{8}Be	-12,35	10
^{241}Pu	^{9}Be	-17,00	4
^{240}Pu	^{10}Be	-15,42	5,2
^{239}Pu	^{11}Be	-21,45	0,95
^{238}Pu	^{12}Be	-23,93	0,25
^{243}Am	^{7}Li	-24,78	0,85
^{244}Am	^{6}Li	-26,66	0,2
^{245}Am	^{5}Li	-26,27	0,33



(a) *Nombre de nucléons transférés* (b) *Chaleur de réaction*

FIG. 2.5: *Estimation de la section efficace de transfert en fonction du nombre de nucléons transférés (a) et de la chaleur de réaction (b) pour les voies de transfert* $^{12}C(^{238}U,X)$. *Les lignes sont des ajustements exponentiels par chaîne isotopique.*

2.1.3 Choix de l'énergie incidente

Importance de la barrière coulombienne L'énergie est un paramètre important pour les valeurs des sections efficaces. En effet, si la section efficace de transfert augmente

avec l'énergie du projectile, celle de fusion-fission augmente davantage. Le rapport de ces sections efficaces est représenté figure 2.3 pour différents faisceaux incidents (^{12}C, ^{16}O et ^{19}F) et une cible de ^{232}Th en fonction du rapport de l'énergie dans le référentiel du centre de masse sur la barrière coulombienne.

Afin de ne pas observer que des réactions de fusion-fission et de conserver des sections efficaces de transfert suffisamment grandes pour pouvoir les exploiter expérimentalement sur une échelle de temps raisonnable, l'énergie dans le référentiel du centre de masse doit être proche de la barrière coulombienne.

Cette dernière ayant déjà été mesurée expérimentalement pour notre système, nous utilisons cette mesure (cf. [Viola 62]) :

$$B_{Cb}^{exp.} = 64 \text{ MeV} \tag{2.2}$$

Nous pouvons aussi l'estimer, en utilisant la formule suivante (cf. [Bass 80]) :

$$B_{Cb} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{proj.} Z_{cible}}{R_{Cb}} \tag{2.3}$$

avec

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1,44 \text{ MeV.fm} \tag{2.4}$$

et où R_{Cb} est la distance minimale d'approche :

$$R_{Cb} = \left[1,12 \left({A_{proj.}}^{1/3} + {A_{cible}}^{1/3}\right) - 0,94 \left({A_{proj.}}^{-1/3} + {A_{cible}}^{-1/3}\right) + 3\right] \text{ fm} \tag{2.5}$$

Nous obtenons une barrière coulombienne de $B_{Cb} = 66,56$ MeV, ce qui est proche du résultat expérimental.

Énergie d'excitation et transfert L'un des objectifs premiers de notre expérience est l'étude des effets de structure sur les distributions isotopiques des fragments. Pour pouvoir observer des fissions asymétriques dues à des effets de structure et d'éventuels effets pairs-impairs dus à l'appariement de nucléons, il ne faut pas que l'énergie d'excitation des actinides produits dépassent 10 à 15 MeV (cf. [Berger 06]). Au-delà, il devient possible de masquer les effets de structure. La fission symétrique prend alors le dessus sur la fission asymétrique et l'intérêt des distributions des fragments est moindre pour notre étude (mais d'intérêt pour la production de faisceaux radioactifs par fission d'actinides). Une illustration de cette transition entre fission asymétrique et fission symétrique est présentée figure 2.6 pour la fission de l'^{235}U induite par neutron (cf. [Glendenin 81]).

Or, il est observé expérimentalement que les réactions de transfert sont sélectives du point de vue de la cinématique, ce qui a pour conséquence d'induire des contraintes sur l'énergie d'excitation que peuvent acquérir les noyaux produits par transfert. Nous devons, pour continuer, introduire les notions d'*angle d'effleurement* et de *chaleur optimale de réaction.*

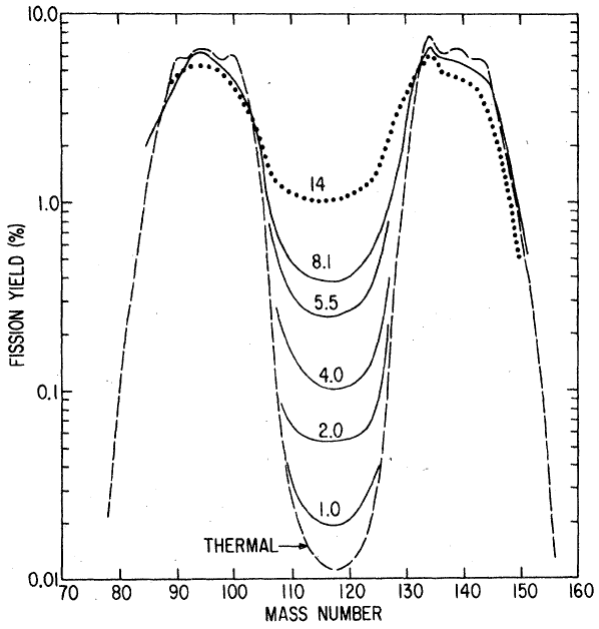


FIG. 2.6: *Évolution de la distribution en masse des fragments de fission de l'*^{235}U *en fonction de l'énergie incidente des neutrons qui l'induisent (cf. [Glendenin 81])*

Angle d'effleurement La trajectoire dite d'effleurement correspond aux collisions où le noyau incident vient frôler la surface du noyau-cible. Cette trajectoire est caractérisée par un paramètre d'impact b_{gr} qui permet de définir un angle d'effleurement (*grazing angle*), dont l'expression est (cf. [Valentin 89]) :

$$\tan\frac{\theta_{gr}}{2} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\frac{Z_{proj}Z_{cible}}{2b_{gr}E_{CM}} \tag{2.6}$$

Cette trajectoire est représentée figure 2.7. Le paramètre d'impact b_{gr} représente la limite en dessous de laquelle l'interaction forte doit être prise en compte. Pour des paramètres d'impact plus grands que b_{gr}, seule l'interaction coulombienne intervient et les angles de diffusions sont faibles. Pour les paramètres d'impact plus petits que b_{gr}, nous observons des processus fortement inélastiques, pour lesquels les angles de diffusion sont alors plus importants, ou la formation d'un noyau composé.

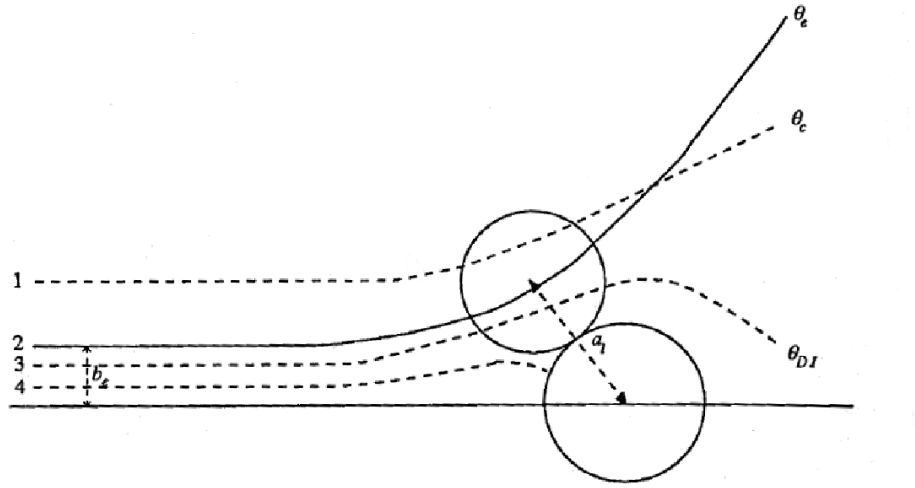


FIG. 2.7: *Représentation de la trajectoire d'effleurement (2). Sont aussi représentés la diffusion élastique (1), un processus inélastique (3) et la formation d'un noyau composé (4) (cf. [Valentin 89]).*

L'angle d'effleurement joue un rôle important pour notre expérience. En effet, la section efficace de transfert présente un maximum proche de cet angle (cf. [Karp 82]) comme cela est représenté figure 2.8 pour les voies de transfert ouvertes pour la réaction ^{232}Th(^{16}O,X) à différentes énergies incidentes. Ce phénomène est une conséquence de la sélectivité des réactions de transfert. Le paramètre d'impact n'étant pas une observable simple à calculer, nous pouvons raisonner en termes de distance minimale d'approche d (cf. [Valentin 89]) :

$$d = \frac{1}{2}\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\frac{Z_{proj}Z_{cible}}{E_{CM}}\left(1+\frac{1}{\sin\theta_{CM}/2}\right) = \frac{B_{Cb}R_{Cb}}{2E_{CM}}\left(1+\frac{1}{\sin\theta_{CM}/2}\right) \tag{2.7}$$

Cette distance vaut, quand il y a effleurement :

$$d_{gr} = R_{Cb} \tag{2.8}$$

En réécrivant l'équation 2.7 de manière à avoir θ_{CM} comme fonction de d et de E_{CM} et en se plaçant à la distance d_{gr}, nous pouvons obtenir la valeur de l'angle d'effleurement dans le référentiel du centre de masse en fonction de l'énergie dans ce référentiel et de la barrière coulombienne. Nous avons alors la formule suivante (cf. [Bass 80]) :

$$\sin\frac{\theta_{gr}}{2} = \frac{B_{Cb}}{2E_{CM} - B_{Cb}} \tag{2.9}$$

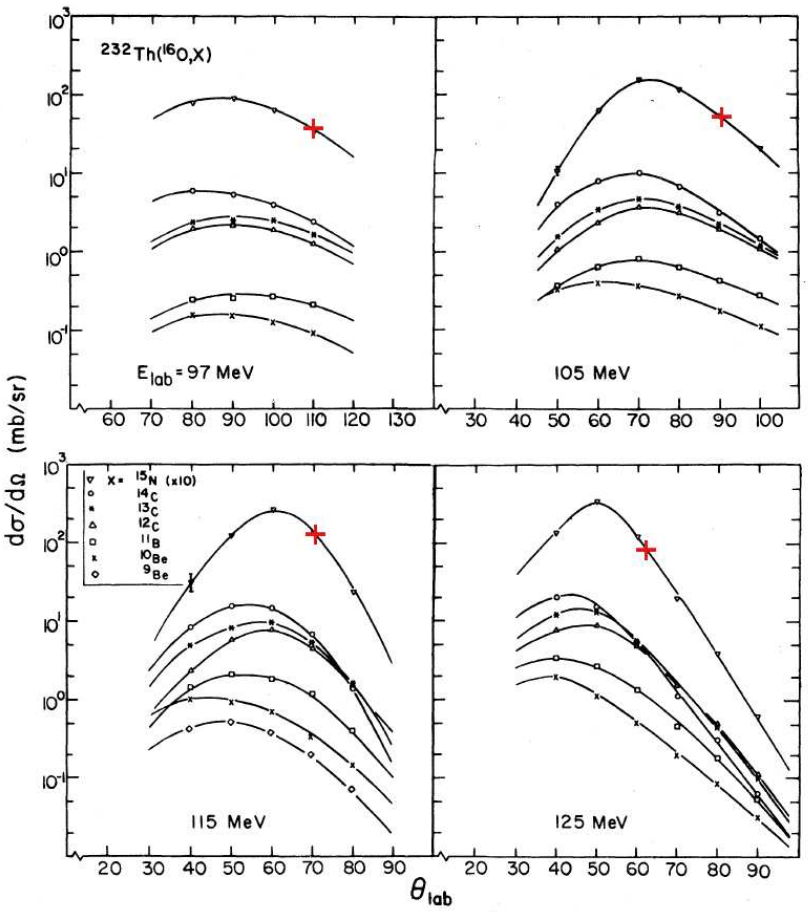


FIG. 2.8: *Distributions angulaires de la section efficace différentielle des réactions de transfert $^{232}Th(^{16}O,X)$ pour différentes énergies incidentes (cf. [Karp 82]). Les croix rouges indiquent la valeur de l'angle d'effleurement calculée avec l'équation 2.9 pour chaque énergie.*

Chaleur de réaction optimale L'énergie d'excitation moyenne de la voie de sortie peut s'écrire ainsi (cf. [Alhassid 79]) :

$$< E^* >= E_i + Q_0 - < E_f >= Q_0 - < Q_{eff} > \tag{2.10}$$

où Q_0 est la chaleur de réaction dans l'état fondamental, Q_{eff} la chaleur de réaction effective, E_i et E_f sont respectivement l'énergie dans le référentiel du centre de masse de la voie d'entrée et de la voie de sortie.

Comme la distance minimale d'approche est la même avant et après réaction et que le transfert est maximal à l'angle d'effleurement, où les forces coulombiennes dominent, il

résulte de l'équation 2.8, pour la réaction (1) + (2) → (3) + (4) (cf. [Buttle 71]) :

$$\frac{Z_1 Z_2}{E_i} \approx \frac{Z_3 Z_4}{E_f} \tag{2.11}$$

Ainsi, l'énergie d'excitation du système présente un maximum pour une chaleur de réaction optimale Q_{opt} :

$$< E^* >= Q_0 - Q_{opt} \tag{2.12}$$

avec :

$$Q_{opt} = \frac{Z_3 Z_4 - Z_1 Z_2}{Z_1 Z_2} E_i \tag{2.13}$$

Le calcul de l'énergie d'excitation des actinides produits lors de notre expérience est présenté section 2.3.

Cône de fission Dans le référentiel du centre de masse d'un système fissionnant, les fragments sont émis, en première approximation isotropiquement, et dans des directions opposées[19]. Dans le référentiel du laboratoire, en cinématique inverse, les fragments ont une vitesse importante du fait de la vitesse d'entraînement du noyau fissionnant qui en résulte. Ils sont par conséquent émis dans un cône dont la hauteur est selon le vecteur vitesse du noyau fissionnant (soit approximativement l'axe du faisceau) et dont l'ouverture angulaire dépend de l'énergie incidente ainsi que de la masse du fragment. Elle est proche du maximum lorsque les fragments sont émis perpendiculairement à l'axe du faisceau dans le référentiel du centre de masse. Une représentation schématique de cette focalisation des fragments vers l'avant est présentée figure 2.9.

L'énergie cinétique totale disponible dans le référentiel du centre de masse pour les fragments d'une fission binaire provient de la répulsion coulombienne entre les fragments à la scission :

$$TKE = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{d_{scission}} = \overline{T_1} + \overline{T_2} \tag{2.14}$$

où $\overline{T_1}$ et $\overline{T_2}$ sont les énergies cinétiques des fragments dans le référentiel du centre de masse et $d_{scission}$ est la distance entre les centres de charges des noyaux au moment de la scission. Cette dernière peut être paramétrisée ainsi (cf. [Wilkins 76]) :

$$d_{scission} = 1.16(1 + \frac{2}{3}def){A_1}^{1/3} + 1.16(1 + \frac{2}{3}def + 2){A_2}^{1/3} \tag{2.15}$$

avec $def = 0.625$, la déformation des fragments à la scission.

[19] par conservation de l'impulsion et en négligeant l'impulsion des neutrons prompts émis par les fragments de fission

Dans le référentiel du centre de masse, l'impulsion des fragments étant égale, nous en déduisons la répartition d'énergie cinétique :

$$m_1\overline{v_1} = m_2\overline{v_2} \quad (2.16)$$

$$m_1\overline{T_1} = m_2\overline{T_2} \quad (2.17)$$

$$\frac{\overline{T_1}}{\overline{T_2}} = \frac{m_2}{m_1} \quad (2.18)$$

Il apparaît que le fragment le plus léger acquiert une vitesse plus importante que le fragment lourd dans le référentiel du centre de masse. Il est par conséquent moins focalisé dans le référentiel du laboratoire.

Pour la fission très asymétrique d'un noyau d'^{238}U d'une énergie de 6,09A MeV ($\beta = 0,114$) et ayant pour fragment un noyau de ^{156}Nd et un noyau de ^{82}Ge, nous avons $TKE = 153,2$ MeV. Les fragments ont respectivement comme angle maximal par rapport à l'axe du faisceau dans le laboratoire 14,1° pour le ^{156}Nd ($\beta = 0,118$) et 25,5° pour le ^{82}Ge ($\beta = 0,127$).

2.1.4 Conclusions

En tenant compte de ce qui précède, nous avons opté pour un faisceau d'^{238}U avec une énergie de 6,09A MeV. Ce faisceau est délivré avec un état de charge 31+ et une fréquence de 9,01 MHz à la sortie du cyclotron CSS1 (imposés par la machine et sans incidence pour nous). L'énergie dans le centre de masse est de 69,6 MeV, soit 9% au-dessus de la barrière coulombienne ($B_{Cb} = 64$ MeV). Avec une telle énergie, les noyaux d'^{238}U diffusés élastiquement sont déviés au maximum d'un angle inférieur à 3°, tandis que les noyaux de ^{12}C de la cible ont un angle de diffusion compris entre 0° et 90°.

Le cône de fission a une ouverture angulaire maximale d'environ 25° et l'angle d'effleurement vaut 116,7° pour l'^{238}U dans le référentiel du centre de masse, soit 31,7° pour le ^{12}C dans le référentiel du laboratoire.

2.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental doit permettre l'identification simultanée des actinides produits et de leurs fragments de fission. Nous utilisons un nouveau détecteur - le télescope SPIDER - pour détecter et identifier le noyau de recul de la cible et remonter ainsi à l'actinide produit. Le spectromètre VAMOS et son ensemble de détection nous permettent d'identifier les fragments de fission. Par ailleurs, une partie de l'ensemble de détection de

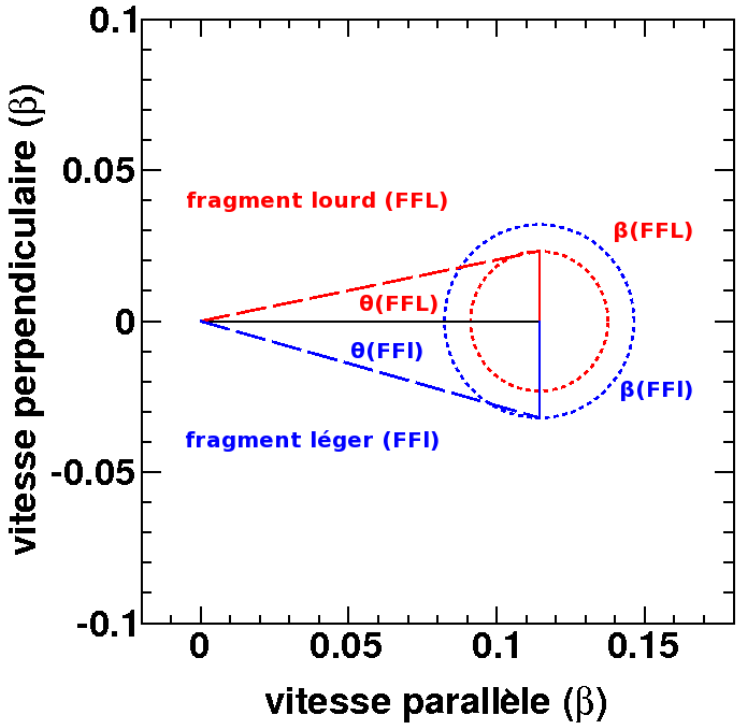


FIG. 2.9: *Schéma de la focalisation des fragments de fission dans le référentiel du laboratoire due à la cinématique inverse avec en noir, le vecteur vitesse du noyau fissionnant (^{238}U à 6,09A MeV), en rouge un fragment lourd (^{156}Nd) et en bleu un fragment léger (^{82}Ge).*

rayons γ EXOGAM est disposée autour de la cible. Une vue schématique du dispositif est présentée figure 2.10.

2.2.1 Détection du noyau de recul de la cible : SPIDER

L'identification des actinides produits doit se faire sans interaction avec ces derniers afin de ne pas influer sur leur propension à se désexciter ou sur le mode de désexcitation privilégié. En outre, il ne faut pas qu'il puisse y avoir interception des fragments de fission potentiellement émis, des actinides produits qui ne fissionnent pas ou des noyaux d'^{238}U incidents n'ayant pas interagi avec la cible. À cet effet, nous utilisons un télescope annulaire en silicium pour détecter et identifier le noyau de recul de la cible. Ce télescope a été baptisé SPIDER pour ***S**ilicon **P**article **I**dentification **DE**tector **R**ing*. Il est composé de deux détecteurs identiques - à l'épaisseur près - fabriqués par la société Micron

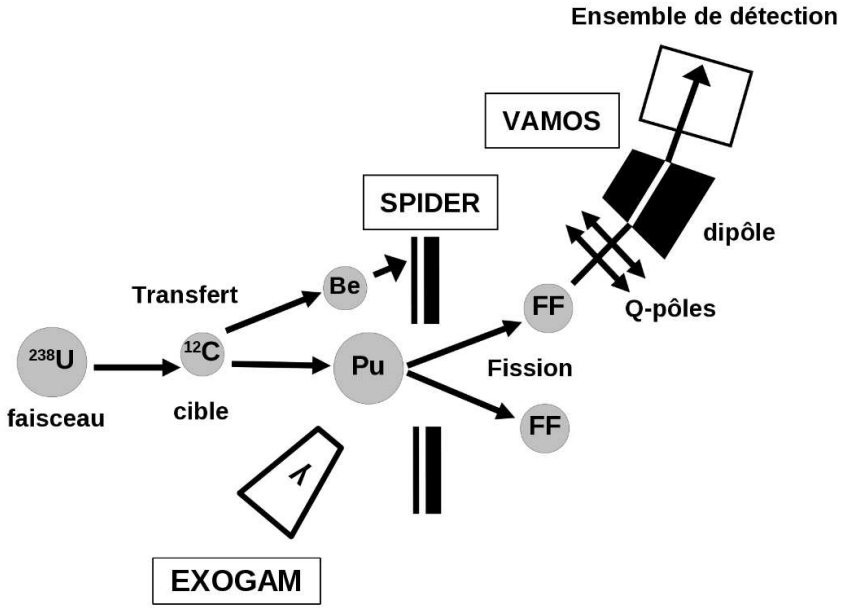


FIG. 2.10: *Dispositif expérimental*

Semiconductor (modèle S1[20]). SPIDER est représenté figure 2.11.

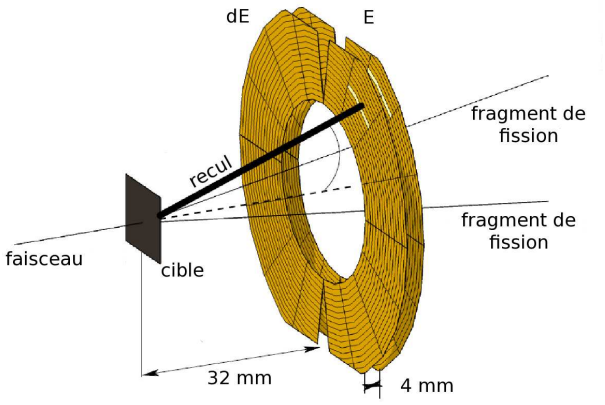


FIG. 2.11: *Vue schématique du télescope SPIDER*

Ainsi, connaissant la voie d'entrée de la réaction, l'identification d'un des noyaux de la voie de sortie, la mesure de son énergie cinétique et de son angle nous permettent d'en déduire les propriétés du noyau non détecté (numéro atomique et nombre de masse) ainsi que l'énergie d'excitation du système. La reconstruction de la réaction est détaillée section 2.3.

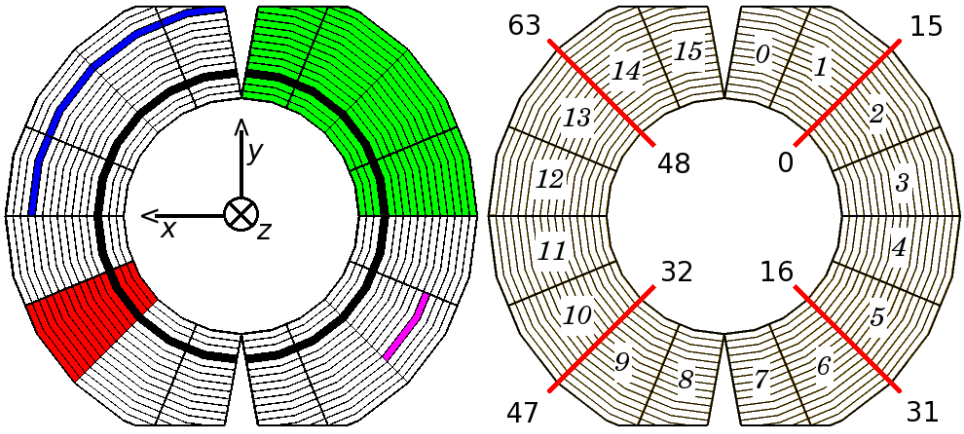
[20] `http ://www.micronsemiconductor.co.uk/pdf/s.pdf`

Orientation Par convention, nous appelons z, l'axe du faisceau, x et y, respectivement les axes horizontaux et verticaux (Fig. 2.12a). L'origine de ce référentiel est le point-cible. L'angle θ est défini comme l'angle entre l'axe z et le rayon-vecteur du noyau de recul. Il est compris entre 0 et π. L'angle φ est l'angle entre l'axe x et la projection du rayon-vecteur du noyau de recul dans le plan (x,y). Il est compris entre 0 et 2π.

Segmentation Le détecteur S1 est segmenté sur ses deux faces. Sur l'une d'elles, il est divisé en quatre parties égales ou *quartiers*, chacune d'entre elles étant subdivisée en seize arcs de cercles concentriques ou *anneaux* (segmentation selon θ). Sur l'autre face, le détecteur est divisé en seize fractions de cercle égales ou *secteurs* (segmentation selon ϕ). Ainsi, il y a quatre quartiers de seize anneaux chacun, soit 64 anneaux au total sur une face et seize secteurs sur l'autre face (Fig. 2.12a).

Pour chaque quartier, et donc pour chaque anneau, correspondent quatre secteurs et pour chaque secteur correspondent seize anneaux. Quatre anneaux formant un cercle constituent une *couronne*. Enfin, nous appelons piste physique ou *piste* indifféremment tout anneau ou secteur et piste logique ou *cellule* l'intersection entre un anneau et un secteur. SPIDER a ainsi :

- (4 quartiers × 16 anneaux + 16 secteurs) × 2 détecteurs = 160 pistes ;
- 16 anneaux × 4 secteurs × 4 quartiers × 2 faces × 2 détecteurs = 1024 cellules.



(a) *Orientation et segmentation* (b) *Numérotation*

FIG. 2.12: *Vue schématique de l'orientation, de la segmentation (a) et de la numérotation (b) d'un détecteur de SPIDER. Sont mis en évidence : un quartier (vert), un anneau (bleu), d'un secteur (rouge), une cellule (mauve) et une couronne (noir).*

L'intérêt principal de la segmentation, en particulier en angle θ, est de permettre la reconstruction de la cinématique de la réaction et de remonter à l'énergie d'excitation du

système (cf. Sect. 2.3).

Dimensions Les deux détecteurs constituant SPIDER étant identiques à l'épaisseur près, ils ont les mêmes dimensions. Le rayon interne est de 24 mm et le rayon externe de 48 mm. Chaque anneau a une largeur de 1,5 mm pour une zone active de 1,4 mm environ. Les anneaux externes sont tronqués en haut et en bas et leur intersection avec les secteurs verticaux est inexistante. En outre, les zones mortes entre secteurs sont plus conséquentes selon l'axe vertical.

Le premier détecteur du point de vue de la cible (ΔE) est utilisé pour mesurer la perte d'énergie laissée par une particule incidente et a une épaisseur de 65 μm. Le second détecteur ($E_{rés.}$) sert à mesurer l'énergie résiduelle de la particule et a une épaisseur de 1007 μm.

En outre, des dépôts (contacts ohmiques) sont présents sur chaque face de SPIDER :

- 1000 Å d'aluminium sur les faces segmentées selon θ ;
- 3000 Å d'or sur celles segmentées selon ϕ.

Position Compte tenu des considérations cinématiques discutées à la section précédente, SPIDER est positionné 32 mm après la cible, centré sur l'axe du faisceau. Afin de maximiser la surface utile de SPIDER, les détecteurs ΔE et $E_{rés.}$ sont placés les plus proches l'un de l'autre, soit 4 mm. Cette distance minimale autorisée par les connecteurs des détecteurs a été obtenue en inversant l'un des détecteurs par rapport à l'autre : les faces segmentées en anneaux des deux détecteurs sont en vis-à-vis. Ainsi, lorsqu'une particule est détectée dans SPIDER, elle a interagi, dans l'ordre, avec les secteurs de ΔE, les anneaux de ΔE, puis ceux de $E_{rés.}$ et enfin les secteurs de $E_{rés.}$. Nous couvrons alors les angles θ_{recul} compris entre 33,7° et 56,3° relativement à l'axe du faisceau, mais seuls les angles compris entre 36,9° et 53,2° offrent une coïncidence ΔE-$E_{rés.}$. Ceci permet de laisser passer les fragments de fission dont le cône d'émission a une ouverture maximale au sommet d'environ 25°.

Nous sommes aussi juste en dessous de l'angle d'effleurement ($\theta_{gr} = 31,7°$ dans le référentiel du laboratoire). En effet, dans le référentiel du centre de masse $\overline{\theta}_{gr} = 116,7°$ pour l'^{238}U. Comme

$$\overline{\theta}_{^{238}\mathrm{U}} + \overline{\theta}_{^{12}\mathrm{C}} = \pi \tag{2.19}$$

et

$$\theta_{^{12}\mathrm{C}} = \frac{\overline{\theta}_{^{12}\mathrm{C}}}{2} \tag{2.20}$$

pour une diffusion élastique non-relativiste (cf. [Michalowicz 64]), les angles couverts par le

télescope SPIDER dans le référentiel du laboratoire correspondent à des angles inférieurs à l'angle d'effleurement dans le référentiel du centre de masse. Toutefois, il faut noter que les distributions angulaires sont assez larges pour les réactions de transfert (cf. Fig. 2.8) et que nous couvrons alors un peu près la moitié des distributions.

Numérotation La numérotation des pistes a été choisie de manière à permettre l'utilisation de relations arithmétiques simples pour la correspondance entre anneaux et secteurs d'un même détecteur. En outre, elle diffère entre ΔE et $E_{rés.}$ afin qu'un secteur portant le même numéro sur les deux détecteurs corresponde au même angle φ_{recul}.

La numérotation utilisée est représentée figure 2.12b. Elle consiste à numéroter les anneaux de 0 à 63, de l'intérieur vers l'extérieur par quartier et les secteurs de 0 à 15 dans le sens horaire (trigonométrique pour ΔE) de façon à ce que l'anneau 0 et le secteur 0 se correspondent.

Taux de comptage Le choix de l'intensité du faisceau et de l'épaisseur de la cible est conditionné par la durée de vie du détecteur utilisé. Pour un détecteur en silicium, les performances sont altérées au-delà de 3.10^8 fragments de fission par cm^2 ou 10^{11} particules α par cm^2 (cf. [Knoll 89]). Le nombre de particules implantées dans SPIDER par cm^2 peut s'exprimer comme suit :

$$N_{SPIDER} = \frac{\phi_{faisceau} \times N_{cible} \times \sigma_{\text{réaction}} \times t}{S_{SPIDER}} \tag{2.21}$$

où $\phi_{faisceau}$ est l'intensité du faisceau (en pps), N_{cible} le nombre de noyaux dans la cible par cm^2, $\sigma_{\text{réaction}}$ la section efficace totale de la réaction considérée en barn, t, le temps irradiation de SPIDER en seconde et S_{SPIDER}, la surface du détecteur (cm^2).

Pour estimer l'ordre de grandeur de ce nombre de particules maximal, nous calculons la section efficace de la réaction la plus importante en termes de taux de comptage : la diffusion élastique. Nous effectuons ce calcul en utilisant comme approximation la section efficace différentielle de Rutherford sur une partie du détecteur (la sixième couronne du détecteur ΔE) dont l'ouverture angulaire est suffisamment faible (de l'ordre de 1,3° pour un angle médian $\theta_m = 45,22°$) pour considérer la section efficace de diffusion élastique comme constante :

$$\sigma_{Ruth.}^{\text{cour. 6}} = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \simeq \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_m) \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\Omega \simeq \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_m) \times \Omega_{\text{cour. 6}} \tag{2.22}$$

avec

$$\Omega_{\text{cour. 6}} = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin(\theta) d\theta d\varphi = 2\pi \int_{\theta_1=44,55^\circ}^{\theta_2=45,88^\circ} \sin(\theta) d\theta \simeq 100 \text{ msr} \qquad (2.23)$$

D'après la figure 2.13 qui représente la section efficace différentielle de Rutherford pour notre système, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta = 45,22°) \simeq 1000$ mb/sr dans le laboratoire, d'où $\sigma_{Ruth.}^{\text{cour.6}} \simeq 100$ mb. En outre, la surface de cette couronne est de $S_{\text{cour. 6}} \simeq 3$ cm^2.

Nous avons à disposition des cibles d'épaisseurs variées (20, 40, 100, 200 et 450 μg.cm^{-2}). Durant la prise de données, nous utilisons essentiellement la cible de 100 μg.cm^{-2} (soit 5,02.10^{18} atomes par cm^2) qui permet une meilleure réponse du télescope (pour des raisons qui seront explicitées au chapitre 3, section 3.3). En réglant l'intensité du faisceau sur 10^9 pps, nous détectons en 25 UT[21], soit le temps demandé, $N_{SPIDER} \simeq 10^8$ particules par cm^2, ce est qui compatible avec une bonne réponse du détecteur sur l'ensemble de l'expérience.

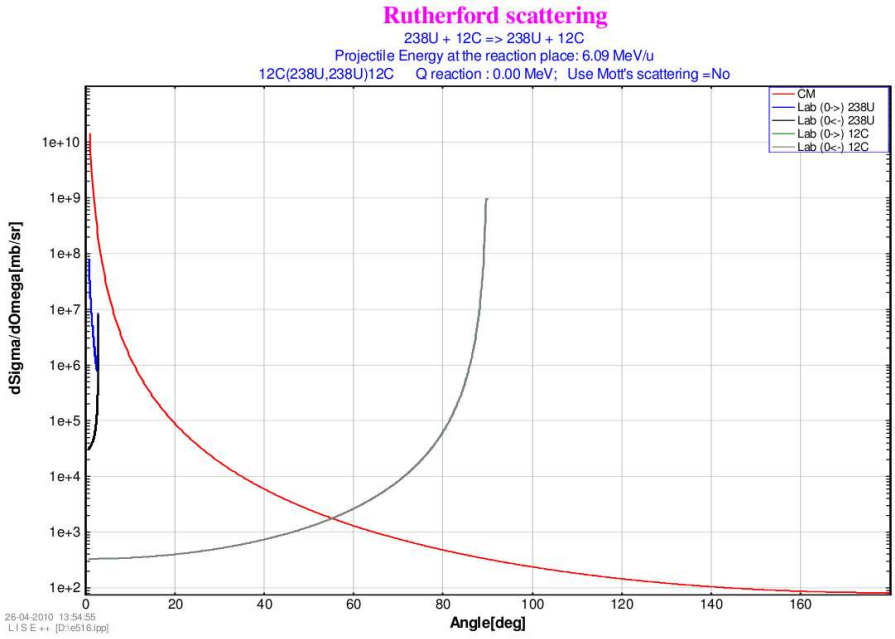


FIG. 2.13: *Section efficace différentielle de Rutherford (LISE++)*

2.2.2 Détection des fragments de fission : VAMOS

Le spectromètre Le spectromètre VAMOS (***VA****riable* ***MO****de* ***S****pectrometer*) et son ensemble de détection sont utilisés pour identifier les fragments de fission. Ce dispositif a

[21]Unité de Temps de faisceau GANIL, 1 UT = 8 heures

été initialement conçu pour les faisceaux d'ions radioactifs légers (A <40) produits par le dispositif SPIRAL[22] et cela représentait un défi de s'en servir pour identifier des fragments lourds de fission d'actinides en charge et en masse. Une de ses propriétés les plus intéressantes est sa très grande acceptance (± 125 mrad en ouverture angulaire horizontale). Les caractéristiques détaillées de VAMOS sont disponibles dans la référence [Savajols 99] et les capacités de son ensemble de détection sont discutées dans la référence [Pullanhiotan 08].

Dans notre expérience, nous utilisons VAMOS en mode dispersif (QQD), c'est-à-dire en nous servant des deux quadripôles pour focaliser les fragments de fission verticalement et horizontalement et du dipôle avec un angle de déflexion de 45° pour sélectionner en rigidité magnétique les fragments. Nous rappelons que la rigidité magnétique d'une particule est définie ainsi :

$$B\rho = \frac{p}{q} \tag{2.24}$$

où B est le champ magnétique généré par le dipôle, ρ le rayon de courbure de la particule dans ce champ magnétique, p l'impulsion et q l'état de charge de la particule considérée. Pour une particule de nombre de masse A, de vitesse relative à la vitesse de la lumière β et de facteur de Lorentz γ, nous obtenons :

$$B\rho = \beta\gamma \frac{m_0\ c^2}{e\ c} \frac{A}{q} \tag{2.25}$$

avec $\frac{m_0\ c^2}{e\ c}$ = 3,105 pour que $B\rho$ soit exprimé en T.m, où m_0 est la masse nucléaire élémentaire, c la vitesse de la lumière et e la charge électrique élémentaire. Par conséquent, le dipôle du spectromètre permet le tri des fragments de fission en fonction du produit du rapport de leur masse A sur leur état de charge q et de leur vitesse β.

De plus, le spectromètre VAMOS et son ensemble de détection sont mobiles et nous les avons tournés par rapport à l'axe du faisceau, ce qui permet d'éviter que le faisceau n'ayant pas interagi ne pénètre dans le spectromètre : l'angle de diffusion élastique de l'^{238}U est inférieur à 3° dans le référentiel du laboratoire. De même, les actinides formés n'ayant pas fissionné ne peuvent pas entrer dans VAMOS. Nous avons choisi un angle de 20°. Nous sommes alors centrés sur le maximum de la distribution angulaire des fragments de fission, ce qui permet une efficacité de détection maximale. En effet, cet angle correspond à un angle proche de l'ouverture maximale pour les fragments légers et lourds dans le référentiel du laboratoire (cf. Fig. 2.14), soit un angle dans le référentiel du centre de masse proche de 90°, où la distribution des fragments présente un maximum si elle est isotrope (cf. Fig. 2.15).

[22] ***S**ystème de **P**roduction d' **I**ons **R**adioactifs **A**ccélérés en **L**igne*, GANIL

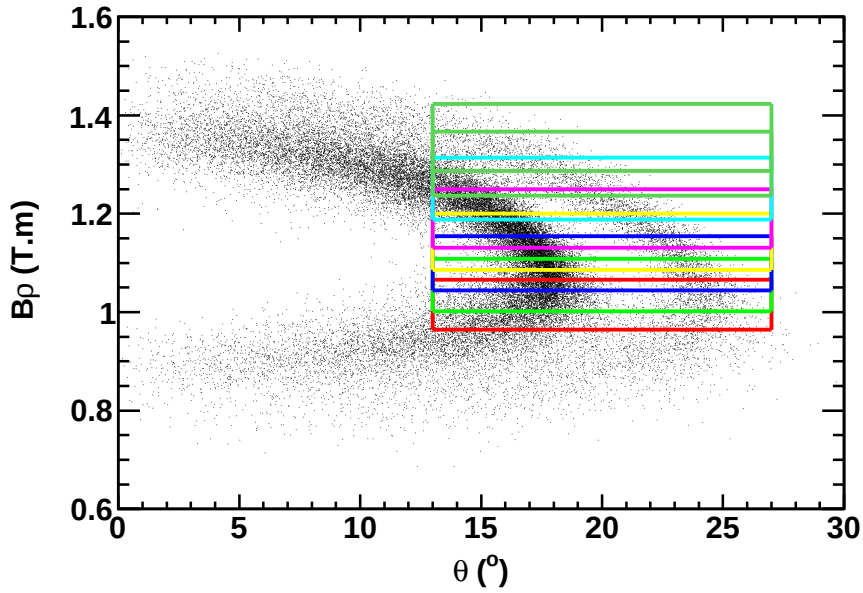


FIG. 2.14: *Rigidité magnétique simulée pour un fragment de fission léger (^{104}Zr) et un fragment de fission lourd (^{136}Xe) en fonction de leur angle dans le référentiel du laboratoire. Les grilles représentent les différents réglages du dipôle du spectromètre VAMOS que nous avons utilisés pour collecter la distribution complète des fragments. Leur largeur correspond à l'ouverture angulaire horizontale lorsque le dispositif est tourné d'un angle de 20° par rapport à l'axe du faisceau.*

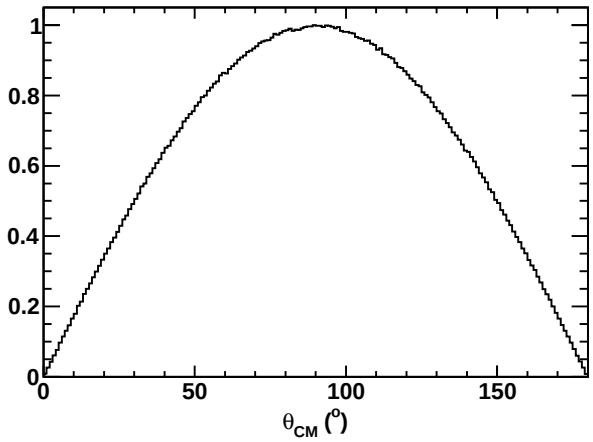


FIG. 2.15: *Distribution en θ_{CM} pour une distribution isotrope des fragments dans le référentiel du centre de masse*

Afin d'obtenir la distribution complète des fragments de fission, il nous faut tenir compte de l'acceptance en moment du dipôle de VAMOS qui est de ± 5%. La distribution

angulaire des fragments de fission comme fonction de leur rigidité magnétique a été simulée et le résultat est présenté figure 2.14 pour un fragment lourd et pour un fragment léger. C'est ainsi que nous choisissons les valeurs de rigidité magnétique nominale à utiliser pour le dipôle : huit valeurs de 1,015 à 1,355 Tm, avec un pas de 4%, afin de couvrir toute la distribution des fragments de fission (1,015 - 1,055 - 1,099 - 1,143 - 1,190 - 1,251 - 1,302 - 1,355 T.m). La simulation utilisée repose sur les éléments suivants :

- la fission est asymétrique ;
- le fragment lourd a un numéro atomique Z selon une distribution gaussienne de valeur moyenne 54 et de variance 2 et un nombre de masse A selon une distribution gaussienne de valeur moyenne $2,5 \times Z$ et de variance 2 ;
- le fragment léger est obtenu par conservation de la charge et de la masse (pas de neutrons émis lors de la fission) ;
- les deux fragments sont émis isotropiquement dans le référentiel du centre de masse, leur énergie d'excitation est nulle et leur énergie cinétique est déterminée par l'équation 2.14 ;
- leur état de charge est selon une distribution gaussienne paramétrisée dépendante de leur numéro atomique et de leur vitesse dans le référentiel du laboratoire ;
- le fait qu'ils soient détectés ou non est déterminé à partir d'un fichier contenant les limites de VAMOS en impulsion, en angles au plan focal et en trajectoire pour chaque pas en (θ, ϕ) des fragments.

Les détecteurs Concernant l'ensemble de détection, nous utilisons les détecteurs suivants (cf. Fig. 2.16) :

- deux chambres à dérive (DC) pour mesurer la position en x et y ;
- un détecteur d'électrons secondaires (SeD) pour mesurer le temps de vol ;
- HARPEE qui est composé d'une chambre à ionisation (IC) pour mesurer la perte d'énergie et d'un mur de 21 jonctions rectangulaires de silicium (*pads*) pour l'énergie résiduelle (*Si wall*).

La mesure des positions et des angles permet de remonter à la rigidité magnétique Bρ (grâce à une procédure de reconstruction des trajectoires spécifique, cf. [Pullanhiotan 08]) ainsi qu'à la trajectoire (L) du noyau détecté. HARPEE permet l'identification en charge (Z) et l'obtention de l'énergie résiduelle ($E_{rés.}$). Le temps de vol (ToF) est mesuré entre la radio-fréquence du cyclotron CSS1 qui accélère le faisceau d'^{238}U et le SeD. Il est alors possible de déterminer la vitesse (v) de la particule qui, associée à l'énergie totale et à la rigidité magnétique, permet d'obtenir la masse (m) et l'état de charge (q) de la particule. Nous avons alors l'identification complète du fragment détecté en charge, masse et état

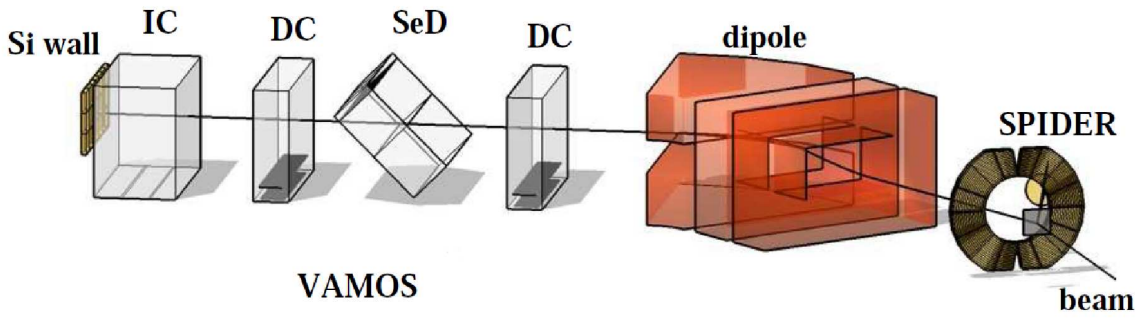


FIG. 2.16: *Ensemble de détection du spectromètre VAMOS*

de charge.

Nous insistons sur le fait que, avec un tel dispositif, nous ne détectons qu'un seul fragment par fission. Pour mesurer l'énergie totale de deux fragments du même système fissionnant, nous avons placé une jonction silicium de 1,5 cm de diamètre et de 100 μm d'épaisseur surnommée pour l'occasion ASIDE (***A**dditionnal **SI**licon **DE**tector*) de façon symétrique à VAMOS par rapport à l'axe du faisceau et à une distance de la cible telle qu'elle puisse couvrir la même ouverture angulaire horizontale. Toutefois, à cause d'une erreur dans la chaîne électronique, d'un mauvais repositionnement lors d'une ouverture de la chambre à réaction où elle était placée et d'une réponse de piètre qualité (probablement due à une expérience précédente), nous ne pouvons pas nous servir des données que cette jonction a collectées.

Enfin, nous avons disposé autour de la cible deux détecteurs en germanium (*clovers*) provenant de l'ensemble EXOGAM (cf. [Azaiez 97]) afin d'identifier des niveaux excités des fragments de fission émis et de corroborer l'identification des fragments de fission réalisée par VAMOS. L'analyse et les résultats préliminaires obtenus grâce aux données collectées dans VAMOS et EXOGAM sont respectivement détaillés dans les références [Caamaño 09] et [Shrivastava 09].

2.2.3 Électronique et acquisition

Électronique de SPIDER Chaque piste physique du télescope SPIDER est connectée à un préamplificateur. Ces derniers sont regroupés par seize sur des cartes : une par quartier pour les anneaux et une pour tous les secteurs d'un même détecteur. Les préamplificateurs sont alimentés par des basses tensions ($\pm$ 12,5 V) et des hautes tensions sont appliquées aux anneaux *via* les préamplificateurs (une même carte d'alimentation pour

quatre anneaux). Les hautes tensions appliquées sont de -7 V pour ΔE et -65 V pour $E_{rés.}$[23]. Les secteurs sont quant à eux mis à la masse.

Les signaux en sortie des préamplificateurs sont envoyés sur des amplificateurs de type CAEN N568B qui font office d'amplificateurs spectroscopiques et rapides pour seize voies. Les sorties rapides sont envoyées sur des discriminateurs à seuil de type CAEN 814 qui valident *via* un signal logique les sorties spectroscopiques des amplificateurs dans des modules GANIL XDC 3214 en mode ADC[24]. Ces derniers sont réglés en mode asynchrone avec lecture individuelle de leurs 32 voies. De cette façon, seule la voie du module ADC correspondant à la piste physique qui a collecté un événement est lue. Cela a pour conséquence l'absence de piédestaux dans les spectres en énergie des voies de SPIDER, à l'exception de celles dont le seuil des discriminateurs est fixé trop bas. Un schéma récapitulatif est présenté figure 2.17. En outre, nous utilisons un module GMT (*GANIL Master Trigger*) pour procéder ou non à l'enregistrement des signaux validés dans les ADC. Les amplificateurs, les discriminateurs ainsi que les châssis VME et VXI utilisés proviennent de l'électronique de la collaboration TIARA[25].

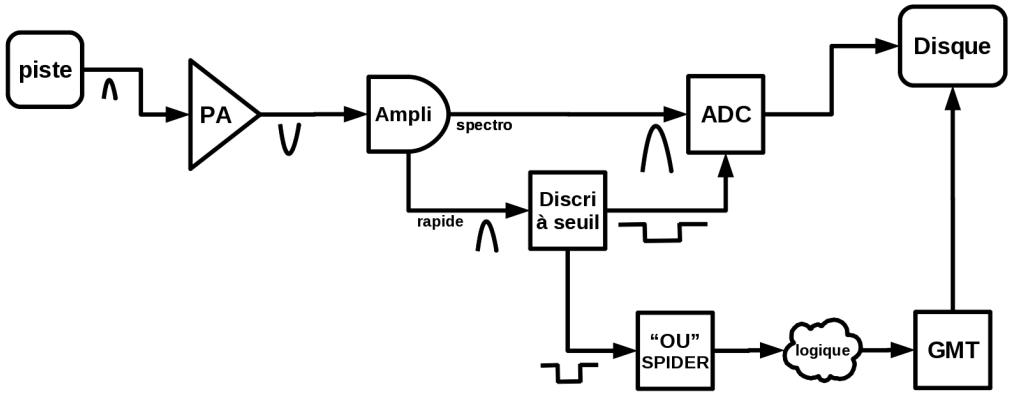


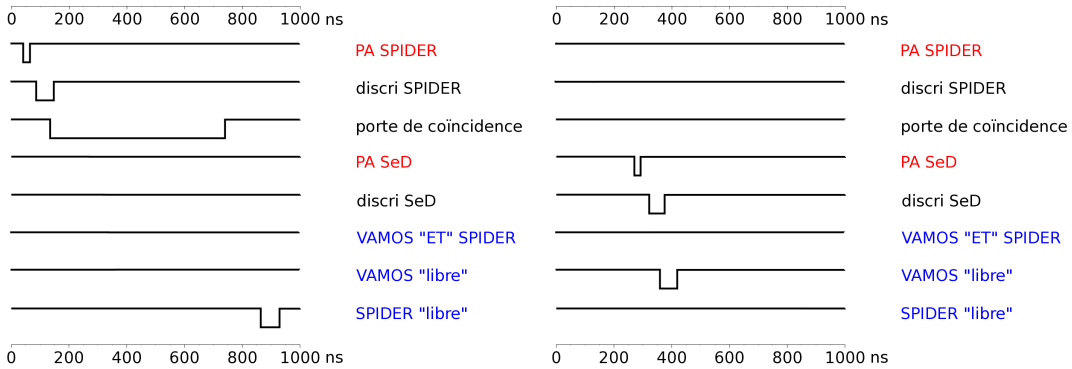
FIG. 2.17: *Chaîne électronique pour l'acquisition des données d'une piste de SPIDER*

[23] recommandations du constructeur
[24] *analog-to-digital converter*
[25] `http ://personal.ph.surrey.ac.uk/ phs1wc/tiara/`

Acquisition Nous disposons de trois façons différentes de déclencher l'acquisition (*triggers*), qui permettent d'aider - à l'acceptance de SPIDER et de VAMOS près - à la sélection des différentes voies de réactions :

- « SPIDER libre » qui signifie que seul le télescope SPIDER a vu une particule. Ce déclenchement est le résultat d'un « **OU** » logique sur l'ensemble des pistes du télescope. Il favorise la diffusion élastique de la cible et les transferts n'ayant pas induit de fission ;
- « VAMOS libre » lorsque seul l'ensemble de détection du spectromètre a vu une particule. Ce déclenchement est assuré par le SeD. Il sélectionne les événements correspondant à des fragments de fission issus de la fission du ^{250}Cf produit par fusion complète ;
- « SPIDER ∩ VAMOS » lorsqu'il y a coïncidence entre les deux, pour les diffusions inélastiques et les transferts ayant induit une fission.

Un diviseur est appliqué au déclenchement « SPIDER libre » : cela permet de modifier les taux de comptage relatifs des différentes réactions dans les données enregistrées. Le facteur appliqué est de 1/300 (seul un événement sur 300 n'ayant déclenché que SPIDER est enregistré) afin de ne pas collecter uniquement des événements de diffusion élastique et de ne pas saturer ainsi l'acquisition avec des événements d'intérêt limité. Les schémas présentés en figures 2.18a, 2.18b et 2.19 montrent comment est gérée la différence en temps entre les événements collectés dans le télescope SPIDER et le SeD de VAMOS, sachant que le temps de vol des fragments de fission est compris entre 200 et 400 ns. Cela conditionne l'ouverture d'une fenêtre en temps de 600 ns afin de vérifier la présence ou non d'une coïncidence entre SPIDER et VAMOS et d'en déduire le déclencheur adéquat.



(a) *« SPIDER libre »* (b) *« VAMOS libre »*

FIG. 2.18: *Schéma de la logique de déclenchement de l'acquisition pour les déclencheurs « SPIDER libre » (a) et « VAMOS libre » (b). Le temps $t = 0$ correspond à l'arrivée d'une particule dans le télescope SPIDER.*

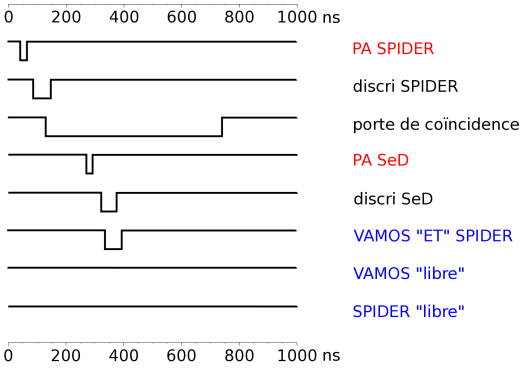


FIG. 2.19: *Schéma de la logique de déclenchement de l'acquisition pour le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS ». Le temps $t = 0$ correspond à l'arrivée d'une particule dans le télescope SPIDER.*

2.3 Principe d'identification et reconstruction cinématique

.

2.3.1 Identification des actinides

L'identification des actinides formés se fait par le biais de la détection et de l'identification des noyaux de recul de la cible, en application du principe de conservation de la masse et de la charge au cours de la réaction. Ces derniers sont identifiés par la perte d'énergie lors de la traversée du premier étage du télescope SPIDER et la mesure de leur énergie totale.

Formule de Bethe-Bloch La formule de Bethe-Bloch permet de calculer la perte d'énergie par collision atomique d'un ion dans un matériau. Nous rappelons son expression dans le cas relativiste (cf. [Leo 93]) :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \, \frac{Z_m}{A_m} \, \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e\gamma^2\beta^2c^2W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - C \right] \tag{2.26}$$

avec

- Z_m, le numéro atomique, A_m, le nombre de masse, ρ, la densité et I, le potentiel d'excitation électronique moyen du matériau absorbant (du silicium dans notre cas) ;
- Z, la charge, β, la vitesse relative à celle de la lumière et γ, le facteur de Lorentz de l'ion incident (ici, le noyau de recul) ;
- W_{max}, le maximum d'énergie transférée en une seule collision ;

- r_e, le rayon classique et m_e, la masse au repos de l'électron ;
- N_A, le nombre d'Avogadro et c, la vitesse de la lumière dans le vide ;
- C, des corrections éventuelles dues à la densité ou à des effets de couches électroniques.

Toutefois, pour des vitesses relatives β de l'ordre de quelques pourcents, la formule de Bethe-Bloch n'est plus valide, notamment à cause d'effets dus à la capture électronique (cf. [Leo 93]).

Elle permet cependant de mettre en lumière les paramètres propres au noyau incident dont dépend la perte d'énergie de ce dernier. Ainsi, en première approximation, pour un matériau donné : $\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{\beta^2}$, c'est-à-dire $\Delta\mathrm{E} \propto Z^2/\beta^2\Delta x$. Comme $\mathrm{E} = \frac{1}{2}m\beta^2c^2 \simeq \frac{1}{2}Am_0\beta^2c^2$, où m_0 est l'unité de masse atomique, nous obtenons :

$$\Delta\mathrm{E} \propto \frac{Z^2}{\mathrm{E}}A \tag{2.27}$$

Par conséquent, lorsque différents noyaux sont détectés, nous devons observer, en traçant la perte d'énergie en fonction de son énergie totale, des groupes de bras d'hyperboles par élément où chaque bras représente un isotope (cf. Fig. 2.21).

Simulation Dans la pratique, nous calculons les pertes d'énergies attendues dans la partie ΔE de SPIDER avec le logiciel LISE++ (cf. [Tarasov 08]) et avec la formule empirique suivante qui fournit l'énergie résiduelle d'une particule légère[26] après avoir traversé un matériau (cf. [Dufour 86]) :

$$\mathrm{E}_{\text{rés.}} = A \times \left((R_0 - \frac{\delta}{\cos(\theta)} - C \times A) \times \frac{Z^2}{k \times A} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \tag{2.28}$$

avec

$$R_0 = \frac{k \times A}{Z^2} \times \left(\frac{E}{A}\right)^{\gamma} + C \times A \tag{2.29}$$

où Z, A, E et θ sont respectivement le numéro atomique, le nombre de charge, l'énergie totale (en MeV) et l'angle de la particule incidente. L'épaisseur δ (en mg.cm^{-2}) est celle du matériau traversé à 0° qui, divisée par $\cos(\theta)$, fournit l'épaisseur effective. Le paramètre R_0 représente le parcours dans le matériau (*range*).

Les paramètres γ, C et k ne dépendent que du matériau et nous les ajustons pour la perte d'énergie d'un noyau de ^{12}C avec les calculs effectués avec le logiciel LISE++. Les valeurs de ces paramètres pour le silicium, l'or et l'aluminium sont présentées tableau 2.2

[26] originellement pour des éléments de numéro atomique compris entre 4 et 30 avec une énergie comprise entre 20A et 100A MeV dans l'aluminium

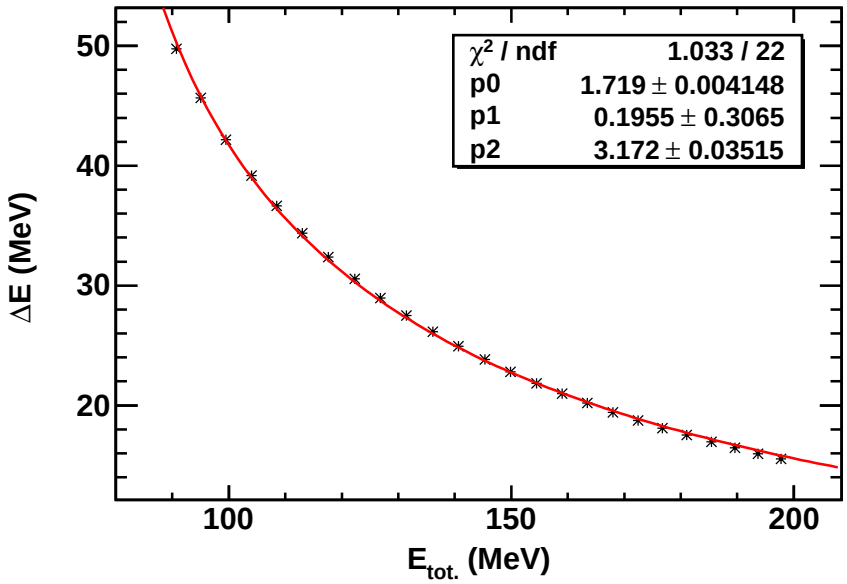


FIG. 2.20: *Ajustement des paramètres de l'équation 2.28 dans le cas d'un noyau de ^{12}C diffusé élastiquement avec un angle compris entre 30° et 55° (pas d'un degré) traversant du silicum de 65 µm d'épaisseur nominale. Le résultat de l'ajustement est indiqué dans l'encart.*

et l'ajustement qui permet de les obtenir est représentés figure 2.20 dans le cas du silicium.

TAB. 2.2: *Paramètres de l'équation 2.28 ajustés pour différents matériaux*

paramètres	or	silicium	aluminium
γ	1,62124	1,71887	1,75387
C	0,278336	0,195452	0,288314
k	8,31365	3,17240	3,04993

Une simulation a été réalisée en utilisant cette méthode de calcul de perte d'énergie. Le résultat est présenté figure 2.21 pour différents noyaux de recul (^{15,16}O, ^{13,14}N, $^{11-13}$C, ^{10,11}B, ^{9,10}Be, ^{6,7}Li et ^{3,4}He).

2.3.2 Calcul de l'énergie d'excitation du système

Position du problème Les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement pouvant acquérir jusqu'à 180 MeV d'énergie cinétique pour les pistes intérieures du télescope SPIDER, soit :

$$\frac{2T_{^{12}\mathrm{C}}}{M_{^{12}\mathrm{C}}} = \frac{2 \times 180 \text{ MeV}}{11\ 178 \text{ MeV}} \simeq 3,2\% \tag{2.30}$$

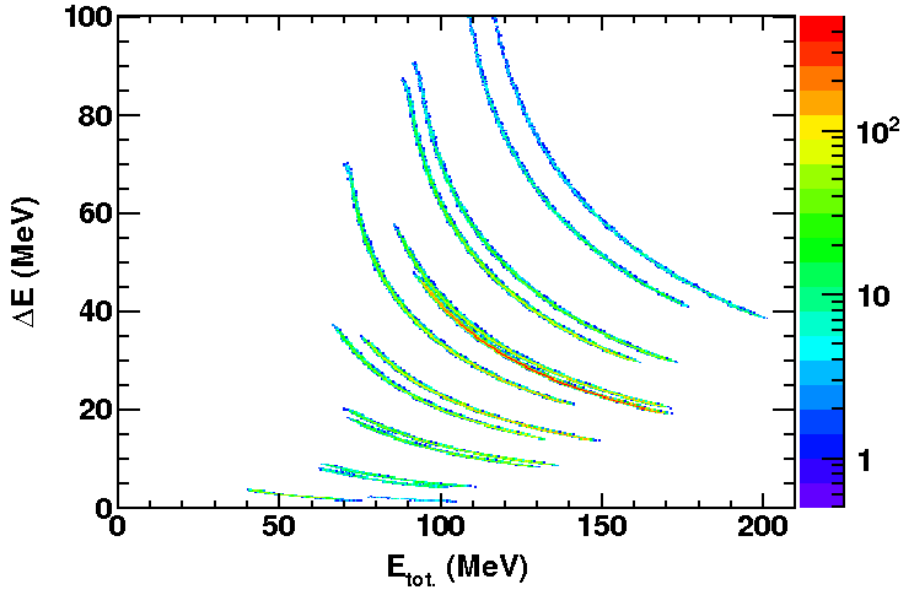


FIG. 2.21: *Matrice d'identification ΔE-E simulée pour différentes voies de transfert pour le télescope SPIDER, dont les noyaux de recul associés sont $^{15,16}O$, $^{13,14}N$, $^{11-13}C$, $^{10,11}B$, $^{9,10}Be$, $^{6,7}Li$ et $^{3,4}He$. L'énergie d'excitation du système est fixée à zéro et le télescope est idéal (résolution infinie).*

Nous effectuons alors les calculs qui suivent dans le cadre de la mécanique classique. Nous nous plaçons dans le référentiel du laboratoire.

Nous notons T, M et E, respectivement l'énergie cinétique, la masse et l'énergie totale d'une particule telles que $E = T + M$, ainsi que P, son impulsion et E^* son énergie d'excitation. Toutes ces quantités sont exprimées en MeV.

Calcul cinématique Les réactions d'intérêt sont des réactions à deux corps, de la forme (cf. Fig. 2.22) :

$$\text{projectile} + \text{cible} \longrightarrow \text{actinide} + \text{recul} \tag{2.31}$$

$$(1) + (2) \longrightarrow (3) + (4) \tag{2.32}$$

Nous utilisons la conservation de l'énergie, ainsi que celle de l'impulsion :

$$E_1 + E_2 = E_3 + E_4 + E^*_{syst.} \tag{2.33}$$

$$\mathbf{P_1} = \mathbf{P_3} + \mathbf{P_4} \tag{2.34}$$

Nous connaissons les caractéristiques de la voie d'entrée (M_2, M_1 et T_1) et nous identifions

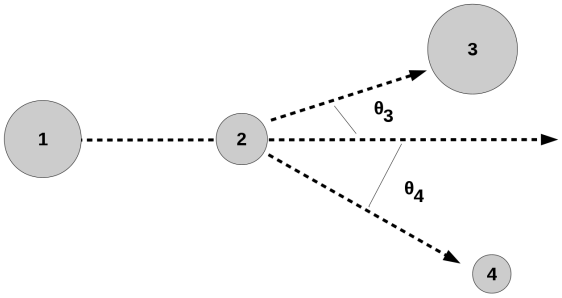


FIG. 2.22: *Schéma d'une réaction à deux corps*

le noyau de recul, ce qui nous donne accès à M_4 et M_3 pour les réactions à deux corps. En outre, nous mesurons T_4 (= ΔE + $E_{rés.}$) et l'angle θ_4 *via* le télescope SPIDER. Il ne reste que deux inconnues : T_3 et $E^*_{syst.}$. Nous disposons donc d'assez d'éléments pour résoudre complètement le système. Nous nous intéressons à $E^*_{syst.}$:

$$E^*_{syst.} = E_1 + E_2 - E_3 - E_4 \tag{2.35}$$

$$E^*_{syst.} = T_1 + Q_0 - T_3 - T_4 \tag{2.36}$$

avec Q_0, la chaleur de réaction.

En utilisant la relation entre l'énergie cinétique et l'impulsion, et la conservation de l'impulsion, nous éliminons successivement T_3 et P_3 :

$$T_3 = \frac{1}{2}\frac{P_3^2}{M_3} \tag{2.37}$$

$$P_3^2 = P_1^2 + P_4^2 - 2P_1P_4\cos(\theta_4) \tag{2.38}$$

et nous obtenons alors :

$$E^*_{syst.} = T_1 + Q_0 - T_4 - \frac{1}{M_3}\left(M_1T_1 + M_4T_4 - 2\ \cos(\theta_4)\sqrt{M_1T_1M_4T_4}\right) \tag{2.39}$$

Pour savoir comment se répartit l'énergie d'excitation entre l'actinide formé et le noyau de recul ($E^*_{syst.} = E^*_{act.} + E^*_{recul}$), une hypothèse est nécessaire. Nous admettons que, du fait de l'asymétrie du système, l'intégralité de cette énergie est attribuée à l'actinide en raison de sa densité de niveaux plus importante que celle du noyau de recul.

Chapitre 3

Analyse des données

Dans ce travail de thèse, l'analyse des données collectées dans le télescope SPIDER a pour objectif de permettre l'étude des voies de transfert, l'identification des actinides produits et la mesure de leur probabilité de fission. L'analyse des données extraites du spectromètre VAMOS et de son ensemble de détection fait l'objet d'un autre travail de thèse au sein de l'équipe.

Après avoir étalonné chaque face des détecteurs constituant SPIDER et traité les événements de multiplicité supérieure à un au sein d'un même détecteur, nous avons regardé le télescope dans son ensemble. Les problèmes que nous avons rencontrés à chacune de ces étapes et les solutions que nous y apportons sont détaillés dans ce chapitre.

3.1 Étalonnage de SPIDER

L'étalonnage consiste à établir une correspondance entre les numéros de canaux des modules électroniques d'encodage (ADC) des événements physiques et l'énergie de ces derniers. À cet effet, nous avons procédé à des prises de données avec une source dite « 3α », constituée de trois émetteurs α dont les énergies caractéristiques et les intensités sont indiquées dans le tableau 3.1. Les positions respectives des pics ont été extraites à l'aide d'un ajustement à trois fonctions gaussiennes.

TAB. 3.1: *Composition de la source 3α*

^{239}Pu [Browne 03]		^{241}Am [Basunia 06]		^{244}Cm [Singh 08]	
énergie (MeV)	intensité (%)	énergie (MeV)	intensité (%)	énergie (MeV)	intensité (%)
5,1055	11,94	5,3880	1,66	5,7626	23,10
5,1443	17,11	5,4428	13,10	5,8048	76,90
5,1566	70,77	5,4856	84,80		
total	99,82	total	99,56	total	$\lesssim 100$

Cependant, cet étalonnage à basse énergie se révèle insuffisant pour obtenir un étalonnage correct sur toute la gamme en énergie (jusqu'à 200 MeV). Par ailleurs, nous avons oublié lors de l'expérience d'utiliser un générateur d'impulsions électriques avec l'entrée-test de SPIDER pour procéder à un alignement des chaînes électroniques des différentes voies sur l'ensemble de la gamme d'encodage. Cet oubli rend difficile l'étalonnage et nous avons par conséquent utilisé la diffusion élastique de la cible de ^{12}C. C'est la réaction prépondérante lors de l'interaction entre le faisceau et la cible, sa cinématique est connue et il est possible de l'isoler du reste des données grâce au déclencheur « SPIDER libre ». L'énergie cinétique de la particule diffusée élastiquement est une fonction de son angle de diffusion (cf. [Michalowicz 64]) :

$$T_{recul}^{\text{lab.}} = \frac{2M_{proj.}M_{cible}}{(M_{proj.} + M_{cible})^2} T_{proj.}^{\text{lab.}} \cos^2 \theta_{recul}^{\text{lab.}} \tag{3.1}$$

Chaque anneau correspondant à une certaine ouverture en angle θ (de l'ordre du degré), nous avons calculé l'énergie de la diffusion élastique pour les angles pris au milieu de chaque anneau et calculé l'énergie déposée dans chacun des détecteurs grâce au logiciel LISE++. Nous avons pris en compte les dépôts d'or et d'aluminium présents sur les différentes faces du détecteur. Les résultats de ces calculs sont présentés tableaux 3.2 et 3.3. La position des pics élastiques, lorsqu'ils ont été utilisés, a été extraite des données par un ajustement avec une fonction gaussienne.

TAB. 3.2: *Perte d'énergie pour la diffusion élastique du ^{12}C dans le détecteur ΔE avec prise en compte des dépôts d'or et d'aluminium (calculs LISE++)*

couronne	angle ΔE (°)	énergie totale (MeV)	épaisseur (μm)	perte d'énergie (MeV)
0	37,72	165,36	82,17	19,95
1	39,36	157,92	84,07	21,26
2	40,93	150,72	86,03	22,71
3	42,43	143,76	88,06	24,29
4	43,86	137,04	90.15	26,01
5	45,22	130,92	92,28	27,80
6	46,52	124,92	94,46	29,78
7	47,77	119,16	96,71	31,94
8	48,95	113,64	98,98	34,32
9	50,08	108,48	101,29	36,91
10	51,16	103,64	103,64	39,74
11	52,20	99,00	106,05	42,96
12	53,18	94,56	108.46	46,57
13	54,13	90,36	110,93	50,73
14	55,03	86,52	113,41	55,51
15	55,89	82,80	115,91	61,40

TAB. 3.3: *Énergie résiduelle pour la diffusion élastique du ^{12}C dans le détecteur $E_{rés.}$ avec prise en compte des dépôts d'or et d'aluminium (calculs LISE++)*

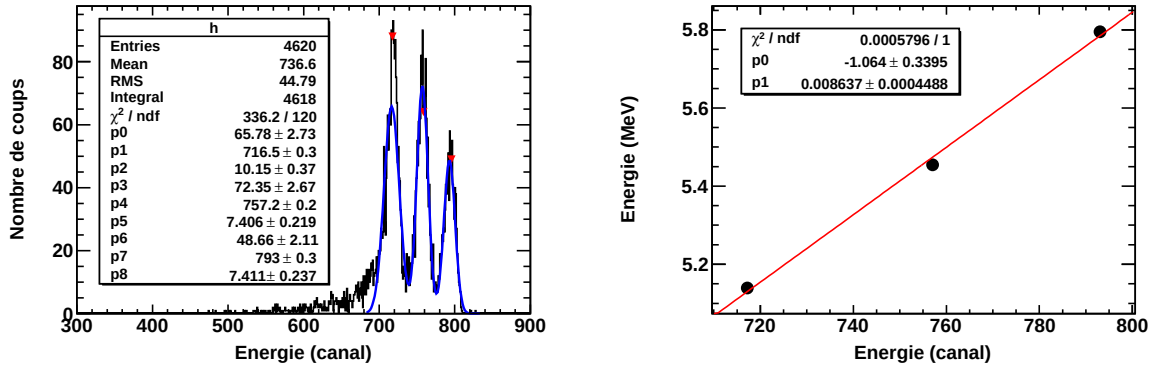
couronne	angle $E_{rés.}$ (°)	énergie totale (MeV)	épaisseur (μm)	énergie résiduelle (MeV)
0	34,51	179,52	78,88	161,33
1	36,10	172,56	80,45	153,34
2	37,63	165,72	82,07	145,39
3	39,09	159,12	83,75	137,61
4	40,50	152,64	85,48	139,83
5	41,86	146,40	87,27	122,21
6	43,15	140,52	89,09	114,86
7	44,40	134,64	90,98	107,37
8	45,59	129,12	92,89	100,15
9	46,74	123,84	94,85	93,04
10	47,83	118,80	96,82	86,04
11	48,89	114,00	98,86	89,11
12	49,90	109,32	100,91	72,09
13	50,87	105,00	103,00	65,27
14	51,80	100,68	105,11	58,13
15	52,70	96,72	107,26	51,10

3.1.1 Étalonnage des secteurs ΔE

Les secteurs du détecteur ΔE ont d'abord été étalonnés avec la source 3α. Pour limiter la perte de résolution due à l'ouverture angulaire en θ (environ 20°, cf. Tab. 3.2), nous avons imposé une coïncidence avec les anneaux correspondants pris individuellement, c'est-à-dire que nous avons effectué un étalonnage par cellule. Un exemple est présenté figure 3.1a où les triangles rouges représentent les maxima trouvés pour chacun des pics α et la courbe bleue, l'ajustement à trois fonctions gaussiennes. La valeur moyenne de chaque fonction gaussienne de cet ajustement est mis en correspondance avec l'énergie des pics α comme en figure 3.1b et nous procédons alors à un ajustement linéaire afin d'obtenir les cœfficients permettant de passer d'une énergie en canal à une énergie en MeV.

Toutefois, lorsque les cœfficients de cet ajustement linéaire de ces pics sont appliqués aux données, la position du pic censé correspondre à la diffusion élastique s'est révélée être trop basse en énergie par rapport à la valeur théorique attendue pour cet angle, comme cela est représenté sur la figure 3.2 où la ligne rouge correspond à la valeur théorique de la diffusion élastique (22,71 MeV).

Cette différence entre l'énergie attendue et l'énergie après étalonnage peut s'expliquer par la non-linéarité de la chaîne électronique, la différence de gamme d'énergie et les différences importantes de réponse de SPIDER avec la source 3α et en présence du faisceau d'^{238}U. L'alternative qui consiste à utiliser les événements de diffusion élastique collectés dans les secteurs du détecteur ΔE pour procéder à l'étalonnage s'avère impossible pour ce détecteur. En effet, la réponse du détecteur du côté secteur est très mauvaise sous



(a) *Ajustement du signal obtenu avec la source 3α* (b) *Ajustement linéaire canal/MeV*

FIG. 3.1: *Procédure d'étalonnage du secteur 3 conditionné par l'anneau 2 du détecteur ΔE avec la source 3α. Les paramètres d'ajustement sont indiqués en encart.*

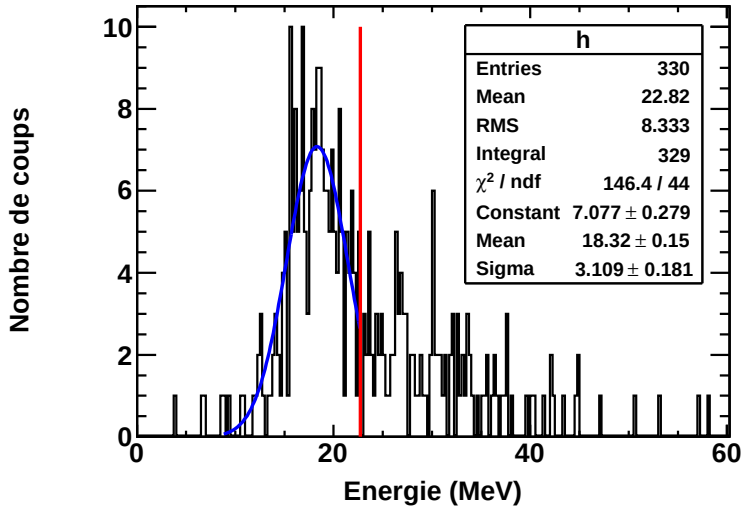


FIG. 3.2: *Comparaison de l'énergie après étalonnage avec la source 3α et de l'énergie du pic élastique attendue pour le secteur 3 conditionné par l'anneau 2 du détecteur ΔE. Le résultat de l'ajustement est indiqué en encart.*

faisceau.

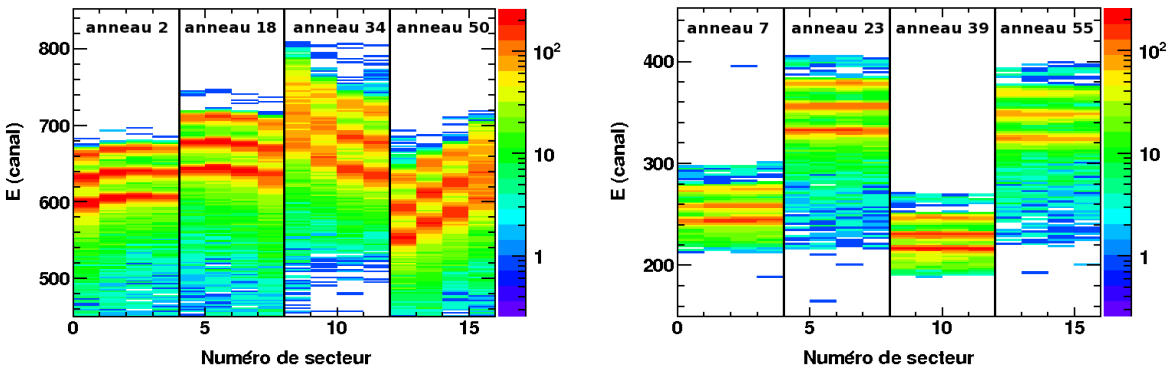
En imposant une condition sur l'angle θ (par une coïncidence avec un anneau donné) et en se restreignant aux événements déclenchés uniquement par SPIDER (« SPIDER libre »), la statistique et la résolution du pic susceptible de correspondre au pic élastique - quand il est identifiable - ne permettent pas son utilisation pour l'étalonnage. Pour la même cellule qu'utilisée précédemment, pour le fichier de données le plus grand dont nous disposons, la statistique n'atteint que 330 coups après reconstruction des événements dans

le télescope et la largeur du pic principal à mi-hauteur est de l'ordre de 7,2 MeV, soit une résolution de l'ordre de 38% (cf. Fig. 3.2).

Par conséquent, nous nous sommes contentés de l'étalonnage approximatif effectué avec la source 3α et nous nous sommes gardés d'utiliser l'énergie déposée dans les secteurs du détecteur ΔE. Les raisons de cette dégradation drastique de la réponse de cette face de SPIDER pendant l'expérience seront exposées section 3.3.

3.1.2 Étalonnage des anneaux ΔE et $E_{rés.}$

Observations préliminaires Nous remarquons que la réponse d'un anneau donné peut dépendre du secteur en coïncidence. En effet, avec la source 3α, si nous regardons l'énergie d'une couronne en fonction du secteur, nous voyons que la réponse d'un même anneau (avec quatre secteurs en correspondance pour un même anneau) varie pour le détecteur ΔE (cf. Fig. 3.3a) alors qu'elle est identique pour le détecteur $E_{rés.}$ (cf. Fig. 3.3b).



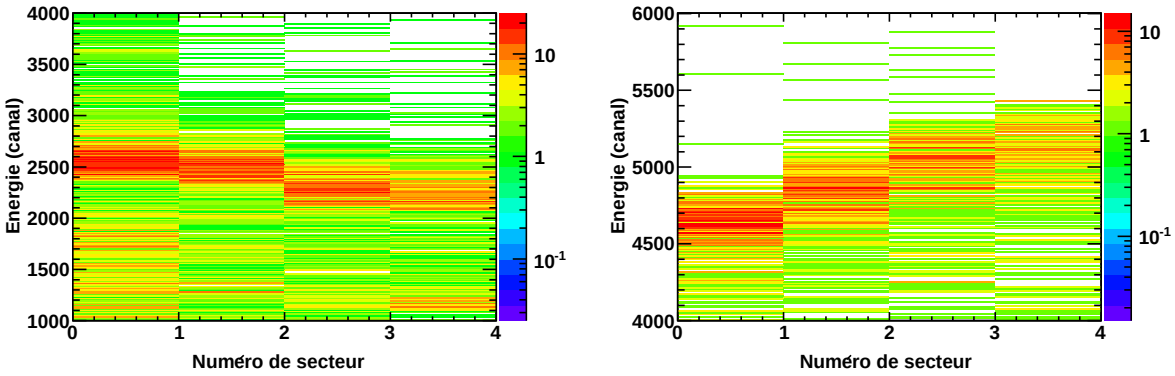
(a) ΔE (b) $E_{rés.}$

FIG. 3.3: *Réponse en énergie à la source 3α au point-cible de la couronne 3 du détecteur ΔE (a) et de la couronne 8 du détecteur $E_{rés.}$ (b) en fonction du secteur en coïncidence*

Ceci indique un défaut de fonctionnement du détecteur ΔE et impose un étalonnage par cellule. En outre, sous faisceau, nous observons le même genre de dépendance, aussi bien pour le détecteur ΔE que le détecteur $E_{rés.}$. Ce phénomène est présenté pour les deux détecteurs figure 3.4.

Cette dépendance pouvant être la conséquence d'une rupture de la symétrie cylindrique du dispositif (due à un mauvais centrage de SPIDER autour de l'axe du faisceau, à la taille du faisceau ou à son instabilité spatiale), nous devons vérifier le positionnement du télescope[27]. En effet, un décentrage du faisceau impliquerait une modification des angles

[27]Une mesure a été effectuée par un géomètre à l'issue de l'expérience dans des conditions incertaines



(a) *détecteur* ΔE (b) *détecteur* $E_{rés.}$

FIG. 3.4: *Dépendance de la réponse en énergie d'un anneau sous faisceau donné en fonction du secteur en coïncidence pour le détecteur* ΔE *(a) et le détecteur* $E_{rés.}$ *(b)*

couverts par les anneaux ainsi que l'apparition d'une dépendance en φ au sein d'une même couronne. Par ailleurs, cela modifierait l'énergie attendue pour la diffusion élastique dans les différentes pistes, si nous souhaitons l'utiliser pour l'étalonnage.

Vérification du centrage de SPIDER avec la source 3α Nous comparons le taux de comptage par secteur pour une couronne du détecteur ΔE (Fig. 3.5). Nous remarquons une bonne symétrie gauche-droite et une légère asymétrie haut-bas. Nous savons par ailleurs que le dépôt d'actinides consitutant la source 3α est 3 mm plus haut que le centre du support de cette source. Nous en concluons que le télescope SPIDER est alors convenablement centré par rapport à la cible.

Vérification du centrage de SPIDER avec le faisceau Nous devons ensuite vérifier le centrage du télescope lorsque le faisceau est présent pour le fichier utilisé pour l'étalonnage avec la diffusion élastique. Cependant, différents problèmes rencontrés lors de l'expérience et que nous abordons dans la suite de ce chapitre, rendent l'utilisation des anneaux les plus internes impossible et une coupure géométrique supprime les anneaux externes de la moitié droite de SPIDER (cf. Sect. 3.5). Nous ne comparons alors le taux de comptage par secteur pour le détecteur $E_{rés.}$ que pour les couronnes 3, 4 et 5, en sélectionnant les événements de diffusion élastique en fonction de leur perte d'énergie et de leur énergie résiduelle (cf. Fig. 3.6). En début d'expérience, nous pouvons voir que le télescope est qualitativement bien centré malgré l'absence du secteur 9 et un secteur 8

et a fourni un décalage horizontal de 14 mm (à comparer au diamètre interne de SPIDER de 48 mm et à la distance de 32 mm entre la cible et le télescope), ce qui est incompatible avec les données collectées.

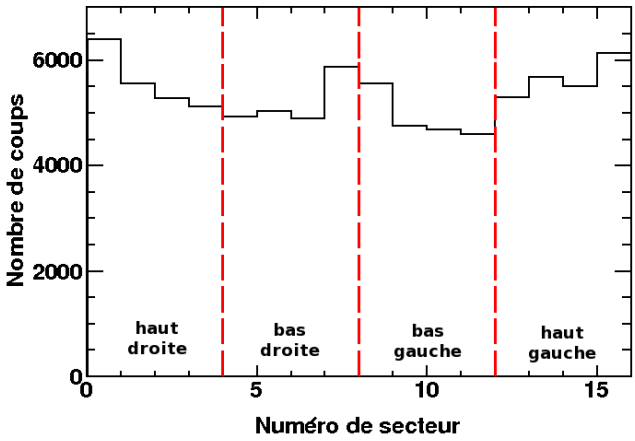


FIG. 3.5: *Taux de comptage par secteur du détecteur ΔE avec la source 3α au point-cible pour la couronne la plus interne et par secteur du détecteur $E_{rés.}$ pour la couronne 3. Les lignes pointillées indiquent la limite des différents quartiers.*

avec un taux de comptage plus important que les autres (cf. Fig. 3.7).

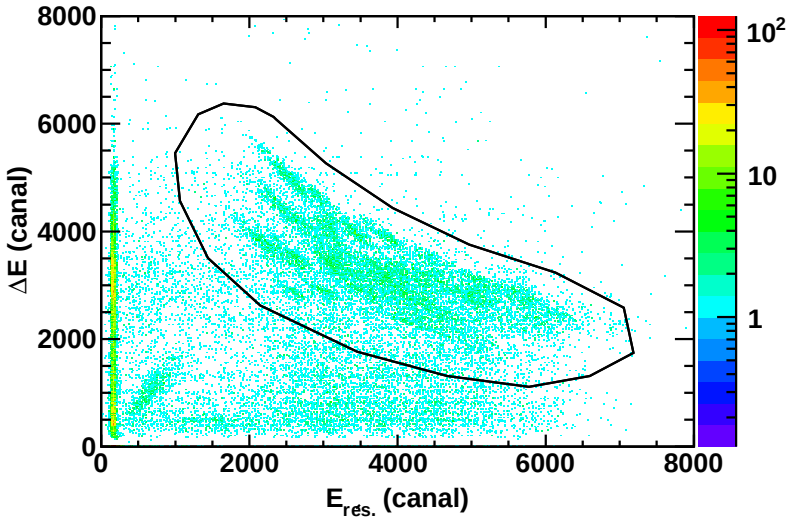


FIG. 3.6: *Matrice ΔE-$E_{rés.}$ brute en début d'expérience avec le déclencheur « SPIDER libre ». La sélection graphique montre les événements utilisés pour comparer les taux de comptage entre les différents secteurs.*

Nous en concluons donc que la variation du signal par anneau en fonction du secteur touché est un défaut de collecte du signal et nous procédons alors à un étalonnage par cellule.

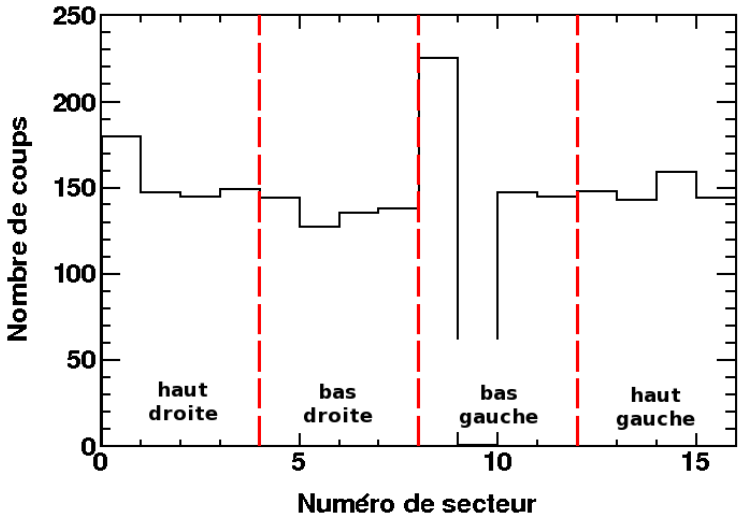


FIG. 3.7: *Taux de comptage par secteur du détecteur $E_{rés.}$ en faisceau pour les couronnes 3, 4 et 5 du $E_{rés.}$ et le déclencheur « SPIDER libre » pour le premier fichier de données. Les lignes pointillées indiquent la limite des différents quartiers.*

Procédure d'étalonnage La procédure d'étalonnage mise en place pour les anneaux est la même pour les deux parties du télescope. Une première étape consiste en l'utilisation de la source 3α et d'un ajustement linéaire de l'énergie des particules α émises comme fonction du canal du module électronique d'encodage (ADC). Toutefois, lorsque les cœfficients d'ajustement obtenus sont appliqués à un fichier de données prises au cours de l'expérience, l'énergie des événements de diffusion élastique des noyaux de ^{12}C s'avère là aussi être inférieure à celle attendue comme cela est présenté figures 3.8 et 3.9.

Sur ces figures, plusieurs points sont remarquables. Nous notons tout d'abord que les anneaux extérieurs sur la moitié droite de SPIDER (anneaux < 32) sont absents sur les deux détecteurs. Cela est dû à la coupure géométrique déjà évoquée précédemment et qui sera décrite en section 3.5. Pour les anneaux les plus externes qui sont aussi manquants sur la moitié gauche du détecteur ΔE (cf. Fig. 3.8), cela vient de l'absence de coïncidence avec le détecteur $E_{rés.}$ due à leur angle élevé : le programme d'analyse ne traite pas ces événements. Nous pouvons aussi observer que la partie gauche de SPIDER est plus bruitée que sa moitié droite. Enfin, les anneaux les plus internes du détecteur $E_{rés.}$ (cf. Fig. 3.9), en particulier sur sa moitié gauche ont une réponse qui s'effondre. Les origine de cet effondrement du signal et de ce bruit sont exposées dans les sections suivantes.

Nous essayons alors plusieurs méthodes d'ajustement :

- ajustement linéaire avec les 3 pics α et le pic élastique ;
- ajustement à l'ordre 2 avec les 3 pics α et le pic élastique ;

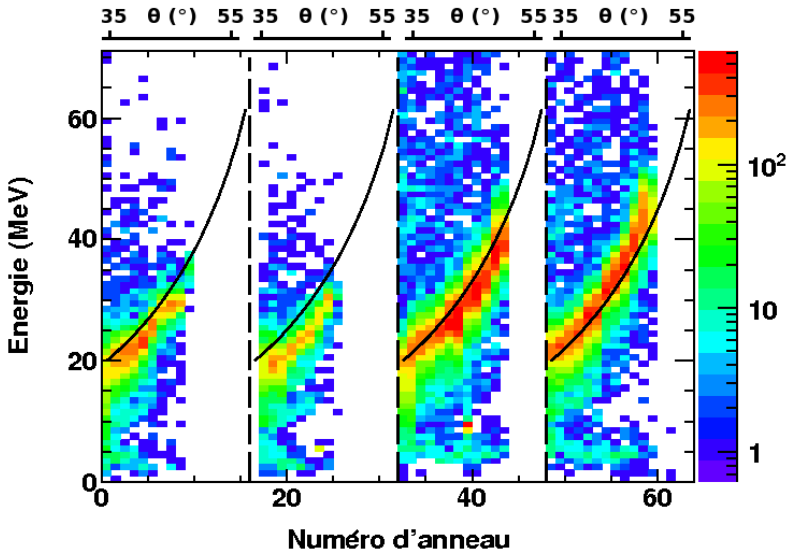


FIG. 3.8: *Énergie dans les anneaux du détecteur ΔE en fonction du numéro de l'anneau pour l'étalonnage avec la source 3α. Les lignes continues représentent la valeur attendue pour les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement, tandis que les lignes verticales en pointillés marquent la limite des différents quartiers.*

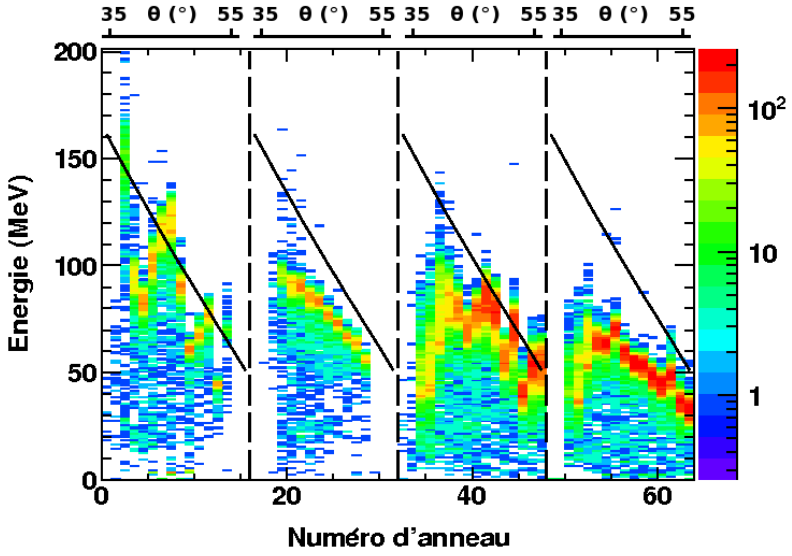


FIG. 3.9: *Énergie dans les anneaux du détecteur $E_{rés.}$ en fonction du numéro de l'anneau pour l'étalonnage avec la source 3α. Les lignes continues représentent la valeur attendue pour les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement, tandis que les lignes verticales en pointillés marquent la limite des différents quartiers.*

- ajustement linéaire avec le 3$^{\text{ème}}$ pic α et le pic élastique ;
- ajustement linéaire avec les 3 pics α pour déterminer le piédestal (« zéro » de l'élec-

tronique) puis ajustement linéaire avec le piédestal et le pic élastique.

Étant donné les différences importantes de comportement de SPIDER sous faisceau ou avec la source 3α, qui peuvent s'expliquer par la différence de masse entre les particules α et les noyaux de ^{12}C et leur gamme respective en énergie, nous considérons qu'il est préférable de ne pas utiliser simultanément les positions des pics α et des pics élastiques pour faire l'étalonnage. Nous utilisons donc l'ajustement avec le piédestal et le pic élastique. Un exemple de cette procédure est présenté figure 3.10 pour une piste du détecteur $E_{rés.}$.

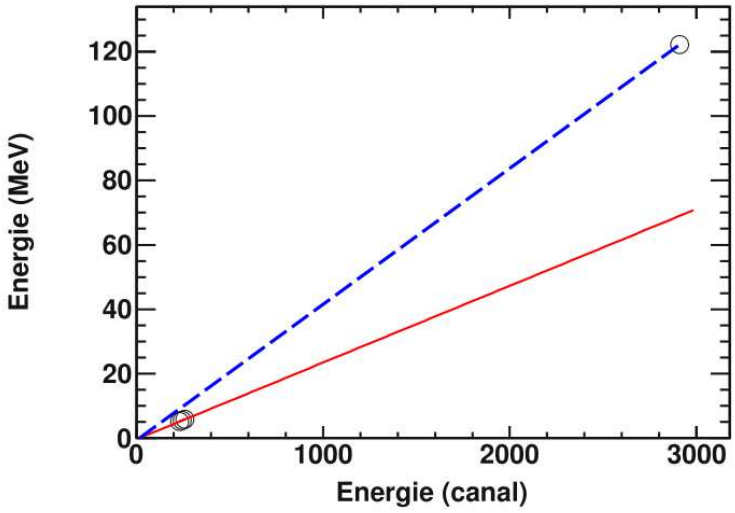


FIG. 3.10: *Recherche du piédestal pour s'affranchir des différences de réponse du détecteur $E_{rés.}$ avec les particules α de la source et les noyaux de ^{12}C diffusés de la cible. La ligne continue représente l'ajustement linéaire des trois pics α tandis que la ligne pointillée représente l'ajustement linéaire du pic élastique et du piédestal.*

Une fois ces cœfficients d'étalonnage obtenus, nous les appliquons au fichier de données dont nous nous servons pour extraire la position des pics de diffusion élastique. Le résultat pour les deux parties du télescope est présenté figures 3.11 et 3.12. Nous pouvons remarquer que le maximum de la distribution en énergie correspond à la valeur attendue.

3.1.3 Étalonnage des secteurs $E_{rés.}$

Pour l'étalonnage des secteurs du détecteur $E_{rés.}$, nous utilisons une méthode permettant de s'affranchir de la source 3α. Nous rappelons qu'un secteur a seize anneaux correspondants. Ainsi, en imposant une coïncidence avec chacun d'entre eux pris individuellement, il est possible d'avoir jusqu'à seize pics élastiques correspondants à des angles différents et donc à des énergies différentes. Il ne reste ensuite plus qu'à procéder à un

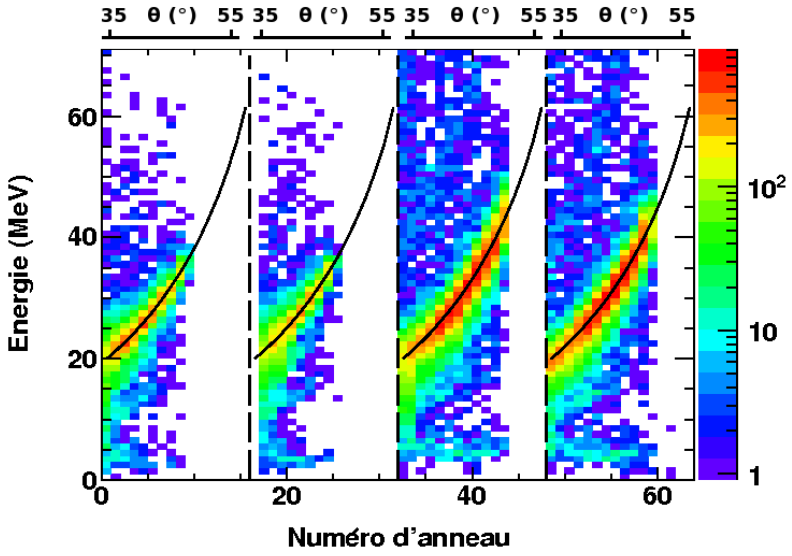


FIG. 3.11: *Énergie dans les anneaux du détecteur ΔE en fonction du numéro de l'anneau pour l'étalonnage avec la source 3α et la diffusion élastique. Les lignes continues représentent la valeur attendue pour les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement, tandis que les lignes verticales en pointillés marquent la limite des différents quartiers.*

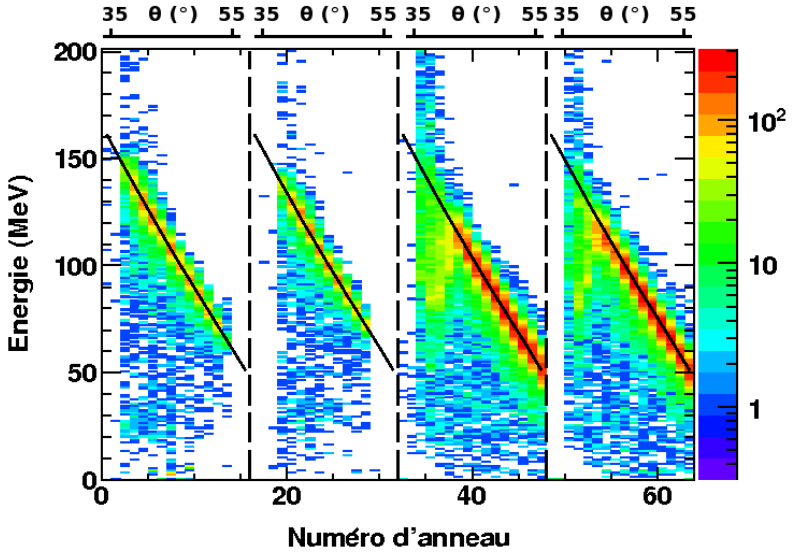
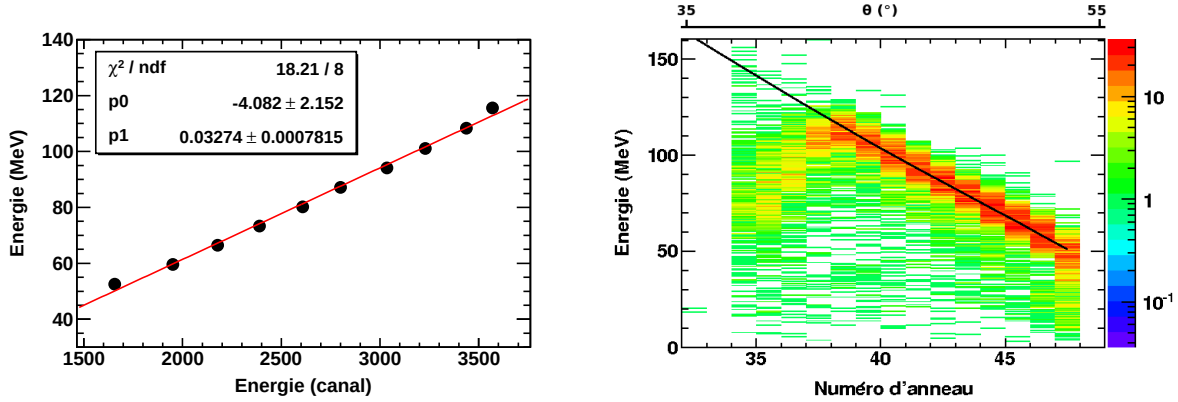


FIG. 3.12: *Énergie dans les anneaux du détecteur $E_{rés.}$ en fonction du numéro de l'anneau pour l'étalonnage avec la source 3α et la diffusion élastique. Les lignes continues représentent la valeur attendue pour les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement, tandis que les lignes verticales en pointillés marquent la limite des différents quartiers.*

ajustement linéaire pour établir la correspondance entre la position de ces pics et l'énergie déposée. Un exemple d'un tel ajustement et du résultat obtenu pour un secteur est

présenté figure 3.13. Nous précisons que nous avons exclus les coïncidences avec les anneaux les plus internes pour l'ajustement. En effet, nous remarquons, sur la figure 3.13b, la même chute de signal pour les petits angles que pour les anneaux.



(a) *Ajustement de l'énergie conditionnée par les anneaux*

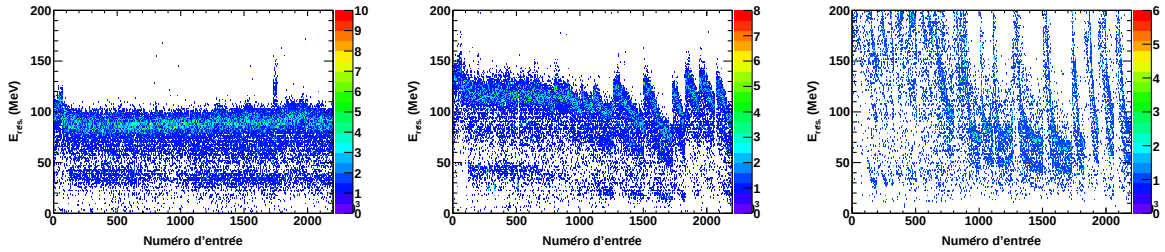
(b) *Résultat de l'ajustement pour ce secteur*

FIG. 3.13: *Étalonnage d'un secteur du détecteur $E_{rés.}$ avec la procédure d'ajustement linéaire et le conditionnement par anneaux (a) et résultat appliqué aux données (b). Les résultats de l'ajustement sont indiqués en encart. La ligne représente l'ajustement effectué (a) et les valeurs attendues pour la diffusion élastique (b).*

3.2 Évolution de la réponse de SPIDER

3.2.1 Observations

L'étalonnage ayant été effectué à partir d'une partie des données (un fichier), il est indispensable de vérifier s'il demeure correct pour l'ensemble de l'expérience. À cette fin, nous regardons l'évolution du signal de chaque piste en fonction du temps. Il se révèle alors que la réponse de SPIDER évolue fortement au cours de l'expérience et que les anneaux ont un comportement différent en fonction de l'angle auquel ils correspondent. Cette différence de comportement est illustrée figure 3.14 où nous avons representé l'énergie collectée dans différents anneaux du détecteur $E_{rés.}$ en fonction du numéro de l'événement enregistré, c'est-à-dire en fonction du temps convolué aux fluctuations en intensité du faisceau. Les anneaux les plus externes demeurent relativement stables pendant toute la durée de l'expérience (cf. Fig. 3.14a) tandis que les plus internes ne le sont jamais (cf. Fig. 3.14c). Quant aux anneaux intermédiaires, ils restent stables jusqu'au milieu de l'expérience avant d'adopter un comportement erratique (cf. Fig. 3.14b).



(a) *un anneau externe* (b) *un anneau intermédiaire* (c) *un anneau interne*

FIG. 3.14: *Réponse en énergie pour différents anneaux du détecteur $E_{rés.}$ en fonction du numéro d'événement (relié au temps)*

3.2.2 Origine de l'évolution du signal

L'effondrement du signal dans SPIDER provient de l'augmentation du courant de fuite. En effet, la tension appliquée aux bornes du détecteur $U_{\text{détecteur}}$ s'écrit :

$$U_{\text{détecteur}} = U_{HT} - R_{PA} \times I_{\text{détecteur}} \tag{3.2}$$

où $I_{\text{détecteur}}$ est le courant induit en son sein par les particules le traversant, U_{HT} la tension délivrée par l'alimentation haute tension et R_{PA} la résistance d'alimentation du préamplificateur (cf. Fig. 3.15). Cette résistance demeurant constante, si le courant dans SPIDER augmente, la tension appliquée à ses bornes chute. Le télescope n'est alors plus correctement déplété et la collecte des charges produites par l'ionisation des particules incidentes n'est pas complète : le signal de sortie envoyé au reste de la chaîne électronique a une amplitude moindre. Le courant a atteint, durant l'expérience, jusqu'à 10 μA par carte d'alimentation (pour quatre pistes), valeur à mettre en rapport avec les résistances d'alimentation (1 MΩ et 10 MΩ) et les hautes tensions appliquées (-65 V pour le détecteur $E_{rés.}$ et -7 V pour le détecteur ΔE).

Cette augmentation du courant est due au haut taux de comptage qui a atteint jusqu'à 40.000 coups par seconde dans le détecteur ΔE. De plus, le courant augmente la température du détecteur, ce qui accroît les courants de fuite et le bruit (cf . [Leo 93]). Ceci est illustré par les discontinuités observées figure 3.14 qui correspondent à des arrêts du faisceau suite à des coupures des hautes tensions de SPIDER qui lui permettent de refroidir. Ces coupures sont dues à un courant supérieur à un seuil de sécurité sur les alimentations (seuil que nous n'avons cessé de relever tout au long de l'expérience), à une défaillance sur la mesure du vide dans la chambre à réaction qui coupent les hautes tensions par sécurité ou à un arrêt du faisceau pour une défaillance passagère de la machine,

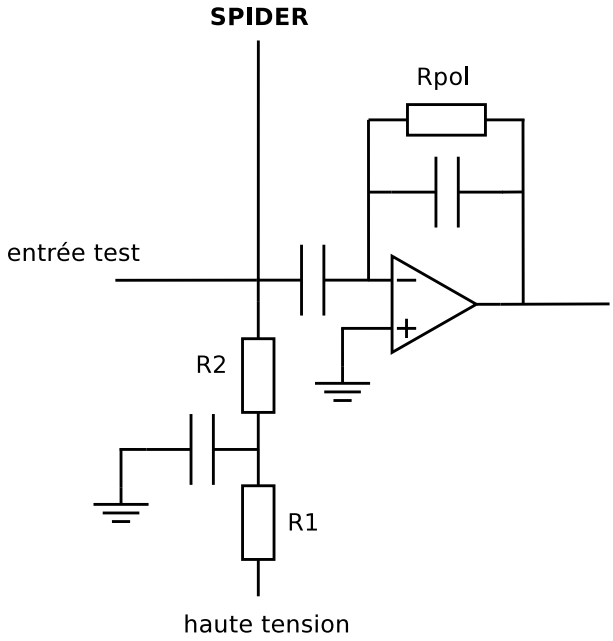
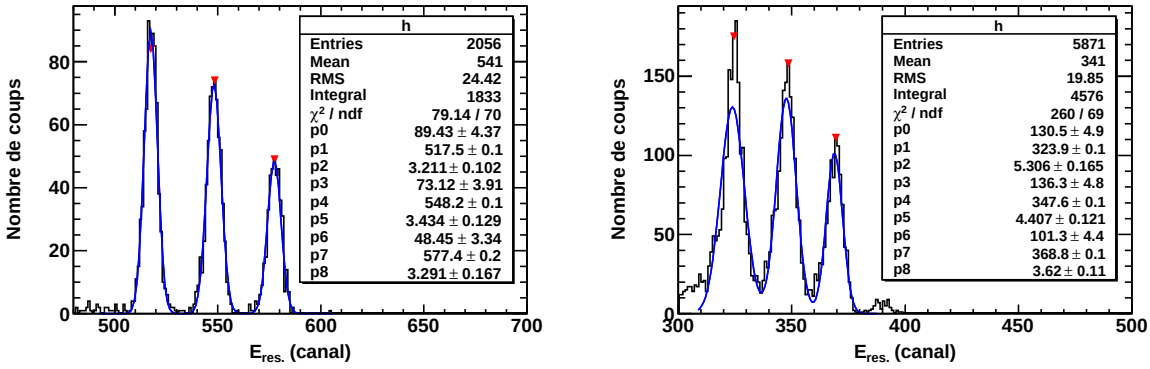


FIG. 3.15: *Schéma simplifié d'un préamplificateur. Les résistances qui ont une incidence sur la haute tension appliquée aux bornes du détecteur sont R_2 (10 MΩ) et, dans une moindre mesure R_1 (1 MΩ).*

un accès à la salle d'expérience ou le changement de la valeur de la rigidité nominale du dipôle du spectromètre VAMOS.

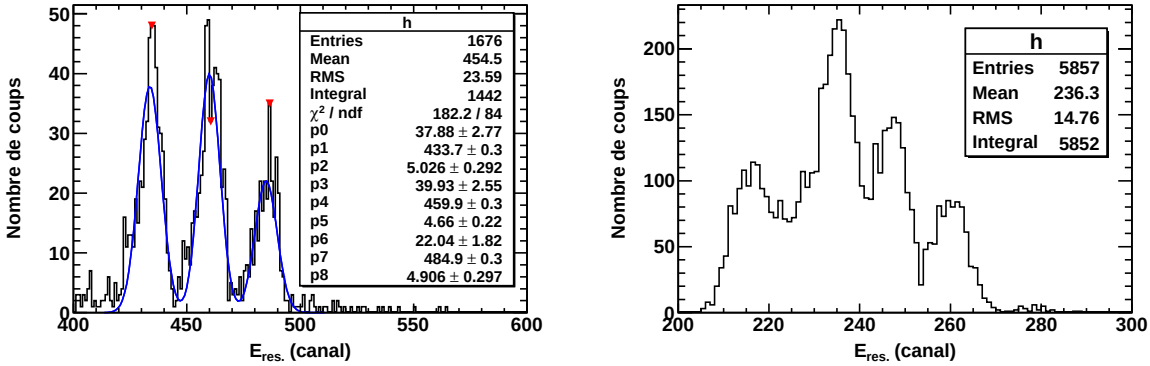
L'augmentation des courants de fuite aggrave la baisse de la haute tension effective aux bornes du détecteur et détériore la résolution en augmentant le bruit de grenaille (*shot noise*). Enfin, la dégradation de la structure cristalline du silicium par l'impact des particules incidentes peut engendrer la variation de la résistivité du silicium et modifier le nombre de porteurs de charge du semi-conducteur. Les conséquences sont un accroissement des courants de fuite et une augmentation du bruit.

Toutefois, étant donné que la résolution en énergie avec la source 3α avant et après l'expérience ne s'est dégradée que modérément pour la majeure partie du télescope, comme cela est illustré pour un anneau intermédiaire du détecteur $E_{rés.}$ en figure 3.16, nous en concluons que l'usure de SPIDER n'est pas la cause principale de l'évolution de sa réponse au cours du temps. Il faut nuancer ce propos pour les anneaux les plus internes qui sont susceptibles d'intercepter des fragments de fission (cf. Sect. 3.5), ces derniers engendrant des dommages plus importants. Certains de ces anneaux sont inutilisables, comme cela est illustré pour un anneau interne du détecteur $E_{rés.}$ en figure 3.17. Cependant, ces derniers n'ayant pas de vis-à-vis dans le détecteur ΔE, leur perte est sans conséquence.



(a) *Avant faisceau* (b) *Après faisceau*

FIG. 3.16: *Différence de résolution en énergie avec la source 3α pour l'anneau 56 du détecteur $E_{rés.}$ avant (a) et après faisceau (b). La résolution est respectivement de 1,46%, 1,47% et 1,34% pour chacun des pics avant, et de 3,85%, 2,98% et 2,31% après. Le quatrième pic qui apparaît au canal 390 « après faisceau » correspond à la décroissance α d'une source de ^{252}Cf introduite entre-temps dans la chambre à réaction (6,12 MeV, 84%). Les résultats des ajustements sont indiqués en encart. N.B. : les gains ont été modifiés au tout début de l'expérience.*



(a) *Avant faisceau* (b) *Après faisceau*

FIG. 3.17: *Différence de résolution en énergie avec la source 3α pour l'anneau 0 du détecteur $E_{rés.}$ avant (a) et après faisceau (b). La résolution « avant faisceau » est respectivement de 2,72%, 2,36% et 2,38% pour chacun des pics. Nous remarquons qu'« après faisceau », il n'est plus possible pour cet anneau de déterminer correctement les pics de la source 3α. Les résultats des ajustements sont indiqués en encart. N.B. : les gains ont été modifiés au tout début de l'expérience*

3.2.3 Procédure de suivi du signal

Principe La solution que nous utilisons pour corriger les chutes observées consiste en une remise à l'échelle des spectres en énergie. Elle est adaptée d'une méthode de correction

de dérive des instruments (cf. [Sarazin 99]). Pour cela, nous utilisons des événements pour lesquels nous connaissons l'énergie qu'ils devraient avoir : les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement. Nous calculons ensuite le centre de gravité de leur distribution en énergie E_{cgi} moyenné sur les N événements précédents et nous corrigeons tous les événements par le rapport $E_{\text{théo.}}/E_{\text{cgi}}$ où $E_{\text{théo.}}$ est l'énergie théorique attendue pour la diffusion élastique. La valeur de E_{cgi} est réactualisée pour chaque événement i sélectionné comme étant une diffusion élastique de ^{12}C d'énergie E^i :

$$E^i_{\text{cgi}} = poids \times E^i + (1 - poids) \times \left\langle E^{i-1}_{\text{cgi}} \right\rangle \tag{3.3}$$

avec

$$\left\langle E^{i-1}_{\text{cgi}} \right\rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=i-N}^{i-1} E^j_{\text{cgi}} \tag{3.4}$$

et $poids = 0,05$ dans notre cas. Cette procédure est appliquée à chaque cellule des détecteurs ΔE et $\text{E}_{\text{rés.}}$ côté anneau. La même procédure est appliquée aux cellules côté secteur pour le détecteur $\text{E}_{\text{rés.}}$.

Mise en œuvre La première étape consiste à déterminer qu'elle est l'énergie des noyaux de ^{12}C élastiques au début du fichier de données à analyser. À cet effet, nous sélectionnons les événements ayant une énergie après étalonnage supérieure à 66% de l'énergie théorique attendue et inférieure à deux fois cette dernière et conditionnés par le déclencheur « SPIDER libre ». Nous calculons ensuite le centroïde sur les dix premiers événements respectant ces contraintes afin de limiter la probabilité de prendre un point de départ aberrant.

Il faut ensuite choisir une référence pour commencer le suivi, c'est-à-dire déterminer pour chaque cellule s'il n'y a aucun problème, s'il y a effondrement ou récupération du signal par rapport au fichier précédent et s'il y a continuité ou non. Cette référence permet d'initialiser correctement E_{cgi} au début de chaque fichier de données.

Si le point de départ est égal à l'énergie théorique attendue à 10% près, cela signifie que l'étalonnage est encore correct et nous prenons cette dernière comme référence. Si en revanche, le point de départ est égal à l'énergie à suivre mémorisée pour le fichier de données précédent, cette dernière est prise comme référence. Si aucune de ces correspondances n'est vérifiée, la valeur du point de départ sert alors de référence.

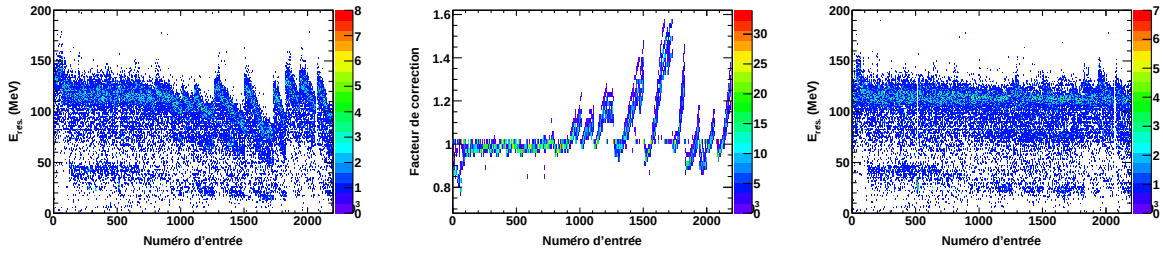
Afin de limiter les fluctuations statistiques, la valeur du centre de gravité instantané E_{cgi} utilisée pour actualiser le facteur de mise à l'échelle $E_{\text{théo.}}/E_{\text{cgi}}$ est la moyenne sur les cinq derniers centres de gravité calculés. À la fin du fichier de données traité, la dernière valeur de E_{cgi} est mise en mémoire pour servir de référence au fichier suivant en cas de

continuité dans la chute du signal.

Les valeurs des paramètres de la procédure de suivie que sont le poids du nouveau centre de gravité pour l'évolution de l'énergie suivie (5%), la fraction d'énergie théorique pour déterminer le point de départ du fichier de données (66%), la taille des fenêtres de sélection en énergie (± 10%) et le nombre d'événements utilisés pour déterminer ce point de départ (10) ou lisser les fluctuations du facteur de mise à l'échelle (5) ont été choisies afin de maximiser le nombre d'anneaux corrigés, de ne pas perdre trop de statistique au début de chaque fichier et surtout, de pouvoir suivre les chutes de plus en plus brutales du signal.

3.2.4 Résultats

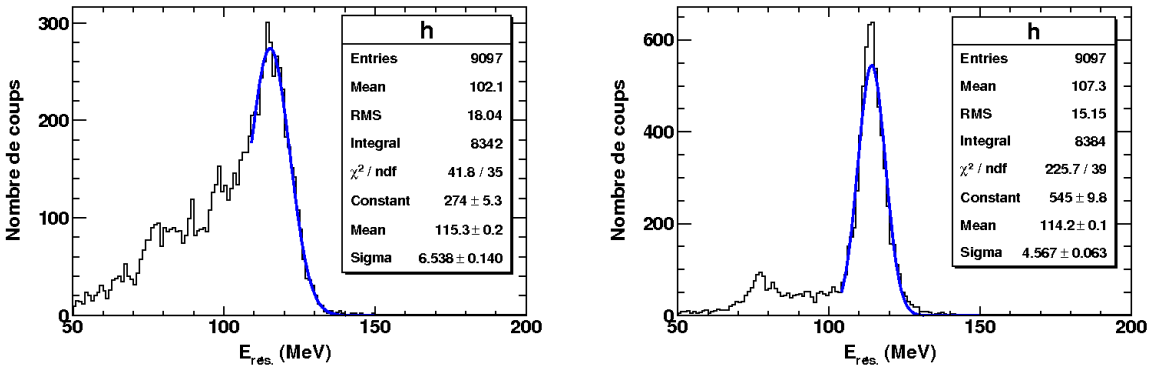
Le suivi de l'énergie et son redressement permettent de limiter l'impact de la déplétion incomplète de SPIDER. Les résultats obtenus sont illustrés figure 3.18 pour un anneau du détecteur $E_{rés.}$. Si la procédure de suivi fonctionne pour la majorité des anneaux, elle ne corrige toutefois pas les pistes les plus internes pour lesquelles l'évolution de la réponse est trop brutale (par rapport au taux de comptage) pour garantir que les événements sélectionnés pour le calcul du facteur de correction soient bien de la diffusion élastique.



(a) *Énergie d'un anneau avant correction* (b) *Facteur de correction* (c) *Énergie d'un anneau après correction*

FIG. 3.18: *Effet de la correction rendue possible par la procédure de suivi*

En outre, si cette correction permet de cumuler les différents fichiers de prise de données en limitant la dégradation de la résolution (cf. Fig. 3.19), elle ne corrige pas de la mauvaise résolution intrinsèque de SPIDER en présence du faisceau, due aux courants de fuite et à l'augmentation de la température.



(a) *Avant correction* (b) *Après correction*

FIG. 3.19: *Résolution en énergie résiduelle pour la cellule (anneau 38, secteur 9) du détecteur $E_{rés.}$ pour la diffusion élastique du ^{12}C sur l'ensemble de l'expérience. La résolution avant correction est 13,33%, tandis qu'elle n'est plus que de 9,40% après. Les résultats des ajustements sont indiqués en encart.*

3.3 Traitements des événements multiples

Pour reconstruire correctement l'ensemble des événements au sein d'un même détecteur et au sein du télescope dans son ensemble, nous devons prendre en compte ceux dont la multiplicité[28] brute est strictement supérieure à un dans au moins l'une des faces de SPIDER. L'intérêt est multiple. Nous sommes alors en mesure de traiter les cas où la multiplicité physique est supérieure à un. Nous pouvons aussi récupérer de la statistique pour les cas où, à cause du bruit, une piste d'une face a été déclenchée sans qu'elle n'ait vu de particule. Enfin, nous pouvons récupérer les événements où, du fait de la géométrie du détecteur, le signal engendré par le passage d'une particule s'est partagé sur plusieurs pistes.

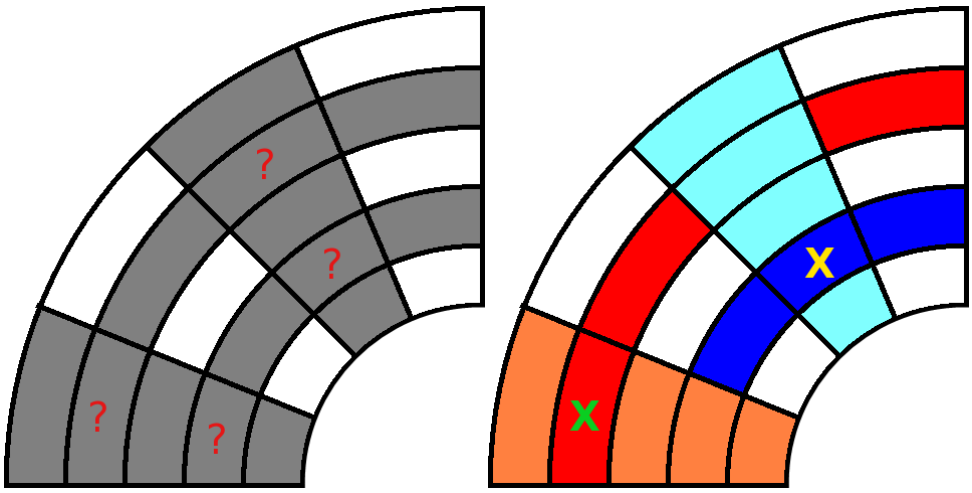
3.3.1 Correspondances géométriques

Pour un même événement, plusieurs pistes de chaque face d'un même détecteur peuvent avoir enregistré quelque chose. Il est nécessaire de distinguer si cela correspond à l'impact de plusieurs particules qui ont été détectées ou à des déclenchements parasites. En outre, nous ne voulons conserver que les impacts qui ont été simultanément détectés dans les deux faces du détecteur afin de fiabiliser au maximum la reconstruction de l'événement, c'est-à-dire que la multiplicité dans les anneaux et les secteurs doit être identique après analyse.

[28] nombre d'impact dans une même fenêtre d'acquisition

Pour effectuer cette sélection, nous raisonnons par quartier : si les impacts sont détectés dans des anneaux et des secteurs qui ne sont pas dans le même quartier, ils ne peuvent correspondre à une particule physique et sont par conséquent rejetés. Si de plus, pour un même événement, plusieurs impacts (anneau-secteur) sont détectés dans des quartiers distincts, l'association anneau-secteur est sans ambiguïté.

S'il y a plus d'un impact dans un même quartier, la géométrie ne suffit plus pour reconstruire correctement l'événement. En effet, plusieurs associations sont possibles, comme cela est illustré figure 3.20a. Il est alors nécessaire d'utiliser la mesure de l'énergie déposée dans les anneaux et les secteurs du quartier (cf 3.20b).



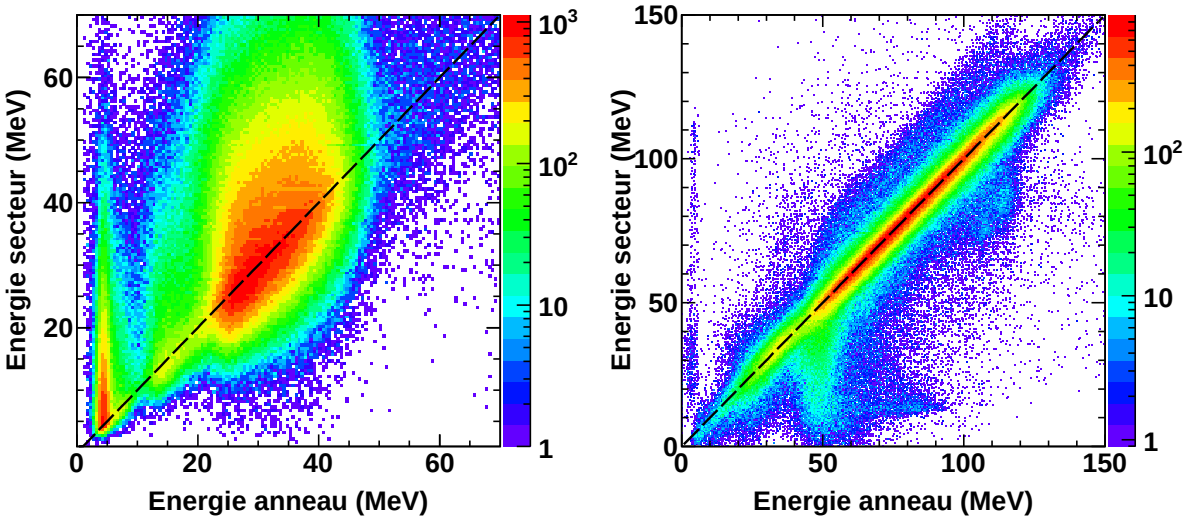
(a) *Correspondance géométrique* (b) *Cohérence en énergie*

FIG. 3.20: *Illustration de la reconstruction d'un événement avec deux impacts dans le même quartier utilisant la segmentation (a) et l'énergie déposée (b). Sur la figure (b), les nuances de bleu et de rouge représentent l'énergie déposée.*

3.3.2 Cohérence en énergie

Lorsqu'une particule dépose de l'énergie dans le cristal de silicium dopé qui constitue un détecteur, la seule chose qui différencie le signal collecté dans l'anneau et le secteur déclenchés est la surface sur laquelle sont collectés les porteurs de charge libres issus de l'ionisation du silicium par la particule incidente. Ainsi, pour une particule dont le point d'impact est localisé dans une seule cellule, le signal engendré par l'anneau et le secteur en coïncidence doivent être identiques après étalonnage. L'énergie des secteurs en fonction de celles des anneaux est représentée figure 3.21 pour les détecteurs ΔE et $E_{rés.}$. Si les énergies dans les anneaux et secteurs du détecteur $E_{rés.}$ sont cohérentes (cf. Fig. 3.21b),

ce n'est plus le cas pour le détecteur ΔE (cf. Fig. 3.21a) et cela confirme l'impossibilité d'utiliser les secteurs de ce détecteur en énergie.



(a) ΔE (b) $E_{rés.}$

FIG. 3.21: *Cohérence en énergie entre les faces d'un même détecteur. La ligne pointillée est la courbe d'équation $y = x$*

Cette différence de comportement pour cette face de SPIDER a pour origine l'interaction du faisceau hautement chargé ($^{238}U^{31+}$) et de grande intensité (10^9 pps) avec la cible. Cette interaction produit un flux important de radiations électromagnétiques, aussi bien des rayons X que des électrons δ[29]. Nous pouvons estimer l'énergie maximale des électrons δ ainsi produits avec la formule suivante (cf. [Kantele 95]) :

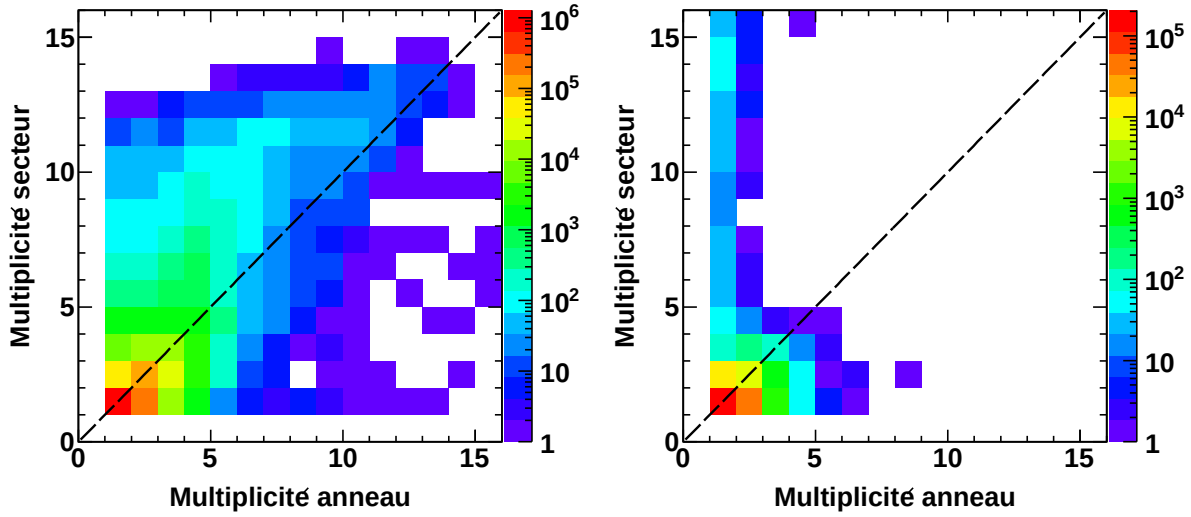
$$E_{max} = 4\left(\frac{m_e}{m_{proj.}} B_K E_{proj.}\right)^{1/2} + 4\,\frac{m_e}{m_{proj.}} E_{proj.} \tag{3.5}$$

où $m_{proj.}$ et $E_{proj.}$ sont respectivement la masse et l'énergie des ions incidents, m_e la masse de l'électron et B_K l'énergie de liaison d'un électron de la couche K de la cible ($B_K = 288,3$ keV pour le Carbone, cf. [Cardona 78]). Ainsi, les électrons δ produits durant notre expérience ont une énergie maximale d'environ 18 keV.

Cette énergie permet d'expliquer la perte de cohérence entre les deux faces du détecteur ΔE. En effet, toute particule chargée qui pénètre la zone de déplétion engendre des porteurs de charges qui sont collectés sur les deux faces du détecteur (d'un côté les

[29] électrons produits par les chocs entre électrons et ions incidents au niveau de la cible et ayant suffisamment d'énergie pour ioniser à leur tour des atomes

électrons, de l'autre les trous). Or, la multiplicité brute des événements pour les secteurs est souvent plus grande que celle pour les anneaux, qui sont pourtant, à surface égale de détection, quatre fois plus nombreux (cf. Fig. 3.22). Enfin, l'énergie des électrons δ est trop faible pour pouvoir déclencher la lecture de la piste par la chaîne électronique (à cause des seuils des discriminateurs et du fait que les pistes ont des déclenchements individuels). Nous en concluons que ces électrons n'atteignent pas la zone de déplétion et qu'ils s'arrêtent dans la couche d'or déposée sur les secteurs du détecteur ΔE (première face de SPIDER, vue du faisceau). En effet, le parcours d'un électron de 18 keV dans l'or est de l'ordre de 3000 Å (cf. [Kantele 95]), soit l'épaisseur du dépôt d'or sur les secteurs (sans prendre en compte l'angle qui augmente l'épaisseur effective). Par conséquent, les électrons ne sont pas vus par le détecteur comme des particules induisant la mise en mouvement d'électrons et de trous, mais comme des électrons induits par le passage d'une particule. Les anneaux étant alimentés avec une tension négative, les électrons induits par le passage d'une particule sont collectés par les secteurs. Les électrons δ viennent se mêler à ces électrons, d'où des énergies apparentes et une multiplicité sans signification physique.



(a) ΔE (b) $E_{rés.}$

FIG. 3.22: *Multiplicité brute des événements dans les secteurs en fonction de celle pour les anneaux. La ligne pointillée est la courbe d'équation $y = x$. Nous remarquons que pour le détecteur ΔE, la multiplicité dans les secteurs est plus élevée que celle dans les anneaux dans un nombre non négligeable d'événements et ce, malgré le nombre plus important d'anneaux. En outre, nous n'observons pas ce phénomène dans le cas du détecteur $E_{rés.}$.*

Afin de limiter les effets nocifs des électrons δ pour notre expérience, des aimants ont

été disposés au-dessus et au-dessous de la chambre à réaction de façon à créer un champ magnétique de l'ordre de 25 gauss au centre du télescope. Cependant, n'ayant pas anticipé les effets de ces électrons, le champ magnétique ainsi appliqué se révèle être insuffisant pour les dévier assez pour qu'ils ne puissent plus atteindre SPIDER. Toutefois, nous avions remarqué que la réponse du télescope était meilleure, à taux de réactions constant, avec une cible de 100 μm.cm^{-2} d'épaisseur qu'avec une cible plus fine. Il est probable que la cible arrête elle-même une partie des électrons δ produits en son sein, d'autant plus qu'elle est épaisse.

3.3.3 Conséquences pour les détecteurs ΔE et $E_{rés.}$

Pour le détecteur $E_{rés.}$, qui ne souffre pas des électrons δ, lorsque plusieurs associations d'anneaux et de secteurs sont possibles dans un même quartier, nous choisissons la combinaison anneau-secteur pour laquelle la différence en énergie déposée après étalonnage dans les deux faces est minimale (Fig. 3.20b) et nous ne validons que les impacts dont cette différence est inférieure à 15% de l'énergie déposée côté secteur.

Concernant le détecteur ΔE, du fait de l'absence d'un étalonnage fiable de ses secteurs due aux électrons δ, nous ne sommes pas en mesure de faire pareil. Par conséquent, nous ne traitons les événements de ce détecteur qu'après avoir analysé ceux du détecteur $E_{rés.}$ et en nous servant du résultat de cette analyse, comme cela est détaillé dans la section suivante.

3.3.4 Effet de l'ouverture angulaire et de l'épaisseur sur la multiplicité

Lorsque que θ croît, l'ouverture angulaire d'un anneau diminue tandis que l'épaisseur effective à traverser augmente. Cela rend possible des événements pour lesquels les charges induites au passage d'une particule sont collectées par plusieurs anneaux. Ce phénomène est illustré figure 3.23 et se produit uniquement pour le détecteur $E_{rés.}$ car l'épaisseur de ce détecteur (1,007 mm) est comparable à la largeur des anneaux (environ 1,4 mm). En effet, le détecteur ΔE est beaucoup trop fin (65 μm) pour engendrer la répartition des porteurs de charges induits sur plusieurs pistes.

Par conséquent, pour les cas de partage d'énergie sur plusieurs pistes adjacentes, une procédure spécifique doit être mise en place pour les traiter convenablement. Pour cela, nous vérifions pour chaque anneau déclenché si un anneau adjacent a aussi déclenché. Si tel est le cas, nous contrôlons qui des énergies des deux pistes ou de leur somme minimise la différence en énergie avec le secteur concerné. Cette méthode permet aussi de traiter les

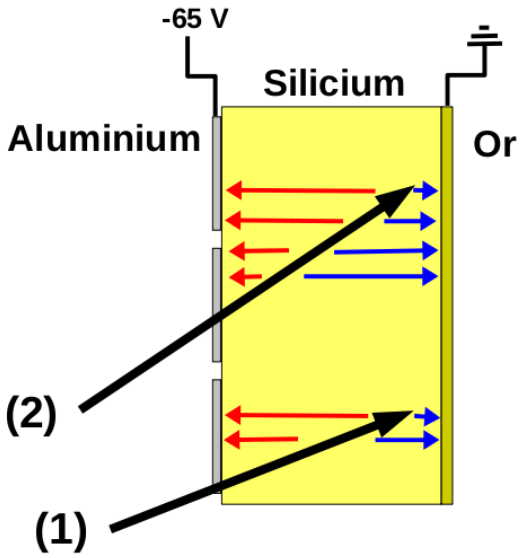


FIG. 3.23: *Vue transversale d'une partie du détecteur $E_{rés.}$ (trois anneaux et un secteur). Les flèches noires représentent la trajectoire d'une particule incidente ayant un angle θ faible (1) et un angle plus marqué (2). Les flèches rouges (gauche), respectivement bleues (droite), symbolisent le mouvement des porteurs de charges positifs, respectivement négatifs, induits par le passage des particules.*

particules ayant touché les zones mortes et ayant partagé leur énergie à part égale sur deux pistes. Enfin, quoique moins probable à cause des surfaces mises en jeu, nous traitons aussi de cette manière les cas où deux secteurs adjacents ont déclenché en coïncidence avec un ou deux anneaux. En résumé, il y a quatre origines possibles pour une multiplicité égale à 2 dans un même quartier :

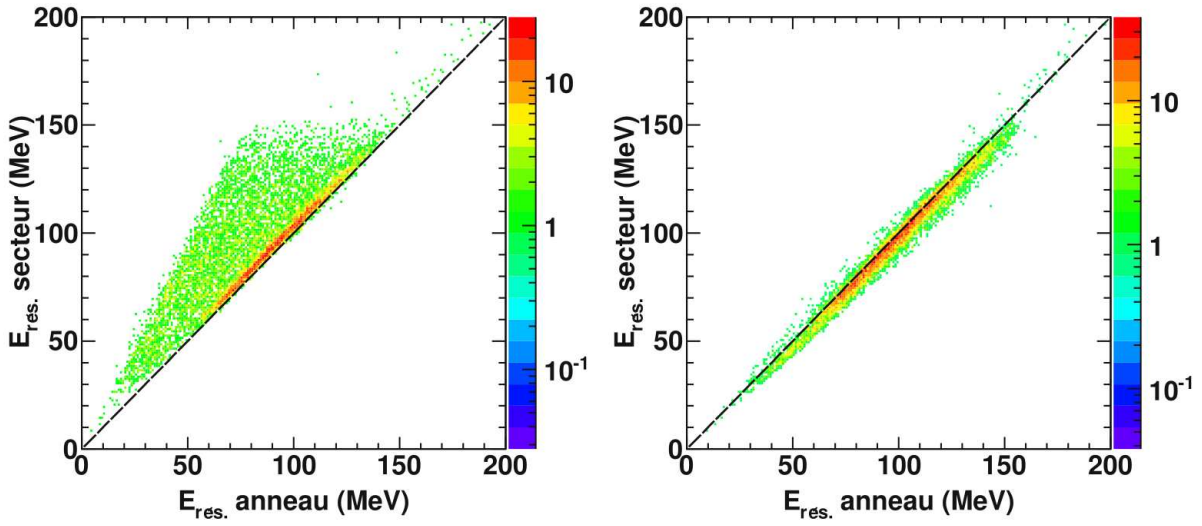
- deux particules physiques distinctes ;
- une seule particule qui vient frapper une zone morte et qui partage son signal sur deux pistes adjacentes ;
- une seule particule qui partage son énergie sur deux pistes adjacentes à cause de l'angle ;
- une seule particule qui induit un bruit sur la piste adjacente à celle qu'elle a déclenchée.

Pour estimer le nombre d'événements concernés par ce phénomène (déclenchement de deux pistes adjacentes), nous avons établi des statistiques sur le fichier de données de référence utilisé pour l'étalonnage[30]. Pour 189 087 événements dans le détecteur $E_{rés.}$ après analyse de ce détecteur, la procédure décrite ci-dessus est appelée 49 146 fois, soit

[30]Nous notons que ces proportions peuvent différer d'un jeu de données à l'autre.

dans 26% des cas. De cette procédure, il en résulte que pour 12 348 événements (6,5%), l'énergie est partagée sur deux anneaux adjacents, dont 2 197 fois (1,2 %) à parts égales (c'est-à-dire entre 40% et 60% de l'énergie de la somme dans chaque anneau). Il apparaît que la recherche de la meilleure cohérence en énergie entre les deux faces en comparant l'énergie dans les secteurs à la somme des énergies dans les deux anneaux et à ces dernières prises séparément est indispensable : dans la majorité des cas (36 798, soit près de 75% des appels à la procédure), l'anneau ayant la plus petite des énergies est un déclenchement parasite.

La figure 3.24 montre l'énergie collectée dans les secteurs en fonction de celle collectée dans les anneaux du détecteur $E_{rés.}$ pour les événements ayant réellement partagé leur énergie sur deux anneaux. Si la somme des énergies collectées dans les anneaux n'est pas faite pour ces événements, il manque systématiquement de l'énergie dans cette face (cf. Fig. 3.24a) : il y a plus d'énergie collectée côté secteur que côté anneau. Dans le cas contraire, la cohérence est respectée et nous récupérons des événements corrects en énergie à plus haute énergie résiduelle (autour de 150 MeV, cf. Fig. 3.24b).



(a) *Sans correction* (b) *Avec correction*

FIG. 3.24: *Énergie déposée dans les secteurs du détecteur $E_{rés.}$ en fonction de celle déposée dans les anneaux pour les événements dont l'énergie a été collectée sur deux anneaux adjacents sans prise en compte de cette spécificité (a) et avec prise en compte (b). La ligne pointilée est la courbe d'équation $y = x$.*

Notons enfin que cette procédure est limitée par le mode de lecture des modules ADC : si le signal collecté par l'une des pistes est inférieur au seuil du discriminateur correspon-

dant, ce signal est perdu. Pour s'affranchir de cette limitation, il faudrait une lecture systématique de tous les anneaux d'un même quartier chaque fois que l'un d'entre eux a déclenché. Par ailleurs, cette procédure n'est pas capable de traiter les événements où deux particules distinctes sont responsables du déclenchement de deux pistes adjacentes : elles sont considérées soit comme une seule et même particule ayant touché une zone morte ou comme un effet dû à l'angle, en fonction du rapport de leur énergie.

3.4 Corrélations ΔE-E$_{rés.}$

Une fois le détecteur E$_{rés.}$ traité, nous pouvons nous en servir afin de traiter le détecteur ΔE et reconstruire ainsi complètement les événements au sein du télescope SPIDER.

3.4.1 Gestion de la multiplicité totale

Pour qu'un événement soit considéré comme correct, il lui faut une multiplicité identique après analyse dans les trois faces du télescope que nous avons étalonnées. Nous avons vu précédemment comment reconstruire les événements pour le détecteur E$_{rés.}$. Pour valider les événements correspondants dans les anneaux du détecteur ΔE et sélectionner éventuellement les impacts multiples, nous utilisons des critères géométriques : les angles θ et φ d'un même impact dans les deux détecteurs doivent être les mêmes. Concernant l'angle φ, il suffit que les secteurs associés à l'impact considéré dans les deux détecteurs portent le même numéro. Pour l'angle θ, il faut que la différence en numéro d'anneau soit compatible avec un point d'émission proche du point-cible. Sur la figure 3.25, nous voyons que cette différence en numéro d'anneau passe de 2 à 5 lorsque l'angle θ augmente. Nous utilisons par conséquent cet intervalle pour sélectionner les impacts des événements des anneaux du détecteur ΔE.

3.4.2 Effet d'angle et énergie totale

Position du problème À présent que toutes les faces de SPIDER sont étalonnées, corrigées de la chute due à l'augmentation du courant et avec une multiplicité unique par événement pour l'ensemble du télescope, nous pouvons déterminer l'énergie totale associée. Cependant, si nous nous contentons de sommer simplement pour un même impact sa perte d'énergie dans le détecteur ΔE et son énergie résiduelle dans le détecteur E$_{rés.}$, nous commettons une erreur. En effet, nous étalonnons ces détecteurs avec les pertes d'énergie et les énergies résiduelles correspondantes aux énergies totales et à l'épaisseur de silicium traversée pour un noyau de ^{12}C diffusé élastiquement. Or, comme nous pouvons le voir

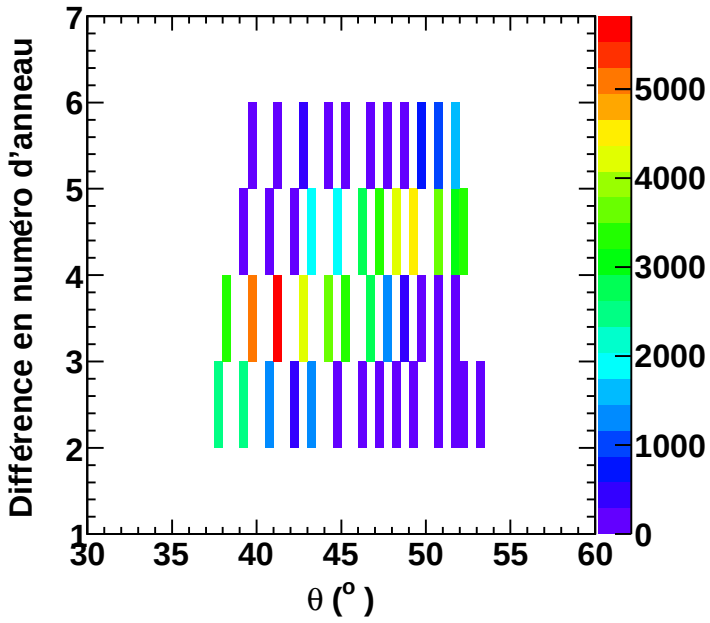


FIG. 3.25: *Différence en numéro d'anneau des détecteurs ΔE et $E_{rés.}$ en fonction de l'angle θ des particules détectées*

dans les tableaux 3.2 et 3.3, les angles utilisés sont différents pour les deux détecteurs. Par conséquent, nous associons des pertes d'énergies, des énergies résiduelles, des angles, des épaisseurs traversées et des énergies totales qui ne sont pas cohérents. Ce problème est illustré figure 3.26.

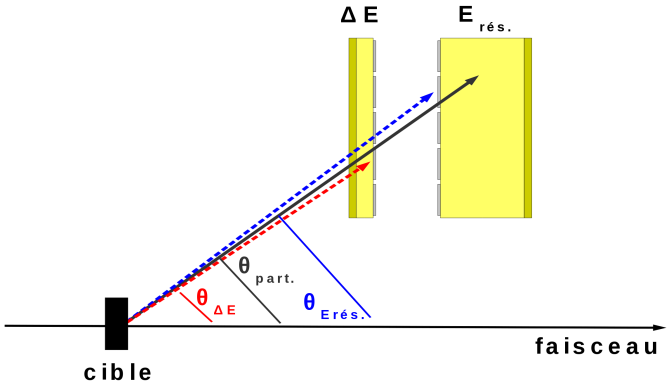


FIG. 3.26: *Représentation schématique des angles utilisés pour l'étalonnage des deux parties du télescope et d'un des angles réels possibles pour une particule détectée*

Exemple numérique Soit un noyau de Carbone diffusé élastiquement qui est détecté par la couronne 4 du détecteur ΔE dont l'angle médian vaut $\theta_{\Delta E} = 43,86°$. Soit :

$$\begin{aligned} E_{tot.}(\theta_{\Delta E}) &= 136,92 \text{ MeV} && (3.6)\\ \delta(\theta_{\Delta E}) &= 90,15 \ \mu\text{m} && (3.7)\\ \Delta E(\theta_{\Delta E}) &= 25,95 \text{ MeV} && (3.8)\\ E_{rés.}(\theta_{\Delta E}) &= 110,97 \text{ MeV} && (3.9) \end{aligned}$$

respectivement, l'énergie totale, l'épaisseur effective traversée du détecteur ΔE, la perte d'énergie et l'énergie résiduelle correspondant à cet angle.

Pour le même événement, la couronne 6 du détecteur $E_{rés.}$ qui est impliquée a un angle médian $\theta_{E_{rés.}} = 43,15°$, d'où :

$$\begin{aligned} E_{tot.}(\theta_{E_{rés.}}) &= 140,16 \text{ MeV} && (3.10)\\ \delta(\theta_{E_{rés.}}) &= 89,09 \ \mu\text{m} && (3.11)\\ \Delta E(\theta_{E_{rés.}}) &= 25,09 \text{ MeV} && (3.12)\\ E_{rés.}(\theta_{E_{rés.}}) &= 115,07 \text{ MeV} && (3.13) \end{aligned}$$

Si nous sommons ainsi $\Delta E(\theta_{\Delta E})$ et $E_{rés.}(\theta_{E_{rés.}})$, nous obtenons une énergie totale de 141,02 MeV, ce qui correspond à un angle de diffusion de 43,00°. Or, cet angle ne correspond pas à l'ouverture angulaire de la couronne du détecteur ΔE qui a pourtant déclenché. En outre, la particule se retrouve avec une énergie totale attribuée plus grande que celle qu'elle n'a vraiment. S'il est évident que, n'ayant pas une résolution angulaire infinie, nous ne pouvons avoir une résolution en énergie infinie, il n'en demeure pas moins que de sommer ainsi les énergies collectées dans les parties du télescope introduit une erreur supplémentaire qui va fausser la reconstruction cinématique et le calcul d'énergie d'excitation du système en associant des angles et des énergies qui ne vont pas ensemble.

Cette difficulté supplémentaire provient du fait que chaque détecteur est étalonné indépendamment l'un de l'autre avec la diffusion élastique et que, plusieurs couronnes du détecteurs $E_{rés.}$ peuvent être en coïncidence avec une même couronne du détecteur ΔE.

Correction Cette erreur peut être corrigée assez simplement. En effet, nous avons une double mesure de l'angle de diffusion θ *via* la segmentation en anneau des deux détecteurs. De cette redondance d'information nous pourrions recalculer un angle plus précis pour la

particule $\theta_{\text{part.}}$, tel que :

$$\theta_{\text{part.}} = \frac{\min(\theta_{max}(\Delta\text{E}), \theta_{max}(\text{E}_{\text{rés.}})) + \max(\theta_{min}(\Delta\text{E}), \theta_{min}(\text{E}_{\text{rés.}}))}{2} \tag{3.14}$$

où $\theta_{min}(X)$ et $\theta_{max}(X)$ sont respectivement les angles minimal et maximal d'une couronne du détecteur X. Cependant, pour certaines combinaisons d'anneaux, l'ouverture angulaire est très faible, voire nulle. Or, nous observons ces combinaisons dans les données : elles sont probablement rendues accessibles par un faisceau non-ponctuel, mouvant et centré approximativement.

Ainsi, nous attribuons à chaque événement reconstruit l'angle moyen de l'anneau du détecteur $\text{E}_{\text{rés.}}$ et nous calculons pour celui-ci l'énergie totale attendue pour la diffusion élastique d'un noyau de ^{12}C. Nous calculons ensuite la perte d'énergie (en utilisant la formule présentée au chapitre précédent, section 2.3) pour cette énergie totale et l'épaisseur de silicium correspondante, toujours pour un noyau de ^{12}C. Enfin, nous multiplions la perte d'énergie (après étalonnage et suivi) par le rapport entre cette nouvelle valeur calculée pour la diffusion élastique et celle, issue aussi de la diffusion élastique, utilisée pour étalonner SPIDER ($\Delta\text{E}_{\text{étalon}}$) :

$$\Delta\text{E}_{\text{corrigée}} = \Delta\text{E}_{\text{étalonnée}} \times \frac{\Delta\text{E}_{\text{recalculée}}(\theta_{\text{E}_{\text{rés.}}})}{\Delta\text{E}_{\text{étalon}}(\theta_{\Delta\text{E}})} \tag{3.15}$$

3.5 Problèmes extérieurs à SPIDER

3.5.1 Masque

Un disque d'aluminium d'un millimètre d'épaisseur percé en son centre a été placé sur la face intérieure de la chambre à réaction par laquelle le faisceau entre. Sa fonction était de protéger le télescope SPIDER du halo du faisceau. Toutefois, à cause d'une mauvaise manipulation et du fait que la chambre à réaction tourne avec le spectromètre VAMOS, le masque qui était correctement positionné pour VAMOS à 0° ne l'était plus pour VAMOS à 20°. En conséquence de quoi, la partie extérieure droite de SPIDER vue du faisceau n'a collecté aucun événement. La reconstruction des impacts sur le détecteur SPIDER est présenté figure 3.27 pour mettre en évidence les cellules ainsi masquées.

3.5.2 Mouvements du faisceau

Pendant l'expérience, le faisceau d'^{238}U a subi une instabilité spatiale horizontale de 6 à 7 millimètres sur sa gauche. L'origine de cette oscillation est un défaut d'alimentation

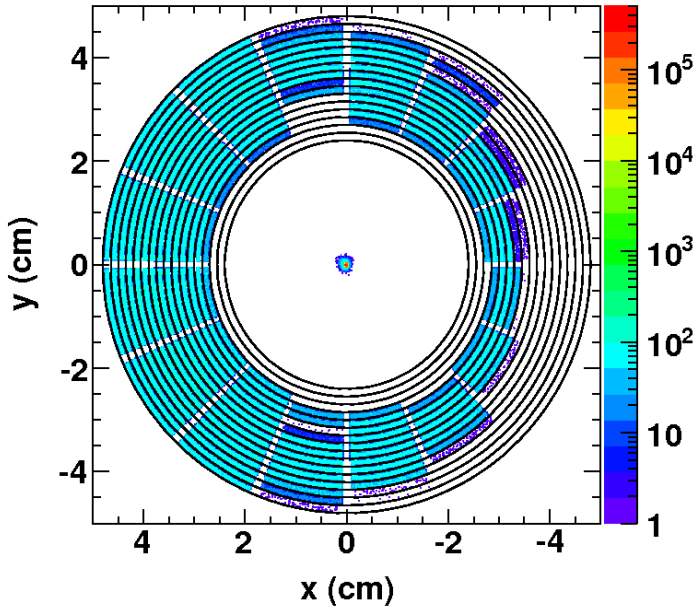


FIG. 3.27: *Reconstruction des points d'impacts sur les pistes de SPIDER. La tâche centrale est la projection sur le plan de SPIDER des points d'interaction reconstruits correspondants.*

d'un électroaimant sur la ligne d'acheminement du faisceau. Ceci a deux conséquences :

1. cela réduit l'angle entre l'axe du faisceau et les anneaux internes gauches de SPIDER (en particulier ceux du détecteur $E_{rés.}$), ce qui a pour effet de permettre aux fragments de fission de les atteindre (cf. Fig. 3.28) ;
2. la résolution est dégradée du fait d'une incertitude sur l'angle des particules détectées par SPIDER : cet élargissement de la distribution angulaire engendre un élargissement de la distribution en énergie et donc des pics de diffusion élastique et de l'espérance de l'ajustement gaussien de ces pics utilisé pour l'étalonnage.

La fréquence de cette oscillation spatiale était de l'ordre du hertz. La figure 3.29 montre l'extension spatiale du mouvement du faisceau au niveau du point-cible.

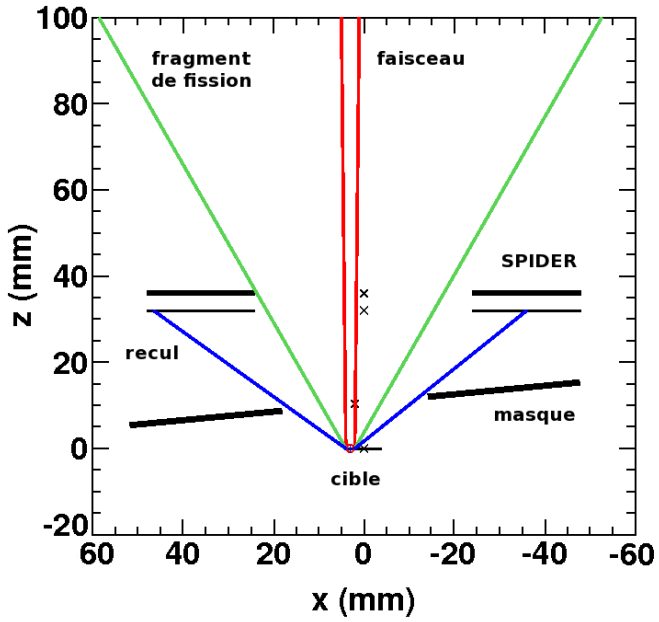


FIG. 3.28: *Conséquence de la présence du masque (noir) et du mouvement du faisceau (rouge) sur l'ouverture angulaire maximale autorisée pour les noyaux de recul (bleu) et les fragments de fission (vert)*

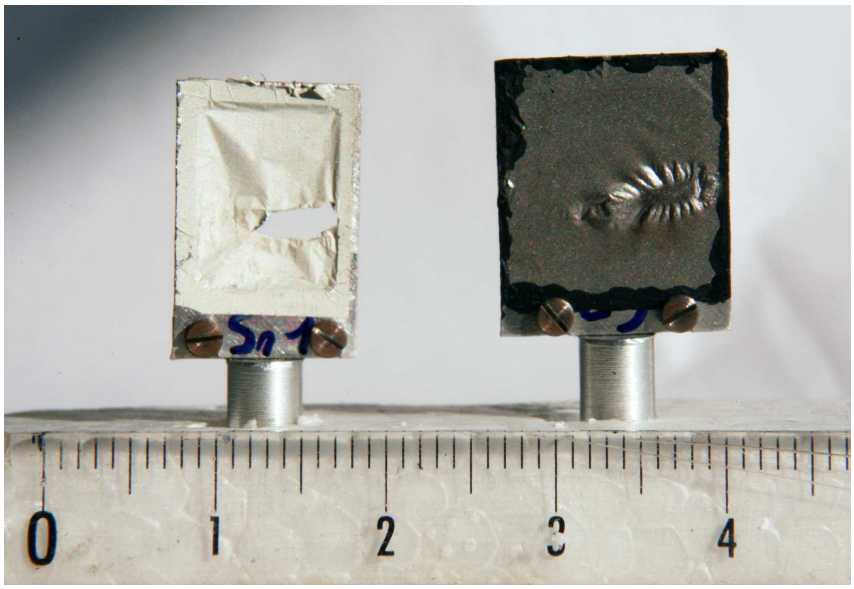


FIG. 3.29: *Cibles utilisées sous faisceau. Nous remarquons les mouvements de ce dernier dans le plan horizontal (x,z) ainsi que leur amplitude.*

Chapitre 4

Résultats et interprétations

Les données collectées lors de l'expérience ayant été analysées, nous sommes alors en mesure d'étudier les actinides formés et leur fission.

La première étape consiste à s'intéresser à la production d'actinides et aux réactions transfert dont ils résultent. Ensuite, il s'agit d'établir les probabilités de fission de ces actinides et de tester la validité de la méthode de substitution avec des transferts lourds comme réactions alternatives à la capture neutronique.

4.1 Identification des voies de transfert

L'identification des voies de transfert, et donc des actinides produits se fait par le biais de l'identification du noyau de recul de la cible avec le télescope SPIDER.

4.1.1 Matrices d'identification

Après étalonnage Les noyaux de recul sont identifiés par la relation entre leur perte d'énergie et leur énergie totale dans le télescope SPIDER (cf. Chap. 2, Sect. 2.3). Ainsi, il suffit de tracer l'énergie collectée dans le détecteur ΔE en fonction de l'énergie totale $E_{tot.}$. Si nous procédons ainsi avec l'ensemble des données juste après étalonnage, nous obtenons les figures 4.1 et 4.2. Sur la première, conditionnée par le déclencheur « SPIDER libre », nous voyons essentiellement la diffusion du ^{12}C constituant la cible dont la section efficace est de loin la plus importante parmi les réactions attendues. Cette voie de réaction masque par ailleurs les autres voies de réactions et il est difficile, en l'état, d'identifier les autres noyaux de recul potentiels.

Si nous regardons la seconde figure avec les mêmes données, mais conditionnées par le déclencheur « SPIDER $\cap$ VAMOS », c'est-à-dire que nous demandons une coïncidence

entre la détection d'un noyau de recul et d'un fragment de fission, cela filtre les événements de diffusion élastique des noyaux de la cible (cf. Fig. 4.2). Nous voyons alors ressortir d'autres éléments du Carbone jusqu'à l'Hélium (en particulier du Béryllium et de l'Hélium), c'est-à-dire que nous observons la formation d'isotopes d'actinides de l'Uranium au Curium. Toutefois, nous ne sommes pas en mesure de distinguer quels isotopes ont été produits. En outre, nous remarquons que la relation entre la perte d'énergie et l'énergie totale ne correspond pas à la fonction attendue. Cela provient de l'effondrement du signal pour les couronnes internes et de l'association d'une perte d'énergie, d'une énergie résiduelle et d'une énergie totale qui est erronnée (cf. Chap. 3, Sect. 3.2 et 3.4).

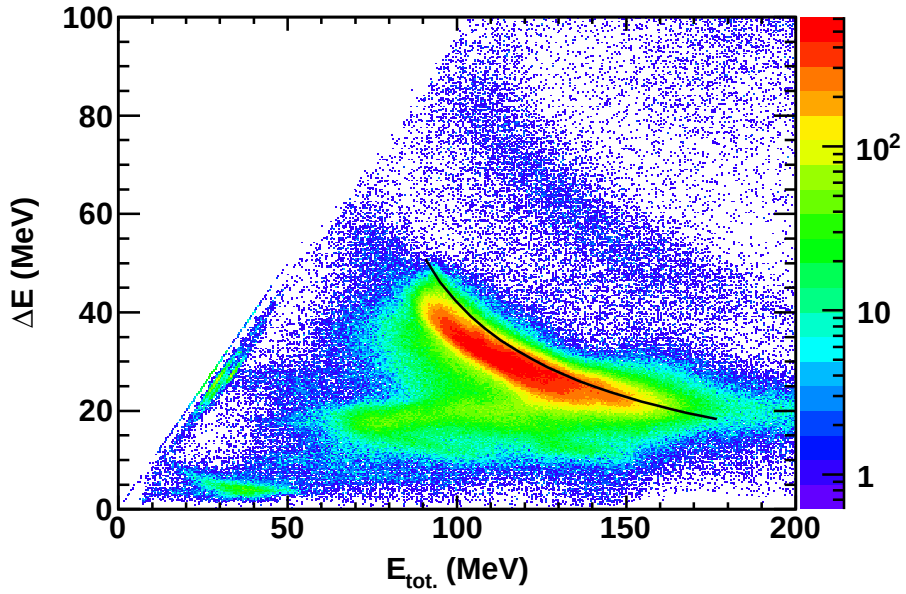


FIG. 4.1: *Matrice d'identification après étalonnage pour le déclencheur « SPIDER libre ». La ligne continue représente la courbe attendue pour les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement.*

Après traitement complet À présent, nous regardons les mêmes matrices d'identification après correction de l'évolution en temps de la réponse du télescope SPIDER et des effets liés à la différence d'angle des anneaux des détecteurs ΔE et $E_{rés.}$, tout en nous limitant à la moitié gauche du télescope et en ôtant les six couronnes les plus internes (du fait de l'absence de corrélation entre les deux détecteurs ou de l'impossibilité de corriger leur évolution au cours de l'expérience). Nous obtenons alors les figures 4.3 et 4.4.

Outre le fait que la résolution en énergie est meilleure (nous pouvons presque distinguer les événements de Bore de ceux du Carbone sur la figure 4.3), notamment grâce au suivi

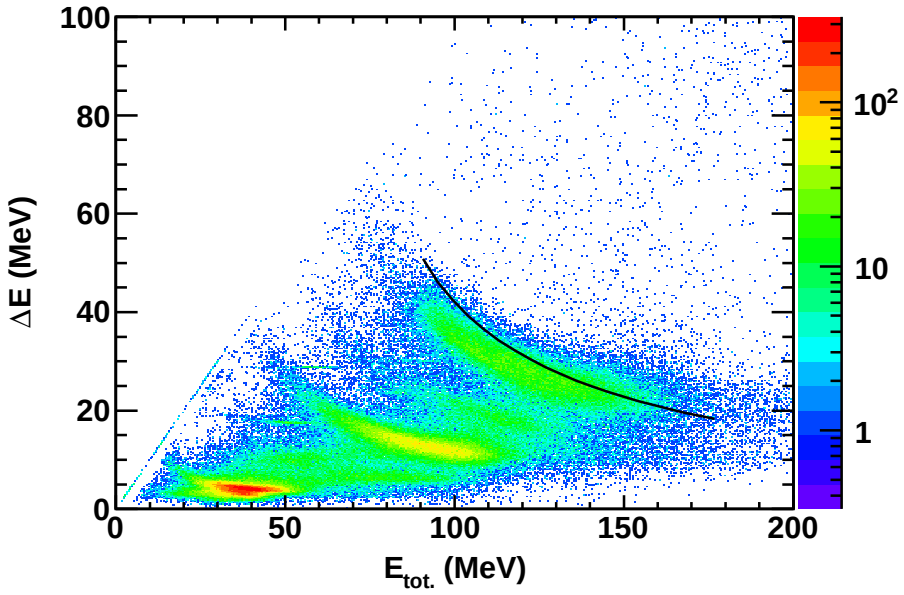


FIG. 4.2: *Matrice d'identification après étalonnage pour le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS ». La ligne continue représente la courbe attendue pour les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement.*

de l'énergie, nous retrouvons une cinématique correcte pour la diffusion élastique. Nous identifions comme noyau de recul six éléments différents :

- du Carbone, repéré par la ligne continue sur la figure 4.3 ;
- du Bore : présent (mais contaminé par le Carbone sur la figure 4.3), il ressort nettement mieux avec le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS » (cf. Fig. 4.4) ;
- du Béryllium ;
- du Lithium ;
- de l'Hélium ;
- de l'Oxygène avec le déclencheur « SPIDER libre », qui ne provient pas d'une réaction de transfert (il disparaît avec le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS » alors que les voies de transfert ressortent par rapport au Carbone avec ce dernier), mais vraisemblablement de la diffusion élastique de noyaux d'Oxygène présents comme contaminant dans la cible. La diffusion élastique de ce dernier est repérée figure 4.3 par la ligne discontinue.

Nous remarquons que les différentes étapes du traitement des données permettent l'amélioration de la matrice d'identification. Néanmoins, il apparaît que nous n'avons toujours pas la résolution nécessaire pour identifier isotopiquement les noyaux de recul et donc les actinides produits.

Nous sommes toutefois parvenus à ouvrir au moins trois voies de transfert : Bore/Neptunium, Béryllium/Plutonium et Lithium/Américium. À ces voies, nous pouvons ajouter le transfert de neutrons pour former des isotopes d'Uranium. Quant aux noyaux d'Hélium, ces derniers peuvent être issus d'une réaction de transfert d'un noyau de Béryllium (formation de Curium), du caractère non lié du ^{8}Be (produit par le transfert d'une particule α pour former du ^{242}Pu et qui décroît lui-même en deux particules α), ou de l'évaporation avant fission du ^{250}Cf produit par fusion complète (dont l'énergie d'excitation moyenne vaut environ 45 MeV). Nous notons qu'il n'y a aucun transfert de l'Uranium vers le Carbone : nous n'observons pas de noyaux d'Azote (formation de Protactinium) et ceux d'Oxygène (qui correspondraient alors à la formation de Thorium) ne sont vraisemblablement pas issus de transferts.

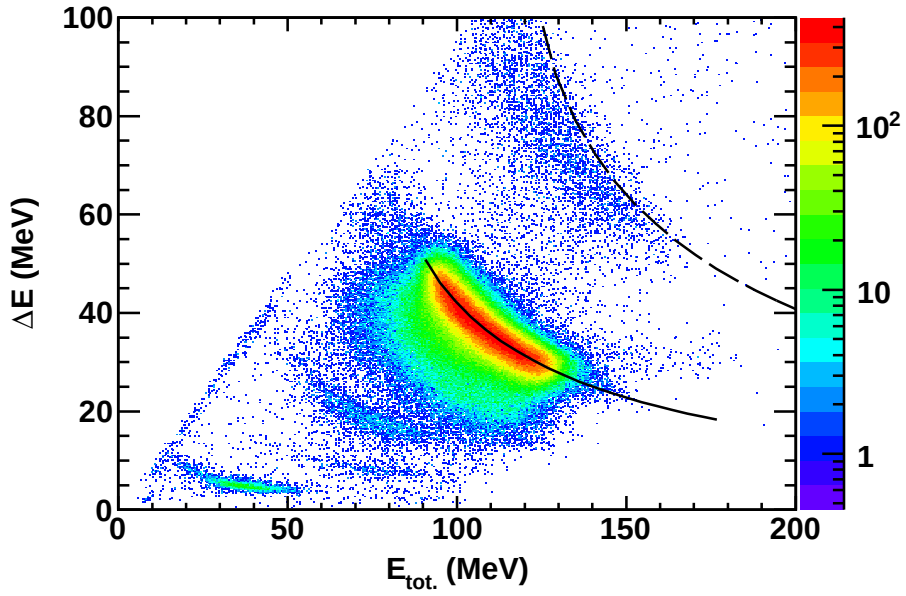


FIG. 4.3: *Matrice d'identification après étalonnage, correction de l'évolution en temps et correction des effets liés à l'angle qui diffère pour les anneaux des deux détecteurs, pour le déclencheur « SPIDER libre ». La ligne continue représente la courbe attendue pour les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement. La ligne pointillée représente la courbe attendue pour les noyaux de ^{16}O diffusés élastiquement.*

Cas du ^{242}Pu Parmi les isotopes de Plutonium attendus, le plus probable, d'après nos estimations (cf. Chap. 2), est le ^{242}Pu. Toutefois, le noyau de recul associé à la réaction de transfert permettant de le produire est le ^{8}Be qui n'est pas lié dans l'état fondamental et qui décroît en deux particules α ($\lambda = 67.10^{-18}$ s). Il est alors possible, en théorie,

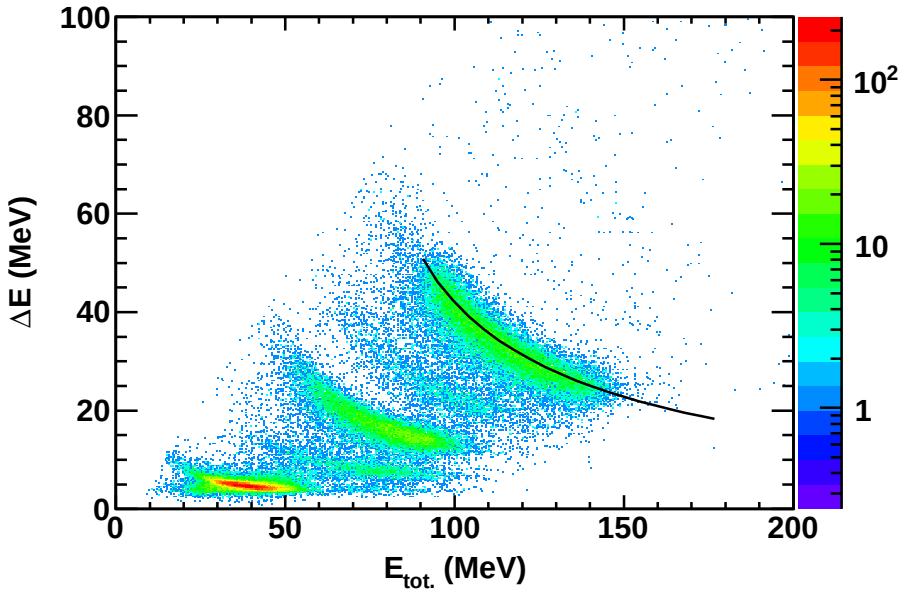


FIG. 4.4: *Matrice d'identification après étalonnage, correction de l'évolution en temps et correction des effets liés à l'angle qui diffère pour les anneaux des deux détecteurs, pour le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS ». La ligne continue représente la courbe attendue pour les noyaux de ^{12}C diffusés élastiquement.*

d'identifier sans ambiguïté les noyaux de ^{242}Pu produits en détectant en coïncidence les deux particules α (cf. [Cheifetz 81]).

Cependant, la chaleur de réaction de la décroissance du ^{8}Be est infime ($Q = 91,84$ keV), ce qui a pour conséquence de ne communiquer aux particules α produites qu'une impulsion très faible dans le référentiel du centre de masse du ^{8}Be. Ainsi, dans le référentiel du laboratoire, les deux particules α sont très fortement corrélées en angle et ont quasiment la même énergie cinétique ($\sim T(^{8}Be)/2$). Pour un noyau de ^{8}Be d'énergie cinétique totale de 50 MeV (minimum observé pour les noyaux de Béryllium produits durant notre expérience), l'ouverture angulaire maximale entre les deux particules α est de 5° et leur énergie est comprise entre 22,8 et 27,2 MeV, ce qui correspond à un dépôt d'énergie dans le détecteur ΔE inférieur à 6 MeV (cf. Fig. 4.5).

Si le noyau de ^{8}Be a une énergie cinétique plus grande, l'ouverture angulaire entre les particules α est encore plus faible, favorisant leur empilement dans une même piste des détecteurs de SPIDER et entraînant une perte d'énergie dans le premier étage du télescope pouvant descendre jusqu'à 1 MeV. L'empilement dans une même piste a pour effet de fausser l'identification en sommant respectivement les pertes d'énergie et les énergies résiduelles des deux particules.

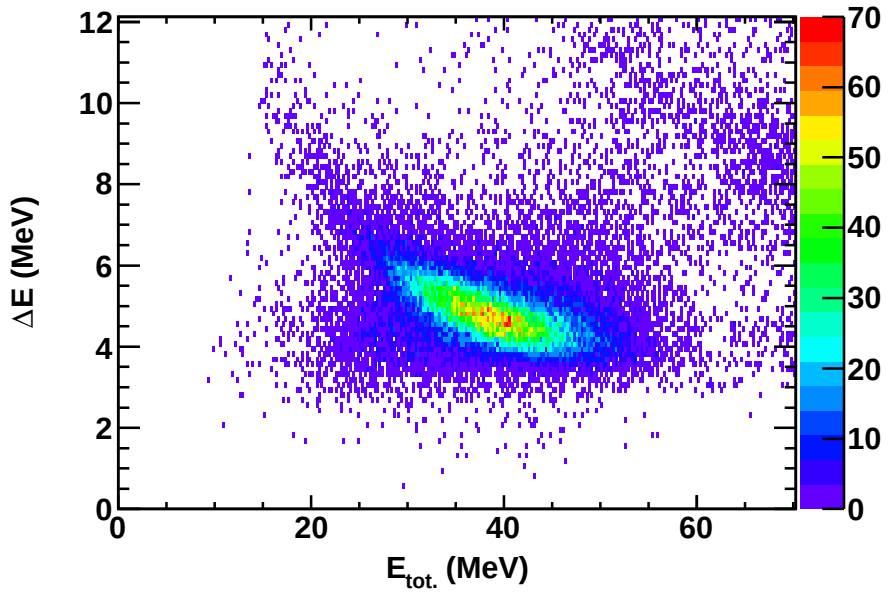
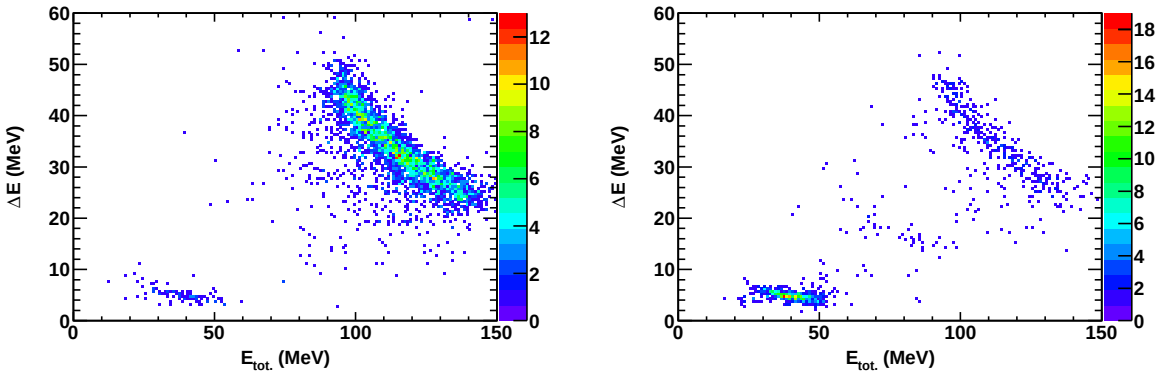


FIG. 4.5: *Matrice d'identification pour la voie Hélium après étalonnage et corrections pour le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS »*

Par ailleurs, la très faible perte d'énergie dans le détecteur ΔE est un facteur limitant important pour traiter ces noyaux correctement, notamment à cause des seuils des discriminateurs (nous n'observons aucun noyau avec une perte d'énergie inférieure à 3 MeV). De plus, la faible ouverture angulaire entre les deux particules α par rapport à celle d'une couronne fait que la probabilité de déclencher deux pistes adjacentes est importante. Or, notre procédure de gestion des impacts multiples est incapable de traiter ces cas de figures (cf. Chap. 3, Sect. 3.3).

Nous pouvons néanmoins regarder les matrices d'identification pour les événements considérés après analyse comme ayant une multiplicité physique égale à deux. Le résultat est présenté en figure 4.6. Nous remarquons que la statistique est très faible pour l'ensemble de l'expérience : 94 paires de noyaux d'Hélium avec le déclencheur « SPIDER libre » et 564 paires avec le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS » pour 2,2 millions d'événements après analyse dans le télescope SPIDER. Ce très faible nombre d'événements vient confirmer que les seuils de nos discriminateurs et notre méthode d'analyse nous interdisent de pouvoir étudier cette voie de réaction.

Il apparaît sur la figure 4.6 des événements de Carbone de multiplicité deux, qui proviennent de deux diffusions élastiques dans la même fenêtre d'acquisition. C'est empilement est rendu possible par l'importance de la section efficace de cette réaction et par la longueur de la porte de coïncidence (600 ns) ouverte pour un éventuel événement détecté



(a) « *SPIDER libre* » (b) « *SPIDER ∩ VAMOS* »

FIG. 4.6: *Matrices d'identification ΔE-$E_{tot.}$ pour les événements ayant une multiplicité finale égale à deux pour les déclencheurs « SPIDER libre » (a) et « SPIDER ∩ VAMOS » (b)*

dans le spectromètre VAMOS.

4.1.2 Résolution en énergie totale

Afin de déterminer la résolution en énergie totale du télescope SPIDER, nous sélectionnons sur la matrice d'identification ΔE-$E_{tot.}$ une voie de transfert, pour un angle donné (celui d'une piste du détecteur $E_{rés.}$) et un intervalle en perte d'énergie sur lequel les événements de la voie considérée ont une énergie totale relativement constante. Nous projetons cette sélection sur l'axe de l'énergie totale. Pour la voie Carbone, avec l'angle moyen $\theta = 47,8°$ et une perte d'énergie comprise en 32 et 33 MeV comme présenté en figure 4.7, nous obtenons une résolution en énergie totale de 8,1 MeV à 117,5 MeV, soit 6,9%.

4.1.3 Taux de production

En dépit de l'absence de séparation isotopique, nous pouvons toutefois tirer de nos données des informations sur les taux de production relatifs des éléments formés.

Principe À cet effet, nous projetons la perte d'énergie sur la courbe décrite par la sélection graphique du Carbone de la matrice ΔE-$E_{tot.}$ après étalonnage, suivi et correction des effets d'angles. La perte d'énergie étant proportionnelle au produit du numéro atomique au carré Z^2 par le nombre de masse A (cf. Chap. 2, Sect. 2.3), nous obtenons ainsi un spectre en taux de comptage des différents noyaux détectés par le télescope SPIDER en fonction d'une grandeur proportionnelle à Z^2A.

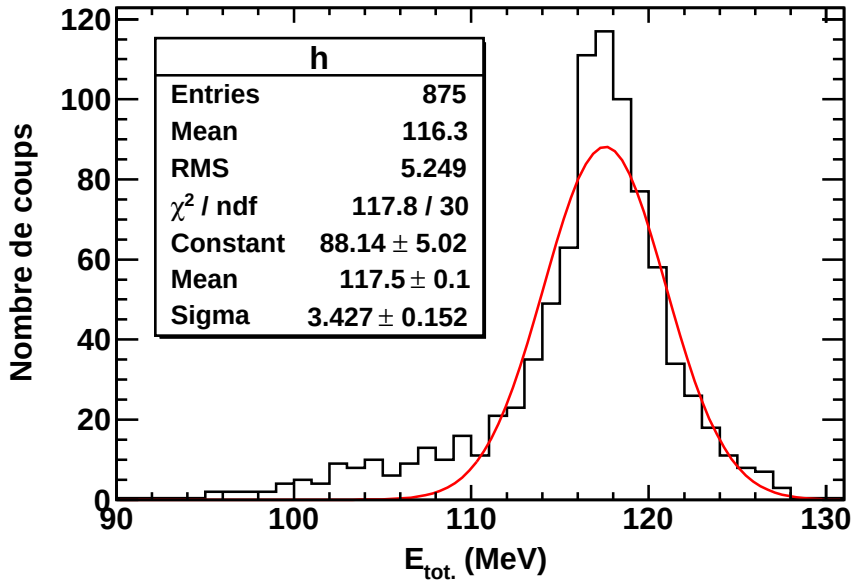
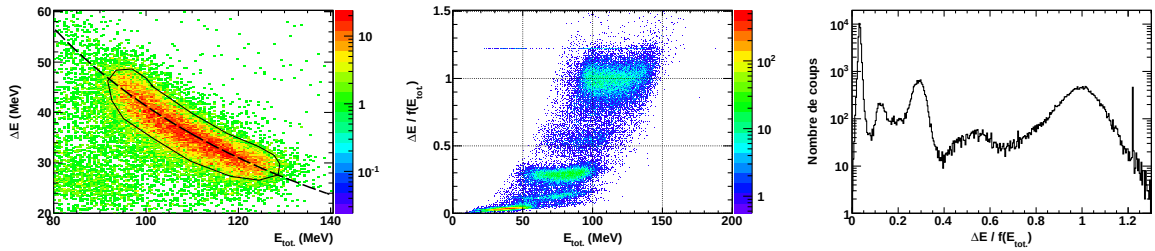


FIG. 4.7: *Projection en énergie totale de la matrice d'identification ΔE-$E_{tot.}$ pour la voie Carbone, un angle moyen de 47,8° et une perte d'énergie comprise entre 32 et 33 MeV. Les paramètres de l'ajustement gaussien sont indiqués en encart.*

Mise en œuvre Pour obtenir les spectres en Z^2A, nous ajustons la pente de la sélection graphique du Carbone avec une fonction f de la forme « $a/x + b$ ». Pour cela, nous sélectionnons graphiquement les événements de Carbone sur la matrice d'identification ΔE-$E_{tot.}$ pour le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS » (meilleure sélection qu'avec le déclencheur « SPIDER seul ») et nous découpons cette sélection en tranches d'énergie totale (verticalement). Les positions du centroïde de chaque tranche sont ajustées avec la fonction f (cf. Fig. 4.8a).

Ensuite, nous traçons la perte d'énergie divisée par le résultat de cet ajustement en fonction de l'énergie totale pour vérifier que la direction selon laquelle nous allons projeter la perte d'énergie est correcte, ce qui est le cas si les sélections graphiques par élément sont des amas parallèles à l'axe horizontal (cf. Fig. 4.8b). Nous pouvons alors procéder à la projection selon l'axe vertical et nous obtenons le spectre présenté figure 4.8c.

La dernière étape consiste à associer à chaque pic du spectre projeté un isotope et de pouvoir ainsi mettre ce spectre en unité Z^2A grâce à un ajustement avec un polynôme d'ordre 2 entre les positions des pics relevés et les valeurs de Z^2A calculées pour les noyaux choisis. Le choix de l'isotope utilisé par élément est fait à partir des estimations présentées au chapitre 2 (cf. Sect. 2.1, Fig. 2.4 et Tab. 2.1). Le tableau 4.1 présente les transferts les plus probables. Nous remarquons que, si les voies menant à la formation d'un



(a) *Ajustement* (b) *Vérification de la projection* (c) *Projection*

FIG. 4.8: *Procédure de projection en vue de l'obtention des taux de production des actinides formés en fonction de Z^2A*

noyau d'Uranium ou de Neptunium est le fait d'une seule voie de transfert ou presque, la formation de Plutonium et d'Américium est le fait d'une contribution non négligeable de plusieurs isotopes.

TAB. 4.1: *Estimation du poids relatif des isotopes produits pour chaque actinide par rapport aux chaleurs de réaction par voie proton*

transfert	noyau de recul	actinide produit	proportion
0p / 0n	^{12}C	^{238}U	$\lesssim 100\%$
0p / -1n	^{13}C	^{237}U	quelques %
1p / 0n	^{11}B	^{239}Np	$\lesssim 100\%$
1p / 1n	^{10}B	^{240}Np	quelques %
2p / 0n	^{10}Be	^{240}Pu	$\sim 70\%$
2p / 1n	^{9}Be	^{241}Pu	$\sim 30\%$
3p / 2n	^{7}Li	^{243}Am	$\sim 60\%$
3p / 3n	^{6}Li	^{244}Am	$\sim 40\%$

Résultats Le résultat de la procédure de projection détaillée ci-avant pour l'ensemble de l'expérience est présenté pour les déclencheurs « SPIDER libre » et « SPIDER ∩ VAMOS » en figures 4.9 et 4.10.

Dans le cas du déclencheur « SPIDER libre », nous voyons essentiellement la diffusion élastique de la cible et la décroissance exponentielle à mesure que la valeur Z^2A diminue, c'est-à-dire à mesure que la masse transférée augmente, ce qui est conforme aux attentes. Nous remarquons que le taux d'Hélium ne suit pas cette tendance, ce qui tend à prouver qu'il n'est pas produit majoritairement par transfert. Le manque de démarcation de la voie Bore est dû, pour ce déclencheur, à la pollution de cette voie par des événements Carbone, conséquence de la mauvaise réponse du télescope.

En ce qui concerne le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS », nous remarquons que le

taux de ^{12}C produit diminue (filtrage partiel de la diffusion élastique) et que les voies Béryllium et Lithium comptent relativement plus par rapport à la voie Carbone que dans le cas du déclencheur précédent. Cela signifie que plus la masse transférée est importante et plus l'actinide formé a de chances de fissionner et ceci, pour deux raisons :

- plus le transfert est lourd, plus l'actinide produit l'est, ce qui augmente sa fissilité ($x \simeq \frac{Z^2/A}{50}$) ;
- plus le transfert est lourd et plus l'énergie d'excitation communiquée à l'actinide produit est importante et donc, plus la fission est probable.

Ainsi, à taux de production par transferts égaux, ce sont les actinides formés par les transferts les plus importants qui fissionnent le plus.

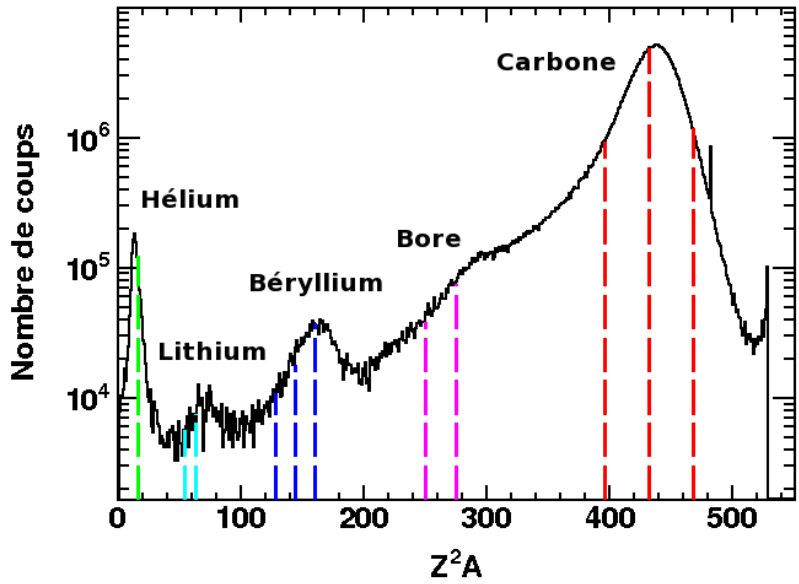


FIG. 4.9: *Taux de comptage des différentes voies de transfert en fonction de Z^2A pour « SPIDER libre » corrigé du diviseur appliqué à ce déclencheur. Les lignes de couleur mettent en évidence les valeurs attendues de Z^2A pour les noyaux suivants : $^{11-13}C$ (rouge), $^{10,11}B$ (magenta), ^{8-10}Be (bleu), ^{7}Li (cyan) et ^{4}He (vert).*

4.1.4 Conclusion sur l'identification

N'étant pas en mesure d'identifier isotopiquement les actinides produits, nous associons aux noyaux sélectionnés graphiquement en numéro atomique (cf. Fig. 4.11 et Fig. 4.12) les masses suivantes :

- 12 pour le Carbone ;

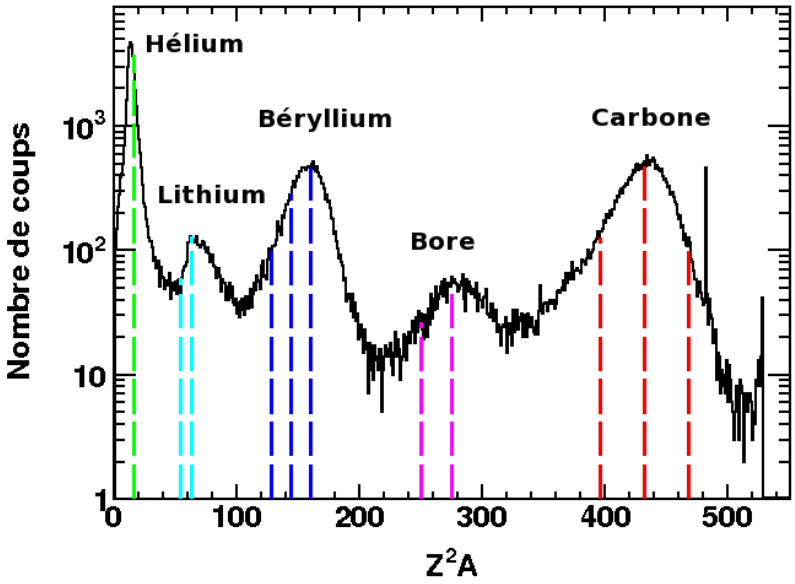


FIG. 4.10: *Taux de comptage des différentes voies de transfert en fonction de Z^2A pour « SPIDER ∩ VAMOS ». Les lignes de couleur mettent en évidence les valeurs attendues de Z^2A pour les noyaux suivants : $^{11-13}C$ (rouge), $^{10,11}B$ (magenta), ^{8-10}Be (bleu), ^{7}Li (cyan) et ^{4}He (vert).*

- 11 pour le Bore ;
- 10 pour le Béryllium ;
- 7 pour le Lithium ;
- 4 pour l'Hélium.

Nous pouvons alors calculer, à l'erreur sur la masse près, la chaleur de réaction des différentes voies de transfert et les énergies d'excitation associées.

4.2 Distributions angulaires

La segmentation des détecteurs de SPIDER permet une mesure de l'angle du noyau de recul et permet d'accéder ainsi à la distribution angulaire de la production de ce dernier. Toutefois, l'inconstance de la réponse du télescope d'une piste à deux instants distincts de l'expérience nous impose de prendre quelques précautions.

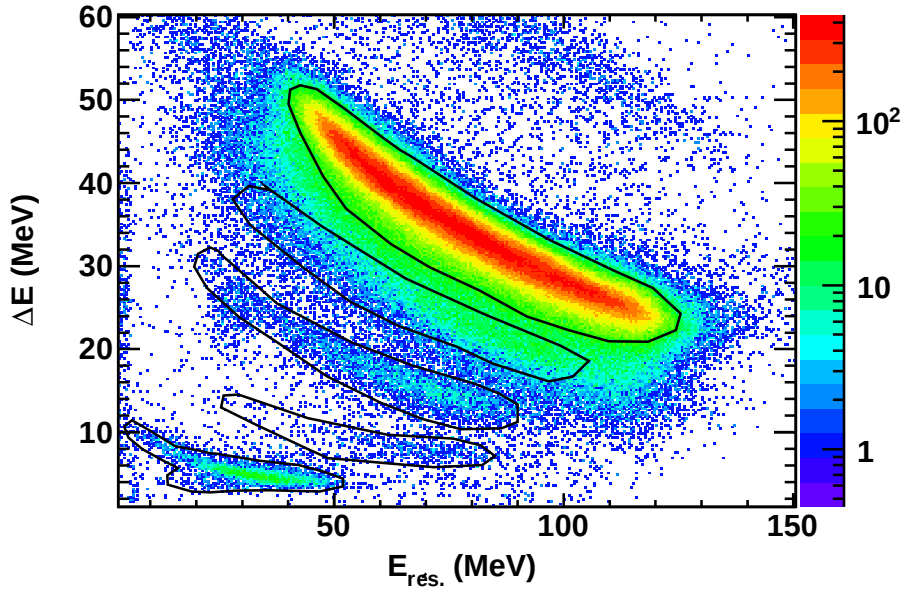


FIG. 4.11: *Sélection graphique des éléments sur la matrice d'identification ΔE-$E_{rés.}$ pour le déclencheur « SPIDER libre »*

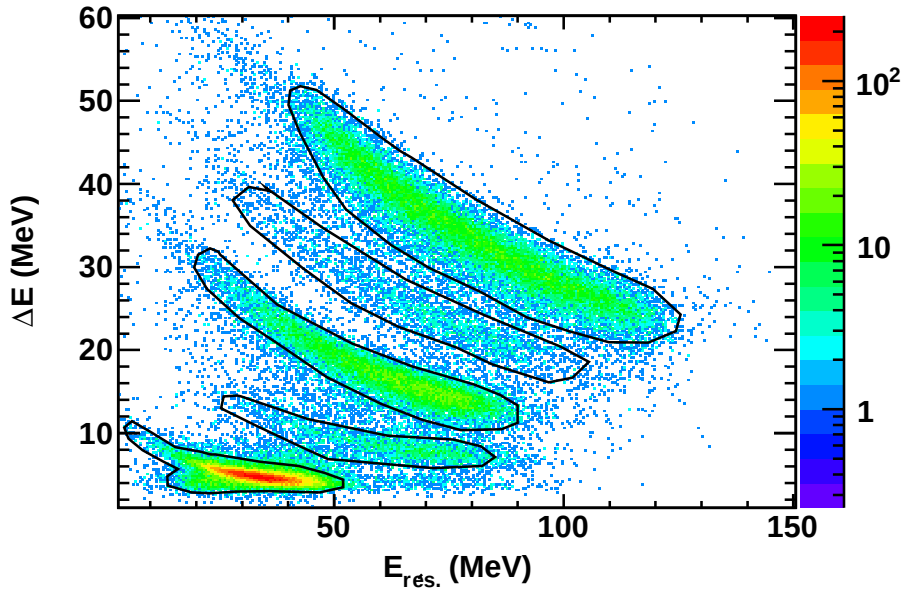


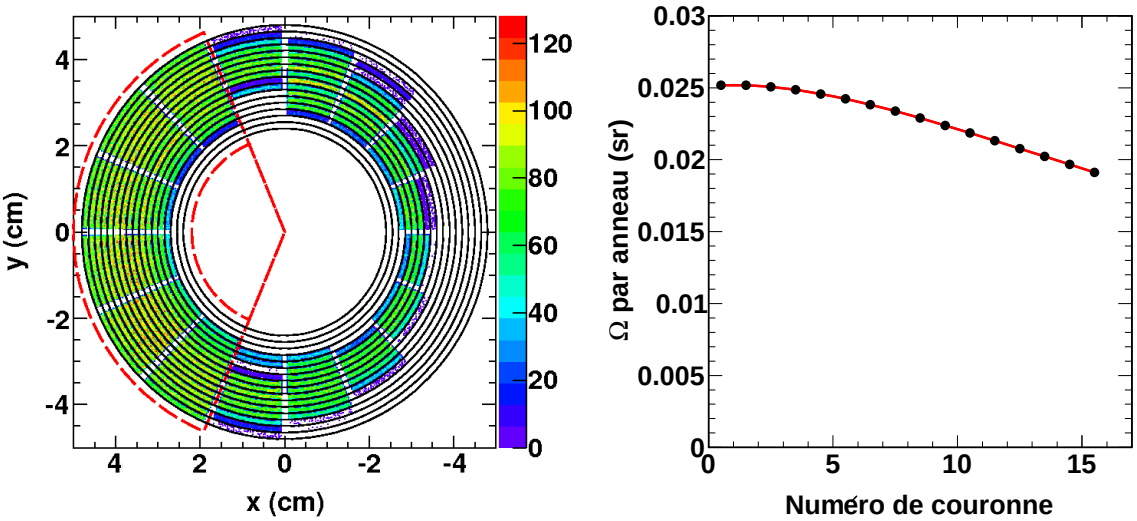
FIG. 4.12: *Sélection graphique des éléments sur la matrice d'identification ΔE-$E_{rés.}$ pour le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS »*

4.2.1 Détermination de l'angle solide de SPIDER

Pour pouvoir comparer les taux de comptage des pistes ne correspondant pas à une même couronne (et donc avec un angle θ_{recul} moyen différent), nous devons les corriger de

l'angle solide de chaque piste. Compte tenu de la coupure géométrique due à la présence d'un masque et de l'impossibilité de corriger de l'évolution de la réponse des couronnes les plus internes du télescope, nous nous limitons aux pistes présentes durant l'intégralité de l'expérience et que nous sommes en mesure de corriger pour calculer l'angle solide utile du télescope. Ainsi, nous ne conservons pour les distributions angulaires que les cellules des couronnes 6 à 15 pour les secteurs 9 à 14 inclus (cf. Fig. 4.13a). L'angle solide varie peu d'un anneau à l'autre, de l'ordre de 20% (cf. Fig. 4.13b), la réduction de l'ouverture angulaire en θ étant partiellement compensée par l'augmentation de la surface des pistes. Son expression est :

$$\Omega_{anneau} = \frac{\pi}{2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin(\theta) d\theta \tag{4.1}$$



(a) *Sélection des pistes sur le détecteur $E_{rés.}$.* (b) *Angle solide par anneau*

FIG. 4.13: *Cellules sélectionnées pour le calcul de l'angle solide (a) et évolution de l'angle solide par anneau (b)*

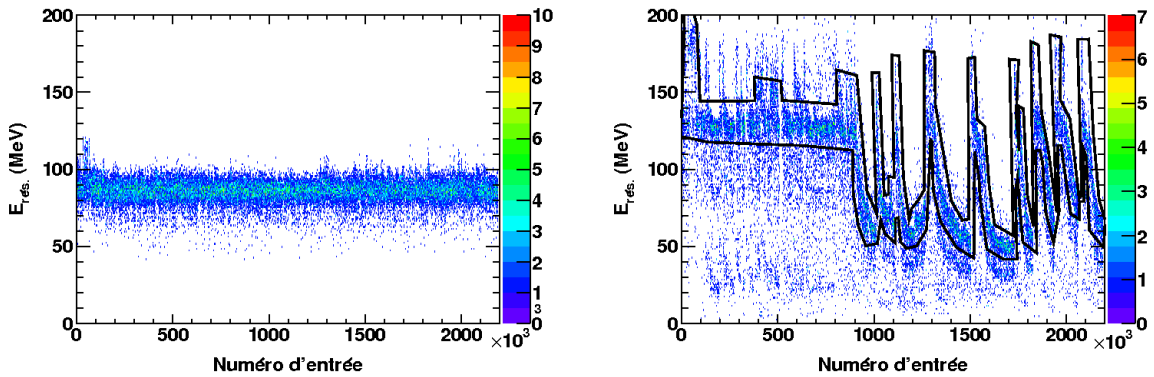
4.2.2 Correction de l'identification

Pour obtenir des distributions angulaires en termes de section efficace à partir de taux de comptage corrigés de l'efficacité de détection du télescope SPIDER (efficacité que nous réduisons à son acceptance géométrique), nous utilisons la diffusion de Rutherford. Cette dernière décrit la diffusion élastique pour les petits angles de diffusion du projectile dans le référentiel du centre de masse (cf. Fig. 2.7), c'est-à-dire pour les grands angles du noyau

de recul dans le référentiel du laboratoire pour notre expérience. Nous nous limitons par conséquent au déclencheur « SPIDER libre ».

De plus, afin d'espérer observer le décrochement de la section efficace élastique par rapport à celle de Rutherford à l'approche de l'angle d'effleurement, nous devons prendre en compte les couronnes les plus internes. Les couronnes 0 et 1 sont absentes, faute de coïncidence géométrique avec le détecteur ΔE. Les quatre couronnes suivantes sont supprimées de l'identification du fait de l'échec de la procédure de suivi pour ces dernières : les événements les atteignant sont retirés des matrices d'identification et aucun numéro atomique ni de nombre de masse ne leur est attribué. La figure 4.14a montre le comportement d'un anneau d'une couronne intermédiaire pour laquelle il est possible d'utiliser la sélection graphique par élément *via* la matrice d'identification ΔE-$E_{rés.}$, tandis que la figure 4.14b montre un anneau d'une couronne interne pour laquelle la procédure de suivi est sans effet.

Toutefois, en appliquant une sélection graphique sur le spectre de l'énergie résiduelle en fonction du numéro d'entrée des événements, nous pouvons utiliser les couronnes 3, 4 et 5. En effet, la voie Carbone est clairement identifiable. Notons que cette méthode n'est pas efficace avec la couronne 2 pour laquelle une statistique trop faible conjuguée à une évolution très brutale ne permet pas de distinguer sans ambiguïté les événements Carbone.

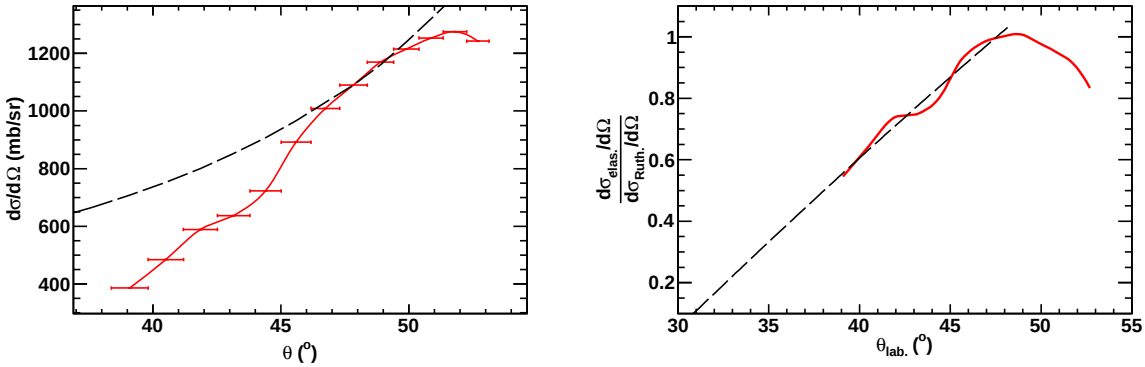


(a) *Anneau 42* (b) *Anneau 36*

FIG. 4.14: *Événements Carbone pour un anneau intermédiaire avec sélection en élément sur la matrice ΔE-$E_{rés.}$ (a) et pour un anneau interne avec une sélection dépendante du temps (b)*

4.2.3 Sections efficaces différentielles

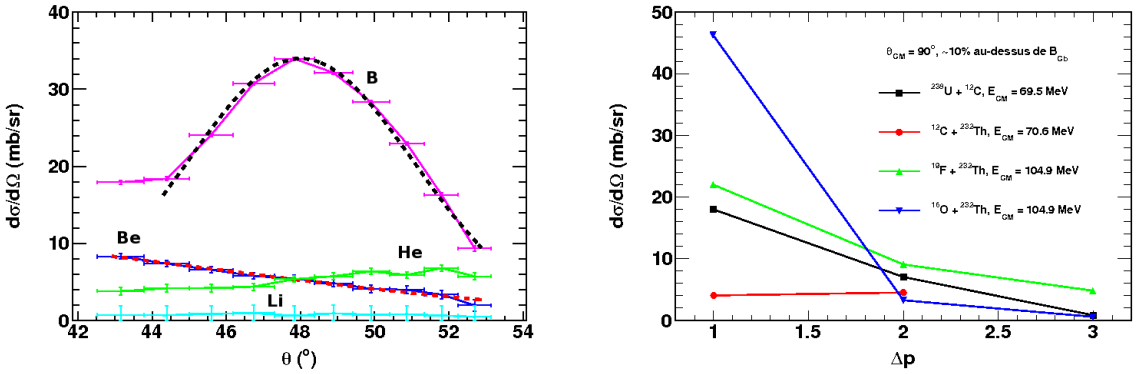
Diffusion élastique La distribution angulaire de la section efficace différentielle pour la voie Carbone normalisée pour les grands angles du télescope SPIDER avec la diffusion de Rutherford est présentée figure 4.15a. Il apparaît que la diffusion élastique se distingue de la diffusion de Rutherford pour les angles inférieurs à 47°. Ce décrochement correspond au fait que le paramètre d'impact ainsi que la distance minimale d'approche diminuent : les noyaux deviennent sensibles à l'interaction nucléaire et la description purement coulombienne de la diffusion de Rutherford est incomplète. Par ailleurs, le rapport de la section efficace élastique sur celle de Rutherford permet de déterminer l'angle d'effleurement : c'est l'angle pour lequel ce rapport vaut 0,25. Sur la figure 4.15b, nous avons représenté ce rapport en fonction de l'angle du noyau de recul dans le référentiel du laboratoire. Après extrapolation, nous obtenons un angle d'effleurement compris entre 30° et 35°, ce qui est compatible avec la valeur attendue ($\theta_{gr} = 31,7°$).



(a) *Section efficace différentielle* (b) *Diffusion élastique / diffusion Rutherford*

FIG. 4.15: *Distribution angulaire de la section efficace différentielle pour la voie Carbone (a) et rapport de cette section efficace sur celle de Rutherford. Les barres d'erreur horizontales représentent l'ouverture angulaire de chaque couronne et les barres d'erreur verticales sont les barres d'erreurs statistiques. La ligne pointillée représente la section efficace différentielle de Rutherford (a) et l'extrapolation du rapport jusqu'à l'angle d'effleurement (b).*

Réactions de transfert Les distributions angulaires des sections efficaces différentielles pour les voies de transfert sont présentées figure 4.16a. L'ordre de grandeur de ces sections efficaces (de quelques millibarns à quelques dizaines de millibarns) est comparable à celui des sections efficaces obtenues pour les réactions ^{232}Th(^{12}C,X) [Biswas 97] et ^{232}Th(^{16}O,X) [Karp 82]. Conformément à nos estimations et comme observé précédem-



(a) *Section efficace par voie de transfert* (b) *Comparaison par voie proton*

FIG. 4.16: *Distributions angulaires de la section efficace différentielle pour les voies Bore (magenta), Béryllium (bleu), Lithium (cyan) et Hélium (vert) (a) et comparaison par voie proton avec les résultats antérieurs (b). Les barres d'erreur horizontales représentent l'ouverture angulaire de chaque couronne et les barres d'erreur verticales sont les barres d'erreurs statistiques. Les lignes pointillées sont les ajustements gaussiens des voies Bore et Béryllium.*

ment avec les taux de productions relatifs, la section efficace diminue avec le nombre de protons transférés (à l'exception de la voie Hélium, qui n'est pas que du transfert).

La voie Bore se présente sous la forme d'une cloche avec un maximum autour de 48°, ce qui est loin de l'angle d'effleurement attendu. La largeur à mi-hauteur de cette distribution est de 7,2°. Le maximum de la section efficace mesuré pour cette voie est de deux fois celui prévu par nos estimations : 34 mb/sr au lieu de 17 mb/sr pour la réaction ^{12}C(^{238}U,^{239}Np)^{11}B. Cela peut être dû à la contamination par la voie Carbone.

La voie Béryllium a un comportement qui est susceptible de faire apparaître un maximum vers l'angle d'effleurement attendu : le maximum fournit par un ajustement gaussien est de 35°. La largeur à mi-hauteur apparente de cette distribution est de 25°. Pour cette voie, le maximum de la section efficace extrapolé par l'ajustement gaussien vaut lui aussi près de deux fois celui prévu par nos estimations avec 11 mb/sr. Cependant, il faut tenir compte du fait que, pour cette voie, deux réactions différentes contribuent dans des proportions similaires : ^{12}C(^{238}U,^{240}Pu)^{10}Be avec 5,2 mb/sr et ^{12}C(^{238}U,^{241}Pu)^{9}Be avec 4,0 mb/sr, ce qui peut expliquer le rapport entre les maxima obtenus par nos estimations (5,2 et 4,0 mb/sr) et le maximum extrapolé à partir de nos données (11 mb/sr). Cette voie, qui ne souffre pas de la pollution de la voie Carbone, tend à montrer que nos estimations, le calcul de l'angle d'effleurement et la normalisation de nos sections efficaces avec la diffusion de Rutherford sont corrects et que les différences observées avec la voie Bore

proviennent de la pollution de cette dernière par le Carbone.

La voie Hélium est de même intensité que la voie Bore et son comportement est inversé. Cela peut être dû à l'origine des noyaux d'Hélium, qui peuvent ne pas être produits par transfert. Enfin, la voie Lithium est très faible, sans comportement discernable, notamment du fait de la faible statistique de cette voie. Néanmoins, l'ordre de grandeur de la section efficace de cette voie semble correct (entre 0.5 et 1 mb/sr pour une estimation à 0,85 mb/sr), tout en sachant que les fluctuations statistiques sont importantes et que nous ne sommes pas en mesure de discuter l'existence et la position d'un maximum éventuel.

Une façon de comparer nos résultats aux résultats antérieurs consiste à regarder la section efficace pour un même angle donné ($\theta_{CM} = 90°$) et une même énergie (10% au-dessus de la barrière coulombienne dans le référentiel du centre de masse) en fonction du nombre de protons transférés. Cela est représenté en figure 4.16b pour les voies ouvertes durant notre expérience par la réaction ^{12}C(^{238}U,X) et celles ouvertes par les réactions ^{232}Th(^{12}C,X), ^{232}Th(^{19}F,X) [Biswas 97] et ^{232}Th(^{16}O,X) [Karp 82]. L'ordre de grandeur de nos sections efficaces est tout à fait comparable aux données disponibles.

Enfin, l'absence d'identification isotopique et, par conséquent, le faible nombre de voies de transfert observées, ainsi que la réduction de la plage angulaire utilisable nous empêchent de pouvoir tirer des conclusions plus poussées sur les réactions de transfert, par exemple sur l'élargissement attendu des distributions avec le nombre de nucléons transférés.

4.3 Probabilités de fission

4.3.1 Méthode de calcul

La probabilité de fission d'un noyau (Z, A) est fonction de son énergie d'excitation. Sa mesure consiste en le rapport du nombre d'événements où un actinide a été détecté en coïncidence avec un fragment de fission ($N_{S\cap V}$) sur le nombre d'événements où ce même actinide a été produit (N_P) :

$$P_f(Z, A, E^*) = \frac{\text{Nombre d'actinides (Z,A) d'énergie d'excitation } E^* \text{ qui fissionnent}}{\text{Nombre d'actinides (Z,A) d'énergie d'excitation } E^* \text{ formés}} \tag{4.2}$$

En tenant compte de l'efficacité du télescope SPIDER (ε_S) et de celle du spectromètre VAMOS (ε_V), nous obtenons, pour la probabilité de fission, la formule suivante :

$$P_f(Z, A, E^*) = \frac{N_{S\cap V}(Z, A, E^*) \times 1/\varepsilon_S \times 1/\varepsilon_V}{N_P(Z, A, E^*)} \tag{4.3}$$

où

$$N_P(Z, A, E^*) = D \times N_S(Z, A, E^*) \times 1/\varepsilon_S + N_{S\cap V}(Z, A, E^*) \times 1/\varepsilon_S \times 1/\varepsilon_V \tag{4.4}$$

avec D, le diviseur appliqué au déclencheur « SPIDER libre » (cf. Chap. 2, Sect. 2.2) et N_S, le nombre de coups pour ce déclencheur. Nous remarquons que la probabilité de fission P_f est indépendante de l'efficacité de SPIDER.

4.3.2 Estimation de la résolution en énergie d'excitation

Les probabilités de fission étant fonction de l'énergie d'excitation du système fissionnant, nous devons estimer la résolution de cette dernière au cours de notre expérience. Nous rappelons ici la relation établie au chapitre 2 (cf. Sect. 2.3) :

$$E^* = T_1 + Q - T_4 - \frac{1}{M_3}\left(M_1T_1 + M_4T_4 - 2cos(\theta_4)\sqrt{M_1T_1M_4T_4}\right) \tag{4.5}$$

En ne considérant que l'incertitude sur la mesure de l'énergie et sur l'angle du noyau de recul (T_4 et θ_4), la résolution de l'énergie d'excitation résulte du calcul de propagation d'erreur suivant :

$$\sigma^2(E^*) = \left(\frac{\partial E^*}{\partial T_4}\right)^2 \sigma^2(T_4) + \left(\frac{\partial E^*}{\partial \theta_4}\right)^2 \sigma^2(\theta_4) + 2\ cov(T_4, \theta_4)\frac{\partial E^*}{\partial T_4}\frac{\partial E^*}{\partial \theta_4} \tag{4.6}$$

où $\sigma(T_4)$ et $\sigma(\theta_4)$ sont les variances des mesures de T_4 et θ_4, et $cov(T_4, \theta_4)$ est leur covariance.

Pour calculer, la covariance, nous utilisons la définition du cœfficient de corrélation entre les variables aléatoires X et Y :

$$\rho(X, Y) = \frac{cov(X, Y)}{\sigma(X)\sigma(Y)} \tag{4.7}$$

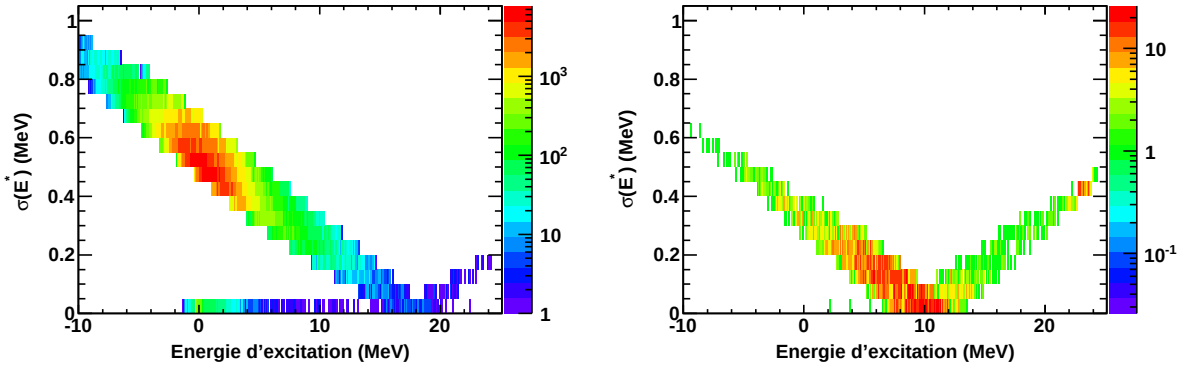
Ce cœfficient vaut 0 si X et Y sont indépendantes, 1 s'il existe une fonction affine croissante entre X et Y et -1 si cette relation affine est décroissante.

Or, nous connaissons la relation qui existe entre l'angle de diffusion et l'énergie ciné-

tique pour la diffusion élastique :

$$T_4 = \frac{2M_1M_2}{(M_1+M_2)^2} T_1 \cos^2\theta_4 \tag{4.8}$$

Nous considérons, en première approximation que cette relation est anti-linéaire dans les conditions de notre expérience, c'est-à-dire pour θ_{recul} compris entre 35° et 55°. Nous étendons cette approximation aux voies de transfert. Nous avons alors $\rho(T_4, \theta_4) \sim -1$, d'où $cov(T_4, \theta_4) \sim \sigma(T_4)\sigma(\theta_4)$ avec $\sigma(T_4) \sim 3\%$ de T_4 (d'après la résolution en énergie totale estimée plus haut) et $\sigma(\theta_4)$ qui vaut la moitié de l'ouverture angulaire de la couronne dont θ_4 est l'angle moyen (soit de l'ordre de 0,5°). La figure 4.17 montre le résultat de ce calcul appliqué événement par événement pour les voies Uranium et Plutonium avec le déclencheur « SPIDER libre ». La résolution en énergie d'excitation n'excède pas 650 keV.

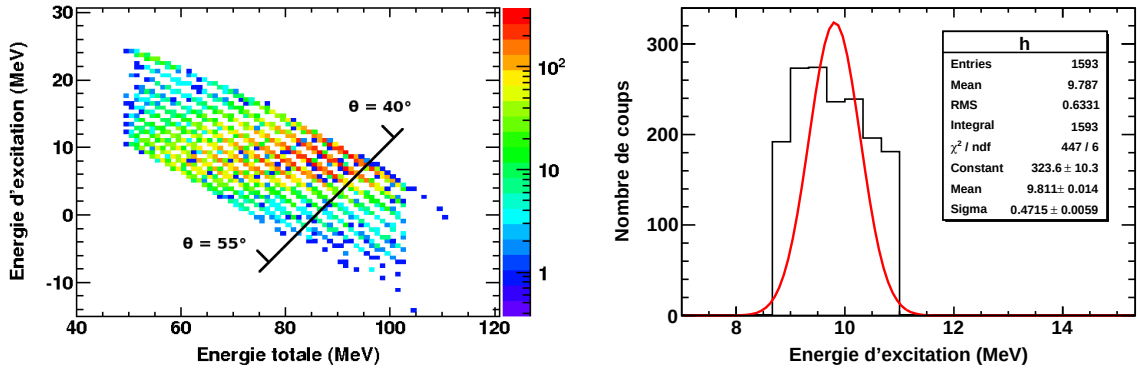


(a) *Uranium* (b) *Plutonium*

FIG. 4.17: *Évolution de la résolution en énergie d'excitation pour la voie Uranium (a) et pour la voie Plutonium (b) avec le déclencheur « SPIDER libre »*

Une autre façon d'estimer cette résolution, uniquement à partir des données, consiste à regarder le spectre en énergie d'excitation pour une voie donnée conditionnée par un intervalle en énergie totale et en angle de la taille de leur résolution respective. Afin de choisir une énergie totale et un angle qui correspondent pour la voie choisie, nous traçons l'énergie d'excitation en fonction de l'énergie totale (cf. Fig. 4.18a).

Nous observons une corrélation, anti-linéaire en première approximation, sur différentes lignes, chacune correspondant à un angle différent. Si nous conditionnons alors le spectre en énergie d'excitation par le choix d'un angle et d'une distribution en énergie totale d'une variance de 3%, nous obtenons la figure 4.18b, qui fournit un résultat tout à fait comparable à celui de notre calcul de propagation d'erreur.



(a) *Choix d'une énergie totale* (b) *Après sélection en angle et en énergie totale*

FIG. 4.18: *Exemple de l'estimation de la résolution en énergie d'excitation pour la voie Béryllium/Plutonium avec le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS ». Les différentes lignes en (a) correspondent à des angles de recul différents. Les paramètres de l'ajustement sont indiqués en encart.*

4.3.3 Efficacité du spectromètre VAMOS

La transmission du spectromètre VAMOS est définie par son acceptance géométrique et son optique. Dans ce travail, nous considérons une acceptance carrée, en angle et en rigidité magnétique. Nous rappelons que pendant l'expérience, nous avons effectué une série de huit réglages du dipôle du spectromètre correspondant à huit valeurs de rigidité magnétique nominale ($B\rho_0$) successives (cf. Chap. 2, Sect. 2.2). Pour chaque valeur de $B\rho_0$, la transmission est définie comme le rapport suivant :

$$\Omega_{VAMOS}(B\rho_0) = \frac{N_{ff}^{exp}(B\rho_0)}{N_{ff}^{total}} \tag{4.9}$$

où $N_{ff}^{exp}(B\rho_0)$ est le nombre de fragments de fission collectés au plan focal VAMOS pour une valeur de rigidité magnétique nominale donnée et N_{ff}^{total}, le nombre total de fragments émis, détectés ou non par VAMOS, sur le même intervalle de temps. Bien que n'ayant pas accès à la valeur de N_{ff}^{total}, nous savons que cette dernière est proportionnelle à l'intensité du faisceau et à l'épaisseur de la cible. Or, le taux de comptage dans le télescope SPIDER est lui aussi proportionnel à l'intensité du faisceau et à l'épaisseur de la cible, nous pouvons donc écrire :

$$\Omega_{VAMOS}(B\rho_0) = \frac{1}{K} \times \frac{N_{ff}^{exp}(B\rho_0)}{N_{SPIDER}} \tag{4.10}$$

Pour déterminer la valeur du cœfficient K, nous utilisons le résultat d'une simulation[31] qui fournit le taux de transmission de VAMOS pour les valeurs de rigidité magnétique nominale utilisées avec une distribution isotrope des fragments de fission. En procédant à un ajustement linéaire de $N_{SPIDER}/N_{ff}^{exp}(B\rho_0)$ en fonction de $\Omega_{VAMOS}^{simulation}(B\rho_0)$, nous obtenons la valeur du cœfficient K, soit 1,757 (cf. Fig. 4.19).

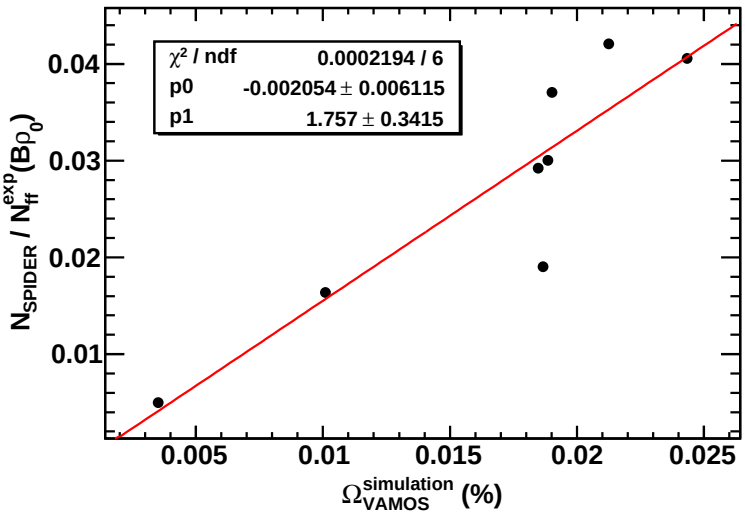


FIG. 4.19: *Rapport expérimental du taux de comptage dans VAMOS par rigidité magnétique nominale utilisée sur le taux de comptage dans le télescope SPIDER en fonction de la transmission simulée du spectromètre VAMOS. Les paramètres de l'ajustement linéaire sont indiqués en encart.*

Par ailleurs, si l'ouverture angulaire couverte par VAMOS dans le laboratoire est une constante, celle dans le référentiel du centre de masse dépend de son optique, et donc de la valeur de $B\rho$ nominale. La figure 4.20 représente, dans l'espace des vitesses dans le référentiel du laboratoire, la coupure angulaire du spectromètre sur la sphère des vitesses des fragments de fission dans le référentiel du système fissionnant. Une sélection en rigidité magnétique sélectionne des vitesses différentes dans le référentiel du laboratoire et par conséquent des angles différents dans le référentiel du centre de masse. Ceci est illustré figure 4.21, où sont représentées les distributions angulaires dans le repère du système fissionnant pour deux valeurs de $B\rho_0$ différents. Le tableau 4.2 indique les angles couverts dans le référentiel du centre de masse en fonction de la valeur de $B\rho_0$.

[31] la même qu'utilisée au chapitre 2, section 2.2

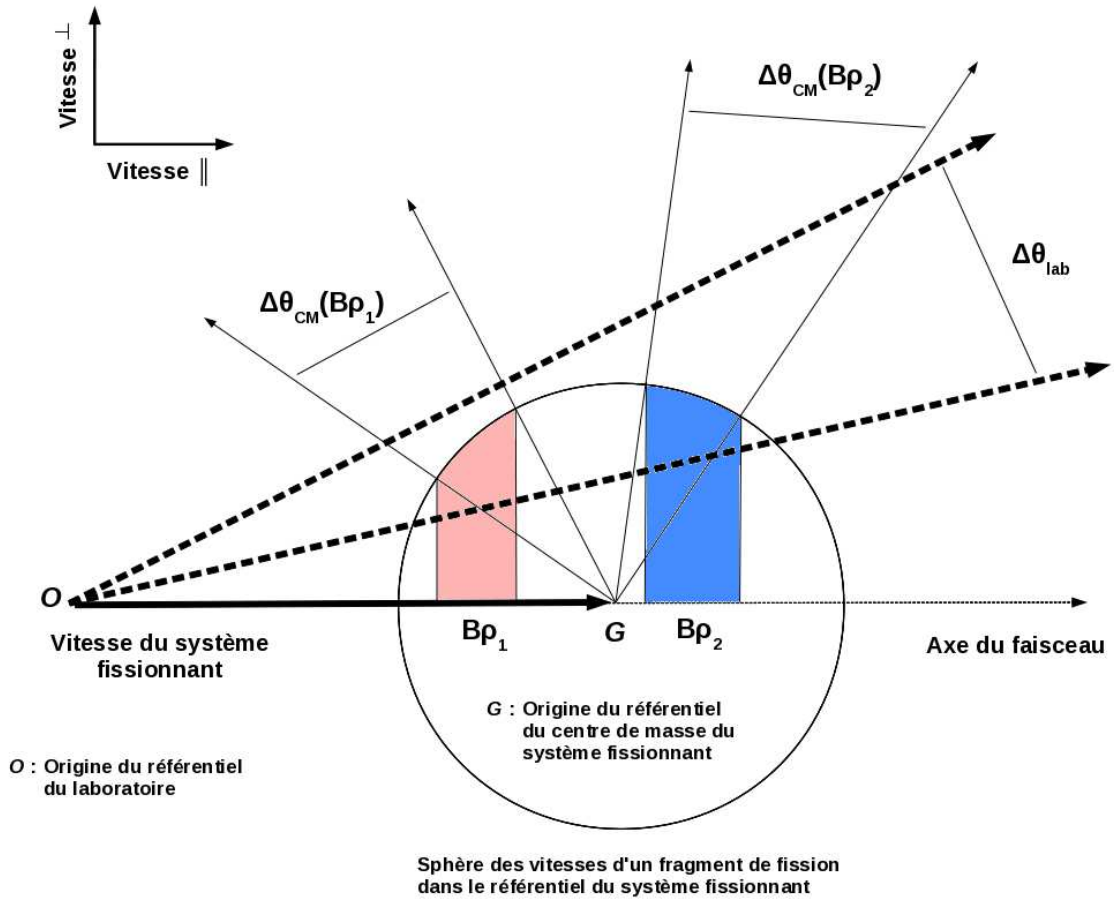


FIG. 4.20: *Modification de l'ouverture angulaire dans le référentiel du centre de masse pour deux réglages de rigidité magnétique nominale différents*

TAB. 4.2: *Ouverture angulaire et angle moyen dans le référentiel du centre de masse du spectromètre VAMOS pour les différentes valeurs de rigidité magnétique utilisées*

$B\rho_0$ (T.m)	θ_{CM}^{min} (°)	θ_{CM}^{max} (°)	$\langle\theta_{CM}\rangle$ (°)
1,015	99,1	130,6	120,9
1,055	92,8	130,1	114,0
1,099	86,5	126,6	104,9
1,143	77,9	120,9	96,3
1,190	71,9	110,0	87,1
1,251	64,7	99,1	80,2
1,302	58,0	92,2	73,9
1,355	54,4	89,4	69,9

4.3.4 Anisotropie de l'émission des fragments de fission

Lorsqu'un noyau composé est formé au cours d'une réaction, il est produit avec un moment angulaire total J qui dépend du paramètre d'impact de la particule incidente sur

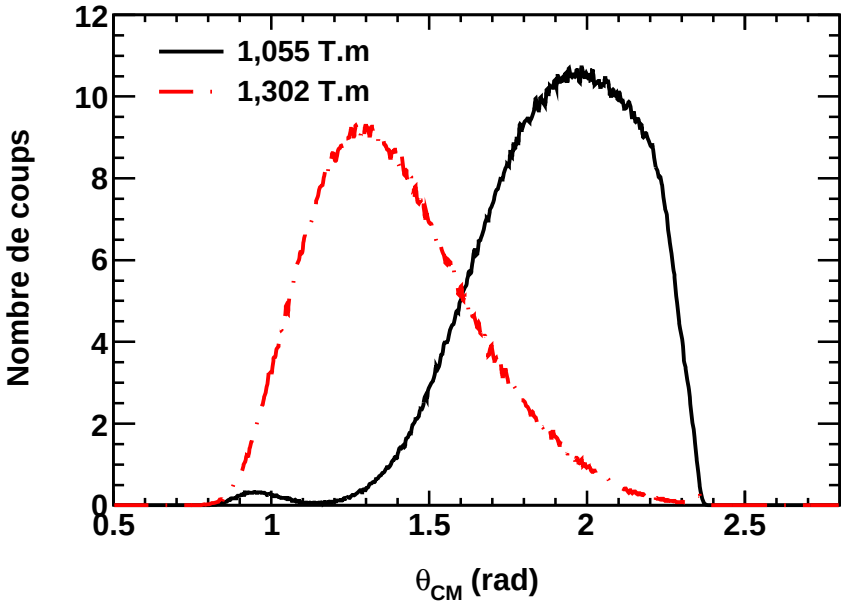


FIG. 4.21: *Distribution angulaire pour deux valeurs de $B\rho_0$. L'intégrale des distributions a été normalisée.*

le noyau-cible. Pour des raisons de conservation du moment, ce moment angulaire total est à peu près perpendiculaire à la direction de la particule incidente (aux spins intrinsèques de cette particule et du noyau-cible près). En considérant que la déformation menant à la scission se produit selon un axe de symétrie, les fragments sont émis dans le plan défini par la direction de la particule incidente et cet axe de symétrie.

Si l'axe de symétrie est orthogonal à l'axe du moment angulaire total (formé alors principalement par le moment angulaire), l'émission des fragments est préférentiellement dans le plan perpendiculaire au moment angulaire. Au contraire, si l'axe de symétrie est parallèle à l'axe du moment angulaire total (alors formé par excitation de particules), l'émission des fragments a lieu dans le plan défini par la direction de la particule incidente et le moment angulaire total.

Il en résulte une anisotropie de l'émission des fragments de fission, qui dépend des états intrinsèques du noyau fissionnant au point-selle (moment angulaire total et projection de ce dernier sur l'axe de symétrie).

Nous devons tenir compte de cette anisotropie pour calculer la transmission du spectromètre. L'anisotropie est définie dans le référentiel du centre de masse comme le rapport du taux de comptage en fonction de l'angle sur le taux de comptage pour un angle pris

comme référence :

$$w(\theta_{CM}) = \frac{N(\theta_{CM})}{N(\theta_{CM}^{\text{réf.}})} \tag{4.11}$$

Nous choisissons comme référence $B\rho_0 = 1,143$ T.m , soit un angle de référence $\langle\theta_{CM}\rangle = 96,3°$. Nous modélisons la variation de l'anisotropie avec l'angle dans le référentiel du centre de masse par la fonction suivante :

$$w(\theta_{CM}) = 1 + \alpha \cos^2(\theta_{CM}) \tag{4.12}$$

Le paramètre α peut être défini comme :

$$\alpha = \frac{\langle J^2 \rangle}{4K_0} \tag{4.13}$$

où $\langle J^2 \rangle$ est la moyenne quadratique du moment angulaire total du système fissionnant et K_0, l'écart type de K, projection de J sur l'axe de déformation, modélisée par une gaussienne (cf. 4.22). Cet écart type K_0 est reliée à la déformation du noyau fissionnant par la relation :

$$K_0^2 = \frac{J_{eff.} \times T}{\hbar} \tag{4.14}$$

où $J_{eff.}$ est le moment d'inertie au point-selle et T est la température du noyau, telle que $T = \sqrt{U/a}$, avec a, le paramètre de densité de niveaux au point-selle et U, l'énergie d'excitation au point-selle ($U = E^* - B_f$), B_f étant la barrière de fission (cf. [Ryzhov 05]).

Ainsi, le paramètre α variant avec l'énergie d'excitation du système fissionnant, nous devons le calculer pour chaque pas en énergie d'excitation et par voie de réaction. Pour cela, nous traçons $w(\theta_{CM})$ pour un intervalle en énergie d'excitation (dont la taille dépend de la statistique de la voie considérée) et nous ajustons le spectre obtenu avec l'équation 4.12 pour extraire la valeur du paramètre α (cf. Fig. 4.23).

La figure 4.24a montre l'effet d'une telle anisotropie sur la distribution angulaire des fragments de fission dans le référentiel du système fissionnant. Nous calculons alors l'influence de cette anisotropie sur la transmission de VAMOS par valeur de rigidité magnétique nominale. Le rapport de l'efficacité de VAMOS pour une distribution anisotrope sur celle d'une distribution isotrope (comme nous l'avons supposé au paragraphe précédent) permet de corriger la transmission du spectromètre des effets de l'anisotro-

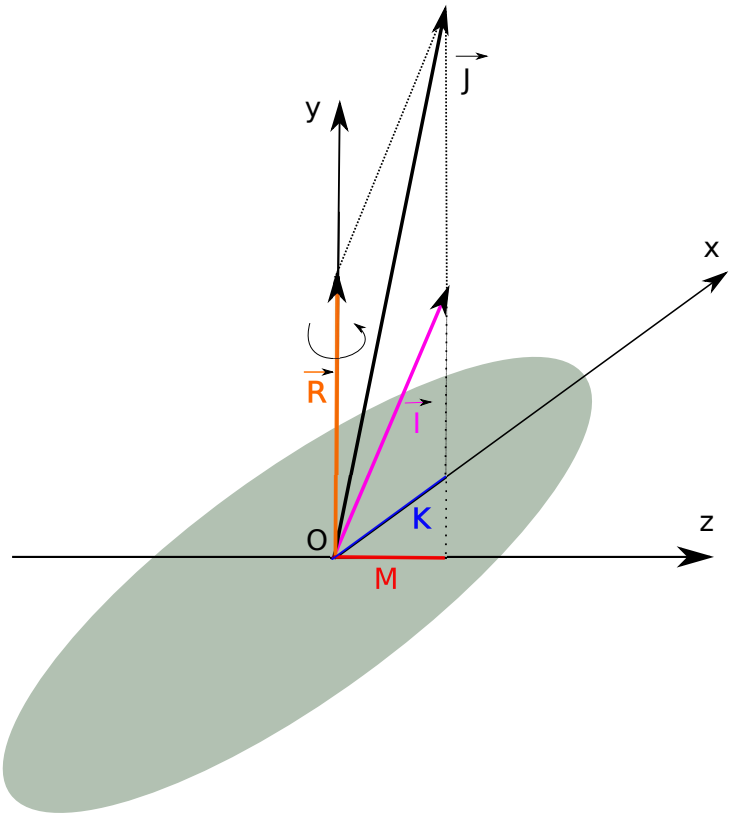


FIG. 4.22: *Représentation des différents moments angulaires d'un noyau déformé. Le vecteur I représente le spin intrinsèque, R le moment angulaire rotationnel (perpendiculaire à l'axe de symétrie x) et J, le moment angulaire total. La projection de J sur l'axe du faisceau (z) est notée M et celle sur l'axe de symétrie (x) est notée K.*

pie (cf. Fig. 4.24b) et est obtenu par l'équation suivante :

$$\varepsilon_{VAMOS}(B\rho_0,\alpha) = \Omega_{VAMOS}(B\rho_0) \times \frac{\varepsilon^{anisotrope}_{VAMOS}(B\rho_0,\alpha)}{\varepsilon^{isotrope}_{VAMOS}} \quad (4.15)$$

$$= \Omega_{VAMOS}(B\rho_0) \times \frac{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} (1+\alpha\cos^2(\theta))\sin\theta d\theta}{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \sin\theta d\theta} \quad (4.16)$$

Nous avons alors une efficacité dépendante de l'angle moyen (donc de $B\rho_0$) et de l'anisotropie, et l'équation 4.3 devient :

$$P_f(Z,A,E^*) = \frac{\sum_{B\rho_0} N_{S\cap V}(Z,A,E^*,B\rho_0)/\varepsilon_V(B\rho_0,\alpha(E^*))}{D \times N_S(Z,A,E^*) + \sum_{B\rho_0} N_{S\cap V}(Z,A,E^*,B\rho_0)/\varepsilon_V(B\rho_0,\alpha(E^*))} \quad (4.17)$$

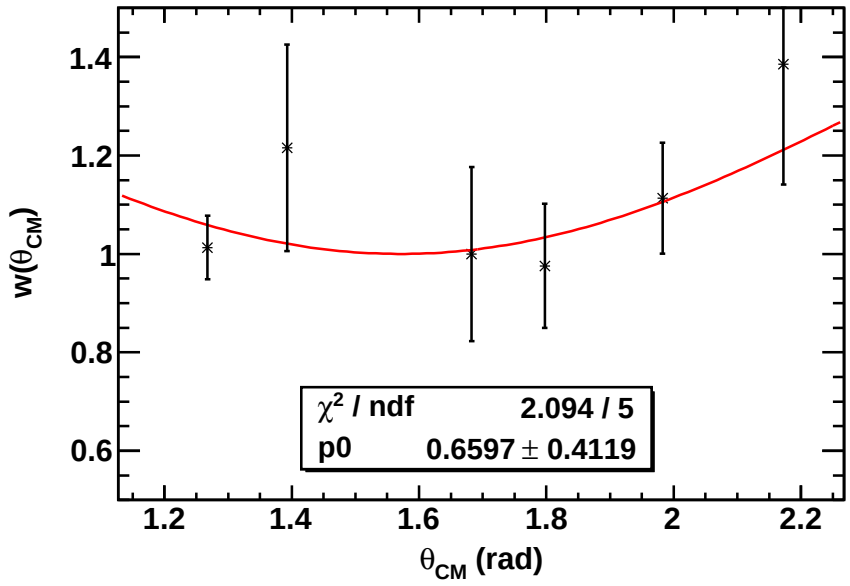
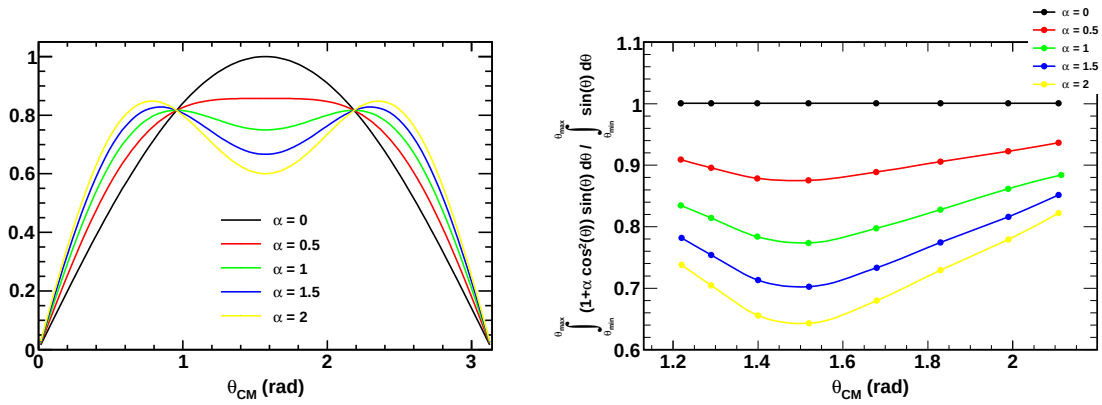


FIG. 4.23: *Anisotropie angulaire dans le référentiel du centre de masse pour une énergie d'excitation comprise entre 5 et 6 MeV pour la voie Uranium. La valeur du paramètre α obtenue par l'ajustement est indiquée en encart (p_0) et les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques.*



(a) *Distribution angulaire* (b) *Rapport des efficacités*

FIG. 4.24: *Évolution de la distribution angulaire (a) et du rapport des efficacités (b) avec l'anisotropie*

4.3.5 Probabilité de fission de l'^{238}U

Anisotropie L'évolution du paramètre d'anisotropie α avec l'énergie d'excitation du système fissionnant est représentée figure 4.25 avec un pas de 1 MeV. Nous l'ajustons par morceaux avec des polynômes d'ordres différents (0 à 2). Nous voyons que l'anisotropie

présente un maximum autour de la barrière de fission ($B_f \simeq 5,9$ MeV, cf. [Dahlinger 82]).

Au seuil de la fission de deuxième chance[32], la température T chute brutalement de la valeur de l'évaporation d'un neutron et nous devrions observer un second maximum dans l'anisotropie (cf. Éq. 4.13 et 4.14). Nous n'observons pas ce second maximum, contrairement aux mesures qui ont été effectuées par irradiation de neutron (cf. [Simmons 60]).

Cependant, des mesures effectuées par diffusion inélastique (α,α') ne présentent pas non plus de second pic (cf. [Burke 06]). Ce désaccord entre les données obtenues par irradiation de neutron et les réactions de substitution peut être une piste à investiguer pour déterminer l'influence du moment angulaire peuplé du système fissionnant.

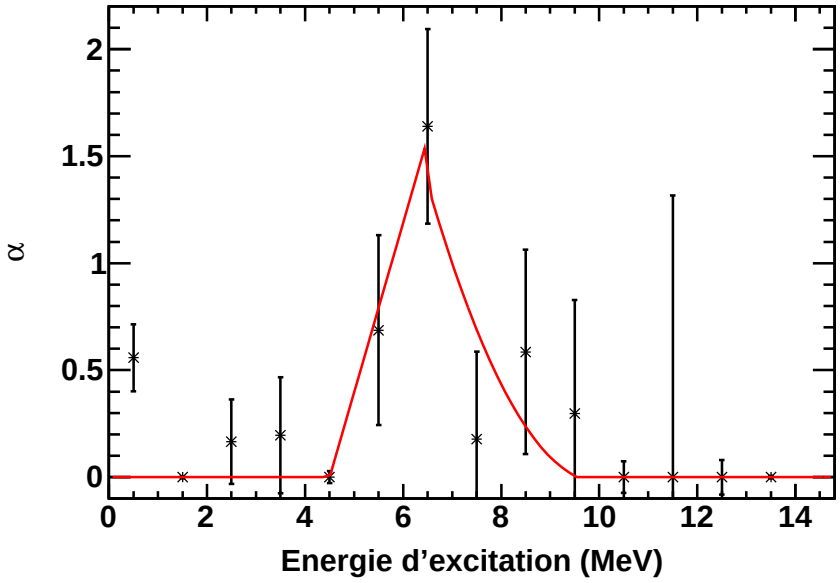


FIG. 4.25: *Évolution du paramètre α avec l'énergie d'excitation du système fissionnant pour la voie Uranium. L'ajustement est effectué par morceaux avec des polynômes d'ordre 0 à 2.*

Spectres en énergie d'excitation La figure 4.26 présente les spectres en énergie d'excitation (correspondant à la voie Carbone) pour l'^{238}U avec les déclencheurs « SPIDER libre » et « SPIDER ∩ VAMOS ». Le spectre conditionné par un événement de fission est corrigé de l'effet de l'anisotropie sur l'acceptance de VAMOS.

[32]La fission de deuxième chance correspond à l'arrivée de la contribution de la fission de l'isotope $A-1$ de l'actinide considéré. Quand ce dernier dispose d'assez d'énergie d'excitation, il peut évaporer un neutron pour donner l'isotope $A-1$ qui peut lui-même fissionner s'il reste suffisamment d'énergie d'excitation. Le processus peut se répéter pour ce nouvel isotope (fission de troisième chance et ainsi de suite).

La distribution en énergie d'excitation de l'Uranium présente un maximum en 0 avec le déclencheur « SPIDER libre » (cf. 4.26), ce qui est la manifestation de la prépondérance de la diffusion élastique pour cette voie. Nous remarquons aussi un épaulement autour de 8 MeV qui peut être dû à la diffusion inélastique ou à une contribution d'une voie de transfert de neutron. Avec le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS' », la distribution en énergie d'excitation de l'Uranium présente toujours un maximum centré en 0 alors qu'un fragment de fission a été détecté en coïncidence. En outre, la distribution s'est creusée entre ce maximum et l'épaulement.

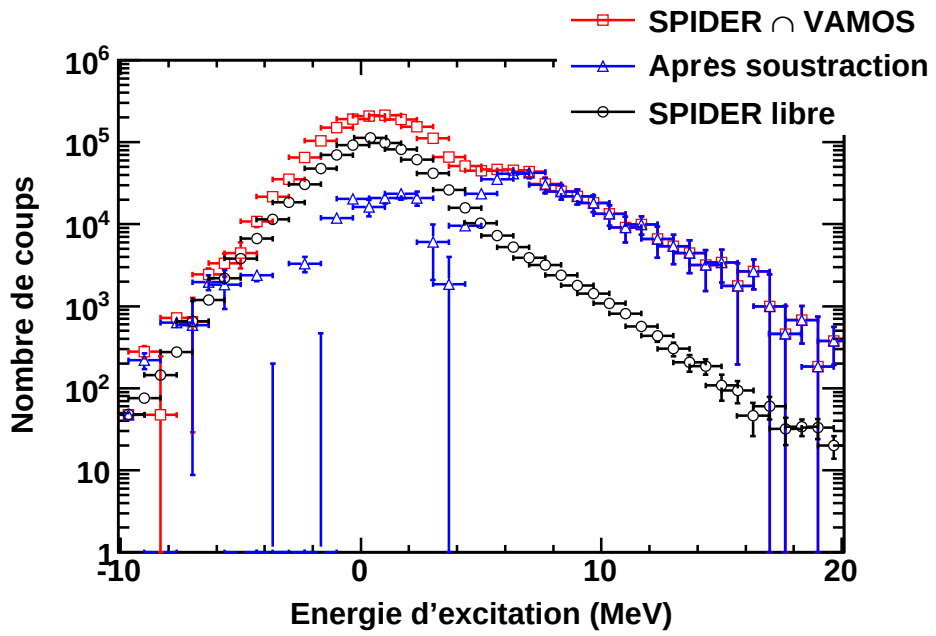
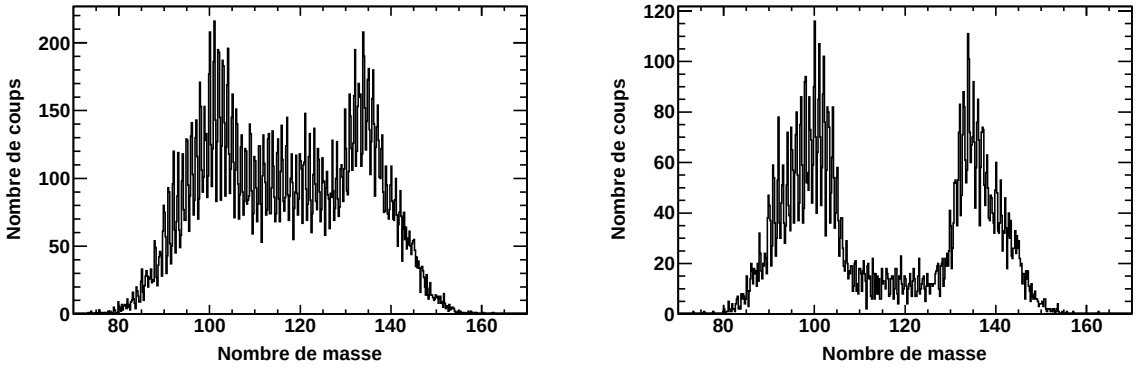


FIG. 4.26: *Distribution de l'énergie d'excitation de la voie Uranium pour les déclencheurs « SPIDER libre » et « SPIDER ∩ VAMOS » avant et après soustraction de la contribution de la fusion-fission. N.B. : Dans le cas du déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS », le spectre est le résultat de la somme des événements pour les différents réglages en $B\rho_0$ corrigés de l'efficacité du spectromètre.*

Contamination par la fusion-fission La présence d'un maximum d'énergie d'excitation à 0 MeV avec la détection d'un fragment de fission en coïncidence est incorrecte : l'énergie d'excitation fournie à l'actinide diffusé ou formé par transfert de neutrons ne lui permet pas de franchir la barrière de fission. Il ne peut en aucun cas s'agir d'un maximum. En regardant les distributions des fragments de fission associés, nous sommes en mesure d'expliquer l'origine de ce maximum. En effet, sans condition particulière sur ce spectre en énergie d'excitation, la distribution des fragments de fission correspondante est

asymétrique avec une contribution symétrique trop forte pour une énergie d'excitation autour de zéro (cf. Fig 4.27a). En imposant une énergie d'excitation minimum de 3 MeV, nous obtenons la distribution à l'asymétrie plus marquée, résultante d'une fission à basse énergie d'excitation (cf. Fig 4.27b).

Notre explication est que la contribution symétrique à basse énergie d'excitation correspond à des coïncidences fortuites entre une diffusion élastique et une fission provenant d'une réaction de fusion-fission, dont la section efficace est importante. En effet, les réactions de fusion-fission produisent un noyau de ^{250}Cf avec une énergie d'excitation moyenne de 45 MeV, dont la distribution des fragments de fission est symétrique.



(a) *Pas de condition* (b) $E^* > 3$ *MeV*

FIG. 4.27: *Distributions des fragments de fission pour la voie Uranium pour le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS » sans condition particulière sur le spectre en énergie d'excitation de l'Uranium (a) et avec une énergie d'excitation supérieure à 3 MeV (b).*

Afin d'ôter cette contamination de nos spectres en énergie d'excitation pour la voie Uranium, nous procédons à l'ajustement du pic centré en 0 dans le cas du déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS » avec une fonction gaussienne, puis nous générons des événements selon cette gaussienne et nous les soustrayons au spectre originel. Cette procédure est illustrée en figure Fig. 4.28. C'est le spectre issu de cette soustraction que nous utilisons pour le calcul de la probabilité de fission. Il est reporté figure 4.26.

Probabilité de fission La figure 4.29 montre la probabilité de fission de la voie Uranium obtenue à partir de nos données. Nous comparons nos résultats aux données publiées dans la base de données EXFOR :

- par mesure directe : ^{237}U(n,f) (cf. [McNally 74]) ;
- par transfert léger : ^{237}U(t,pf) (cf. [Cramer 70]) ;
- par diffusion inélastique : ^{238}U(α,α'f) (cf. [Burke 06]) ;

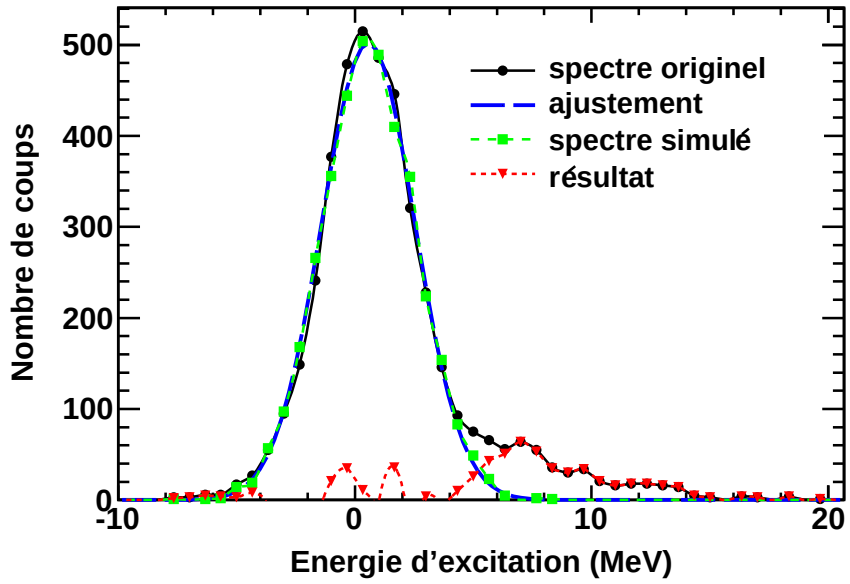


FIG. 4.28: *Distribution de l'énergie d'excitation corrigée de l'acceptance de SPIDER pour la voie Uranium avec le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS » pour une rigidité magnétique de 1,143 T.m. La distribution originelle est en noire et l'ajustement de la contribution due à l'empilement est en bleu. La distribution engendrée avec l'ajustement est en vert et le résultat de la soustraction de cette dernière à la distribution originelle est en rouge.*

- par photofission : ^{238}U(γ,f) (cf. [Caldwell 80]).

À part pour le cas de la photofission, les données utilisées se présentent sous la forme de sections efficaces de fission (σ_f) en fonction de l'énergie du neutron incident (E_n). Pour obtenir les probabilités de fission (P_f) à partir de ces données, nous avons divisé σ_f par σ_C, la section efficace de capture neutronique. Cette dernière est estimée comme la différence entre la section efficace totale ($\sigma_{tot.}$) et celle de diffusion élastique ($\sigma_{elas.}$), obtenues par évaluation (ENDF/B-VII.0). Ainsi :

$$\sigma_{fission}(E_n) \simeq P_{fission}(E^*) \times \sigma_C(E_n) \quad (4.18)$$

$$\simeq P_{fission}(E^*) \times (\sigma_{tot.}(E_n) - \sigma_{elas.}(E_n)) \quad (4.19)$$

Ensuite, il faut convertir l'énergie du neutron incident en énergie d'excitation du système fissionnant :

$$E^* = S_n + E_n \times \frac{A-1}{A} \quad (4.20)$$

où S_n est l'énergie de liaison du dernier neutron dans le noyau de nombre de masse A.

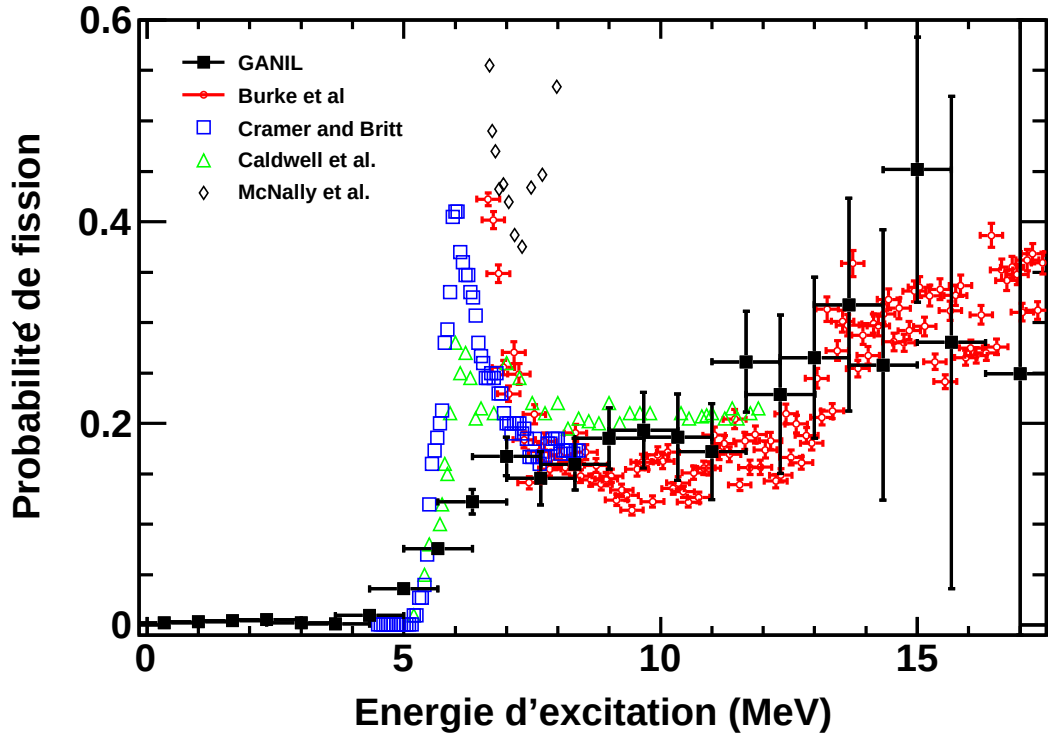


FIG. 4.29: *Probabilité de fission de l'^{238}U obtenu lors de notre expérience (GANIL) comparée aux résultats antérieurs : $^{238}U(\alpha,\alpha'f)$ [Burke 06], $^{238}U(\gamma,f)$ [Caldwell 80],$^{237}U(n,f)$ [McNally 74] et $^{236}U(t,pf)$ [Cramer 70]. $B_f \simeq 5,9$ MeV et $S_n \simeq 6,1$ MeV.*

Dans notre cas, la fission de l'^{238}U est induite par diffusion inélastique avec du ^{12}C. Un facteur d'échelle de 4,75 est appliqué à notre probabilité de fission pour obtenir le bon ordre de grandeur. En effet, la contribution de la diffusion élastique est présente dans le spectre en énergie d'excitation avec le déclencheur « SPIDER libre ». Et bien que l'énergie d'excitation associée à cette voie de réaction soit centrée en zéro, sa grande section efficace par rapport à la diffusion inélastique fait que son influence est perceptible sur l'ensemble de la gamme couverte en énergie d'excitation. Notre seuil de fission est similaire aux autres données, mais nous n'observons pas de pic au seuil. En revanche, le rapport entre les plateaux de fission de première et seconde chance est comparable à celui observé dans le cas de la voie ^{238}U(α,α'f).

4.3.6 Probabilité de fission du ^{239}Np

Anisotropie Le spectre de l'évolution du paramètre α pour la voie Neptunium est présenté figure 4.30 avec un pas de 1 MeV. Nous l'ajustons là aussi par morceaux avec des polynômes d'ordre 0 à 2. Le premier pic à 3,5 MeV provient probablement de la contamination de la voie Carbone. Quant au second pic, vers 7 MeV, il correspond *a priori* à l'augmentation d'anisotropie attendue autour de la barrière de fission ($B_f \simeq 5,8$ MeV, cf. [Dahlinger 82]).

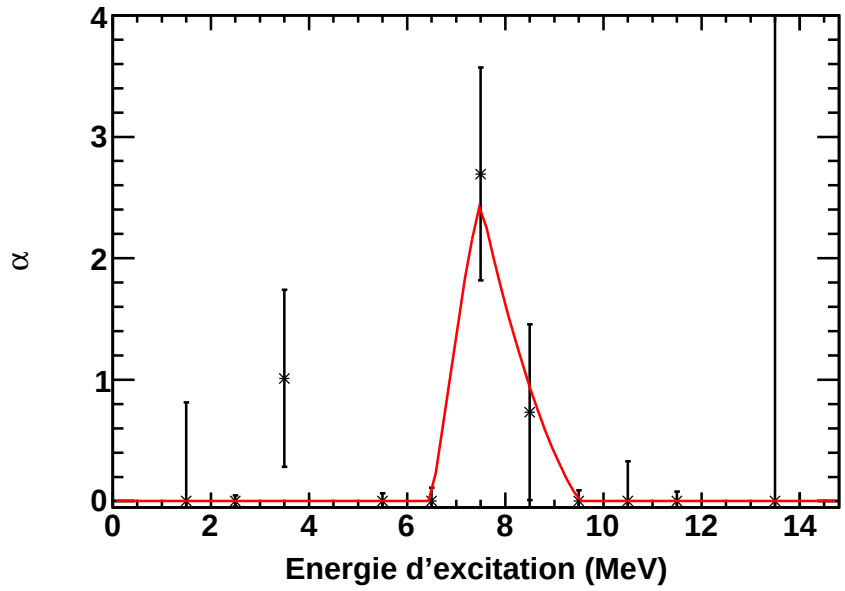
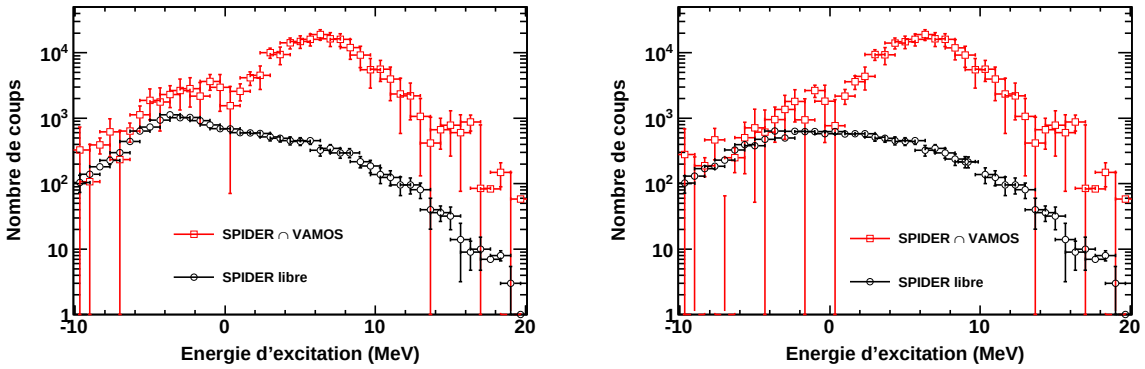


FIG. 4.30: *Évolution du paramètre α avec l'énergie d'excitation du système fissionnant pour la voie Neptunium. L'ajustement est effectué par morceaux avec des polynômes d'ordre 0 à 2.*

Spectres en énergie d'excitation La figure 4.31a présente les spectres en énergie d'excitation (correspondant à la voie Bore) pour le ^{239}Np avec les déclencheurs « SPIDER libre » et « SPIDER ∩ VAMOS ». Le spectre conditionné par un événement de fission est corrigé de l'effet de l'anisotropie sur l'acceptance de VAMOS.

La voie Neptunium présente une distribution large avec un maximum à -4 MeV et une plus faible vers 6 MeV (cf. Fig. 4.31a) pour le déclencheur « SPIDER libre ». Le plus grand des deux maxima est la conséquence de la contamination par la voie Carbone. En effet, sur la figure 4.11, nous pouvons voir que les événements de Carbone pour ce déclencheur empiètent grandement sur la sélection graphique du Bore. Avec le déclencheur « SPIDER

∩ VAMOS », cette contamination a fortement décrue mais est toujours présente. Cette voie présente de plus un maximum autour de 5 MeV.

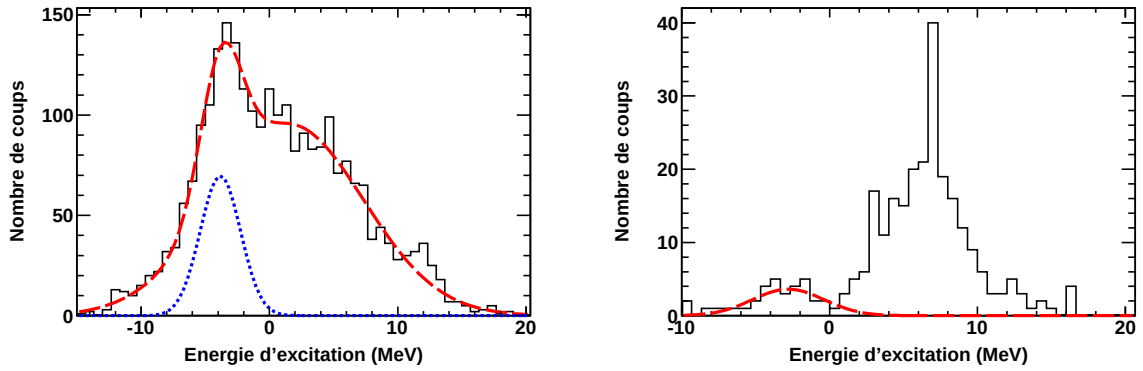


(a) *Avant* (b) *Après*

FIG. 4.31: *Distribution de l'énergie d'excitation de la voie Neptunium pour les déclencheurs « SPIDER libre » et « SPIDER ∩ VAMOS » avant (a) et après (b) soustraction de la contamination de la voie Carbone. N.B. : Dans le cas du déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS », le spectre est le résultat de la somme des événements pour les différents réglages en $B\rho_0$ corrigés de l'efficacité du spectromètre.*

Contamination par la voie Carbone Pour le déclencheur « SPIDER libre », nous attendons pour cette voie une énergie d'excitation moyenne de $\langle E^* \rangle = Q_0 - Q_{opt} = 0,31$ MeV (cf. Chap. 2, Sect. 2.1). Nous ajustons alors la distribution en énergie d'excitation avec la somme de deux fonctions gaussiennes, la première centrée sur le maximum autour -4 MeV qui correspond à la contamination et la seconde centrée autour de $Q_0 - Q_{opt}$ qui correspond aux événements attendus. Nous soustrayons alors la première fonction gaussienne du spectre. Cette procédure est illustrée en figure 4.32a où nous avons représenté l'ajustement complet de la distribution et la contribution due à la contamination. Pour le déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS », nous ajustons le pic autour de -4 MeV par une fonction gaussienne avant de le soustraire (cf. Fig. 4.32b). Les spectres complets en énergie d'excitation ainsi obtenus sont présentés figure 4.31b.

Probabilité de fission La figure 4.33 montre la probabilité de fission de la voie Neptunium obtenue à partir de nos données. Nous comparons nos résultats avec des mesures effectuées par transfert (^{3}He,tf) (cf. [Gavron 76]) et des données évaluées pour la réaction ^{238}Np(n,f) (ENDF/B-VII.0). En effet, la durée de vie du ^{239}Np et du ^{238}Np, respectivement 2,117 et 2,355 jours, interdisent des mesures directes par irradiation de neutron ou



(a) *« SPIDER libre »* (b) *« SPIDER ∩ VAMOS »*

FIG. 4.32: *Soustraction de la contamination par la voie Carbone des spectres en énergie d'excitation pour les déclencheurs « SPIDER libre » (a) et « SPIDER ∩ VAMOS » (b) pour* $B\rho_0 = 1,251\ T.m$

par photofission.

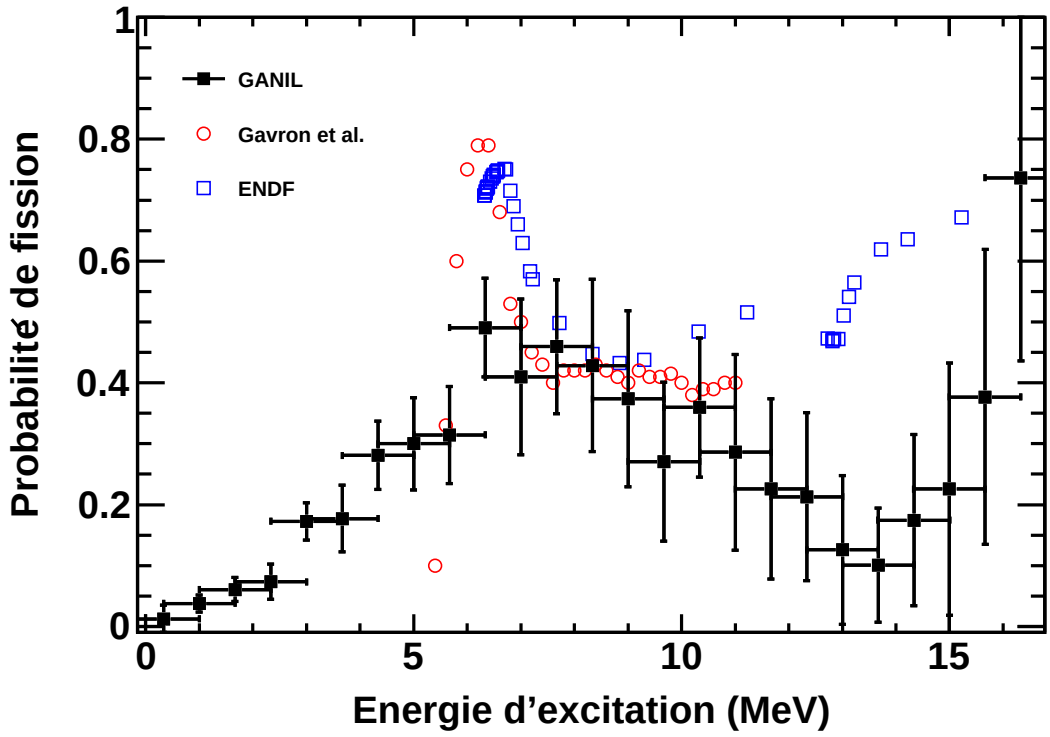


FIG. 4.33: *Probabilité de fission du* ^{239}Np *obtenu lors de notre expérience (GANIL) comparée à celle obtenue par* (^3He,tf) *[Gavron 76] et aux données évaluées (ENDF/B-VII.0).* $B_f \simeq 5,8\ MeV$ *et* $S_n \simeq 6,2\ MeV$.

Dans notre cas, la fission du ^{239}Np est induite par le transfert d'un proton. Un facteur 3 est appliqué à notre probabilité de fission pour obtenir le bon ordre de grandeur, du fait de la contamination du spectre en énergie d'excitation avec le déclencheur « SPIDER libre » par la voie Carbone que nous ne parvenons pas à retirer complètement. Par rapport aux données publiées et évaluées, la pente de notre seuil est beaucoup moins marquée, toujours à cause de la contamination de la voie Carbone. Nous n'avons pas de pic autour de la barrière de fission et notre probabilité de fission s'effondre au-delà de 10 MeV par rapport aux données issues de la réaction (^{3}He,tf) puis semble remonter, comme le suggère les données évaluées.

4.3.7 Probabilité de fission du ^{240}Pu

Anisotropie Le spectre de l'évolution du paramètre α pour la voie Plutonium est présenté figure 4.34 avec un pas de 1 MeV (moyenné avec le pas d'avant et d'après). Nous l'ajustons cette fois aussi par morceaux avec des polynômes d'ordres 0 à 2. Pour cette voie aussi, il n'y a qu'un maximum, autour de la barrière de fission ($B_f \simeq 6,0$ MeV, cf. [Dahlinger 82]), comme cela a déjà été observé avec du transfert lourd (cf. [Cheifetz 81]).

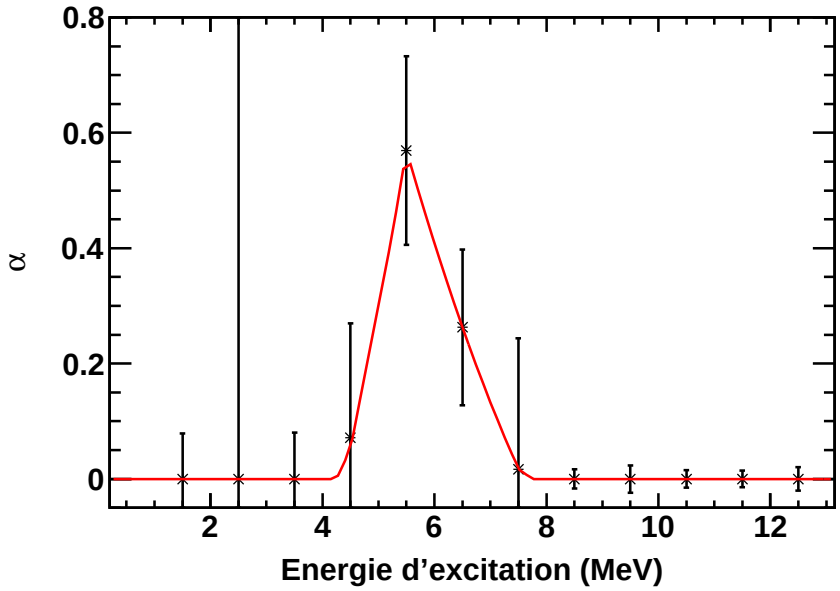


FIG. 4.34: *Évolution du paramètre α avec l'énergie d'excitation du système fissionnant pour la voie Plutonium. L'ajustement est effectué par morceaux avec des polynômes d'ordre 0 à 2.*

Spectres en énergie d'excitation La figure 4.35 présente les spectres en énergie d'excitation correspondant à la voie Béryllium pour le ^{240}Pu avec les déclencheurs « SPIDER libre » et « SPIDER ∩ VAMOS ». Le spectre conditionné par un événement de fission est corrigé de l'effet de l'anisotropie sur l'acceptance de VAMOS. La distribution en énergie d'excitation du Plutonium présente un maximum autour de la valeur de $Q_0 - Q_{opt}$ (soit 6,8 MeV), comme attendu, pour les deux déclencheurs.

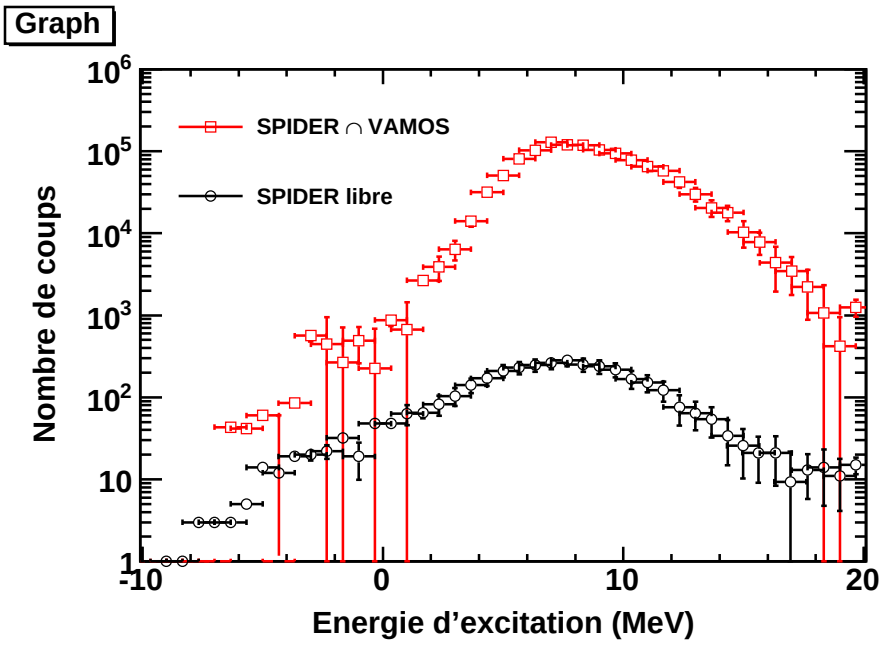


FIG. 4.35: *Distribution de l'énergie d'excitation de la voie Plutonium pour les déclencheurs « SPIDER libre » et « SPIDER ∩ VAMOS ». N.B. : Dans le cas du déclencheur « SPIDER ∩ VAMOS », le spectre est le résultat de la somme des événements pour les différents réglages en $B\rho_0$ corrigés de l'efficacité du spectromètre.*

Probabilité de fission La figure 4.36 montre la probabilité de fission de la voie Plutonium obtenue à partir de nos données. Nous les comparons avec les données disponibles sur la base de données EXFOR et avec la réaction de transfert d'une particule α entre une cible d'^{236}U et un faisceau de ^{12}C (cf. [Cheifetz 81]).

Dans notre cas, la fission du ^{240}Pu est induite par le transfert de deux protons. Aucun facteur de mise à l'échelle n'est nécessaire pour cette voie (pas de contamination par la voie Carbone). Notre probabilité de fission est en excellent accord avec celle obtenue par transfert. Par rapport à la fission induite par neutron (EXFOR), le plateau de fission de première chance est bien reproduit, mais il n'y a pas d'amorce de seuil de fission de seconde chance. Notre seuil est assez bien marqué et correspond à la barrière de fission. La

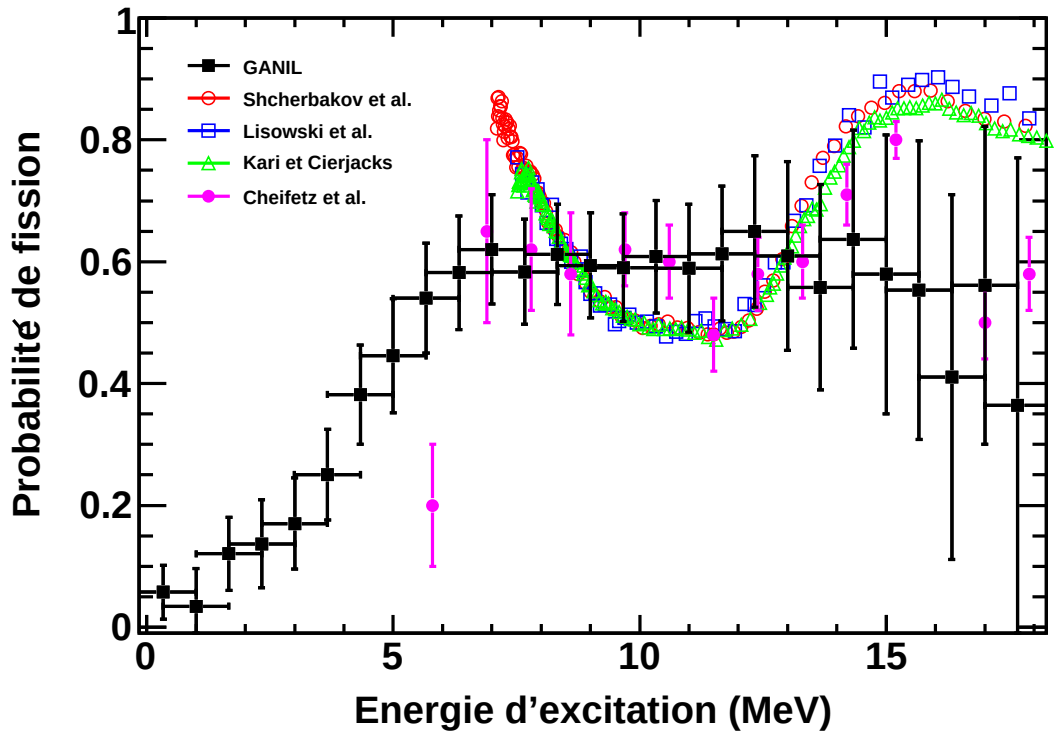


FIG. 4.36: *Probabilité de fission du ^{240}Pu obtenu lors de notre expérience (GANIL) comparée à celles obtenues par $^{239}Pu(n,f)$ (EXFOR) et par $^{236}U(^{12}C,^{8}Be_{g.s.})$ [Cheifetz 81]. $B_f \simeq 6,0$ MeV et $S_n \simeq 6,5$ MeV.*

grande similitude de notre probabilité de fission par transfert avec un résultat antérieur et les différences avec celles obtenues par irradiation de neutron peuvent être une signature des différents mécanismes en jeu lors du transfert et de la capture neutronique.

4.4 Synthèse des résultats obtenus

Les réactions de transfert multinucléon permettent d'étudier des isotopes inaccessibles par ailleurs et d'étudier plusieurs voies de réaction au cours d'une même expérience. Cependant, elles impliquent que le noyau de recul soit lourd (par rapport aux isotopes d'Hydrogène ou d'Hélium), ce qui rend plus difficile techniquement leur identification.

Malgré la mauvaise résolution du télescope SPIDER due aux conditions dans lesquelles nous l'avons utilisé, nous avons identifié en élément trois voies de transfert avec la production de Bore/Neptunium, de Béryllium/Plutonium et de Lithium/Américium. Pour ces voies, nous avons pu obtenir des distributions angulaires ainsi que des sections efficaces

en accord avec nos estimations et avec les systématiques.

Pour la première fois, nous avons mesuré la probabilité de fission d'actinides produits par transferts lourds (ou induite par diffusion inélastique pour l'^{238}U) en cinématique inverse. La cinématique inverse présente l'avantage de s'affranchir de la contamination des cibles d'actinides (présence de plusieurs isotopes et d'éléments légers comme l'Oxygène ou le Carbone).

Toutefois, le noyau de recul peut acquérir une très grande énergie cinétique et n'est émis que sur 2π. Par conséquent, la résolution angulaire du télescope doit être importante pour avoir une bonne résolution en énergie pour l'identification. Ceci implique un grand nombre de pistes. La multiplication des pistes et leurs faibles dimensions posent des problèmes pour l'analyse des données : beaucoup de zones mortes, partage du signal collecté sur plusieurs pistes et problèmes liés à l'épaisseur des détecteurs. De plus, la résolution angulaire est le facteur dominant la résolution en énergie d'excitation, paramètre-clé pour la mesure des probabilités de fission. Un télescope avec une segmentation plus fine que celle de SPIDER pourrait apporter une meilleure résolution en énergie d'excitation, au prix d'une analyse de données plus complexe et serait, de toute façon, toujours tributaire de la maîtrise de la position du faisceau.

Cependant, les limites les plus importantes pour la mesure des probabilités de fission ne sont pas intrinsèques à la méthode utilisée mais liées à la réponse du télescope SPIDER dans les conditions de notre expérience (forts courants, électrons δ, mouvement du faisceau). Ces limites sont l'absence d'identification isotopique et le manque de statistique (à cause du nombre d'événements rejetés lors de l'analyse et du fait que seul un quart de SPIDER est utilisable, sur une gamme en angle réduite). Ainsi, pour la voie Carbone/Uranium, nous avons de la contamination par la fusion-fission. La voie Bore/Neptunium est fortement contaminée par le Carbone. Pour la voie Béryllium, qui ne souffre d'aucune pollution majeure, deux isotopes sont produits dans des proportions du même ordre de grandeur. La voie Lithium/Américium souffre d'un manque important de statistique. Quant aux noyaux d'Hélium, leur origine est multiple : évaporation, résidus de transferts primaire ou secondaire (^{8}Be). Il est par conséquent impossible de tirer des conclusions pour cette voie.

Par ailleurs, nous avons estimé l'anisotropie de la distribution des fragments de fission associés. Nous observons une augmentation de l'anisotropie avec l'énergie d'excitation du système fissionnant piquée autour de la barrière de fission, comme attendu. Mais nous n'observons pas de pic d'anisotropie pour la fission de deuxième chance, bien qu'elle soit prédite et observée en irradiation de neutron (cf. [Vandenbosch 73]). Cependant, ce n'est pas la première fois que l'absence d'anisotropie a été observée au niveau de la fission de

deuxième chance (cf. [Cheifetz 81] et [Burke 06]). Il faut aussi noter que l'estimation de la transmission du spectromètre VAMOS est délicate et peut être améliorée.

Enfin, en ce qui concerne la validité de la méthode de substitution avec des réactions de transfert multinucléon, la distribution des états (J, π) peuplés et la dépendance des probabilités de fission en moment angulaire, nous sommes dans la même situation que les travaux antérieurs. Ne mesurant pas le moment angulaire du noyau formé, nous ne pouvons apporter d'éléments de réponse spécifique aux problèmes d'interprétation. L'absence de seuil de fission bien marqué que nous observons pourrait indiquer que dans un certain nombre de cas, tout ou partie de l'énergie d'excitation est emmenée par le noyau de recul. La présence de détecteurs de rayons γ (EXOGAM) et la connaissance des schémas de niveaux des noyaux de recul pourraient permettre d'accéder au moment angulaire du système fissionnant[33]. Toutefois, au vu de la très faible densité de niveaux des noyaux légers et de la non-observation de transfert de proton de l'Uranium vers le Carbone, cette hypothèse apparaît comme improbable.

[33] un stage de Master 1 est prévu sur cette thématique

Conclusions et perspectives

Ce mémoire rapporte l'analyse menée pour l'obtention des probabilités de fission d'actinides produits pour la première fois par réactions de transfert multinucléon et en cinématique inverse. Les données utilisées ont été collectées par un dispositif expérimental dont l'objectif premier était la mesure des distributions isotopiques des fragments de fission des actinides formés. Ce projet expérimental, d'un genre nouveau au GANIL, ouvre de nouvelles perspectives pour des expériences futures et le travail développé ici permet d'en explorer le potentiel.

Différents problèmes techniques et erreurs d'organisation lors de l'expérience ont rendu le travail particulièrement ardu :

- l'oubli de l'étalonnage du télescope SPIDER au générateur d'impulsions électriques, qui nous a contraint à utiliser la diffusion élastique pour l'étalonnage, en limitant à un seul point l'étalonnage sur toute la gamme en énergie couverte par le télescope ;
- un endommagement partiel du télescope par les fragments de fission qui ont été intercepté par l'un des détecteurs à cause d'un mauvais positionnement initial, et surtout, d'une instabilité spatiale du faisceau ;
- une instabilité de la réponse de SPIDER au cours du temps, due au courant élevé traversant le détecteur et produit par son irradiation importante par ions lourds ;
- une dégradation de la résolution intrinsèque par l'irradiation importante du télescope par les électrons δ produits par l'interaction du faisceau dans la cible ;
- le choix d'une logique de déclenchement de type « asynchrone », c'est-à-dire limitant l'acquisition des seules voies déclenchant le télescope au-dessus d'un certain seuil, empêchant la reconstruction complète et correcte des événements à multiplicité élevée ;
- une statistique faible, l'expérience ne s'étant déroulée dans des conditions « stables » que sur trois jours, au lieu des huit prévus lors de la proposition d'expérience, et le télescope n'étant utilisable au final que sur le quart de sa surface.

Ce travail a permis de comprendre les erreurs commises et l'origine des problèmes rencontrés. Ainsi, nous avons pu proposer des améliorations pour le système de détec-

tion, re-soumettre l'expérience et convaincre le PAC[34]. Nous avons par ailleurs mené en avril 2010 une expérience-test *in situ* pour confirmer l'origine des problèmes rencontrés et valider les modifications apportées au dispositif. Une analyse préliminaire de cette expérience, en annexe de ce mémoire, montre que le télescope SPIDER est capable d'assurer la résolution nécessaire à la réussite de l'expérience, s'il est utilisé dans des conditions optimales.

Malgré ces difficultés techniques, nous avons pu montrer qu'entre le faisceau d'^{238}U et la cible de ^{12}C, à une énergie supérieure de 10% à la barrière coulombienne, plusieurs voies de transfert proton sont ouvertes, avec des sections efficaces variant sur presque deux ordres de grandeur, d'environ 100 mb pour un proton à 5 mb pour trois protons. Ces résultats sont tous à fait comparables aux systématiques disponibles.

Du fait de l'absence d'identification isotopique consécutive à la mauvaise résolution du télescope SPIDER, les voies de transfert de neutrons n'ont pu être identifiées. Néanmoins, leur estimation et la contamination des voies protons ont été prises en compte à partir des systématiques sur les chaleurs de réaction. La voie prépondérante de transfert de « 1n » est noyée dans la diffusion élastique, qui a une section efficace supérieure d'un ordre de grandeur. Pour les voies de transfert de neutrons associées à la voie de transfert, nous estimons que la voie de transfert d'un proton seul « 1p » est prépondérante. Les voies de transfert de « 2p » et « 3p2n » sont, quant à elles, contaminées dans des proportions non négligeables (de 30 à 40 %) par les voies de transfert d'un neutron supplémentaire non résolues. Le transfert de proton du faisceau vers la cible n'a pas été observé.

Pour chacune de ces voies de transfert, la distribution en énergie d'excitation obtenue après reconstruction cinématique a été établie. En associant ces distributions à chaque actinide produit par transfert, nous avons déterminé les probabilités de fission de l'^{238}U, du ^{239}Np et du ^{240}Pu. L'originalité de ce travail réside dans le fait que jamais des transferts aussi lourds n'ont été utilisés pour remonter aux probabilités de fission, à l'exception du transfert d'une particule α (cf. [Cheifetz 81]).

Pour chacun de ces actinides, grâce à la grande acceptance angulaire du spectromètre VAMOS et à la série de valeurs de rigidité magnétique nominale de son dipôle que nous avons appliquées au cours de l'expérience, il a été possible d'estimer l'anisotropie angulaire des fragments de fission en fonction de leur énergie d'excitation. Les anisotropies montrent un maximum autour du seuil de fission, comme cela est attendu. En revanche, nous ne mesurons pas d'anisotropie au seuil de la fission de seconde chance, en contradiction avec les prédictions théoriques et les systématiques expérimentales en irradiation de neutron. Cette absence de maximum de l'anisotropie au seuil de la fission de deuxième

[34] ***P**rogram **A**dvisory **C**ommittee*, GANIL

chance est cependant en accord avec des mesures antérieures, faites par diffusion inélastique (cf. [Burke 06]) ou transfert lourd (cf. [Cheifetz 81]). Cette différence observée entre les mesures faites par des réactions de substitution et celles par irradiation de neutron, peut être une piste à suivre pour déterminer l'origine encore controversée de la validité de la méthode de substitution pour remonter aux mesures des sections efficaces induites par neutron.

Enfin, nous montrons que le système de détection utilisé est capable de mesurer des probabilités de fission en fonction de l'énergie d'excitation. Malheureusement, à cause de la mauvaise résolution du télescope SPIDER, nous ne sommes pas en mesure de remonter à des systèmes fissionnants inconnus, mais nous montrons que nos mesures sont en accord avec celles effectuées antérieurement. Pour chacun des systèmes étudiés, les seuils de fission présentent une pente moins abrupte que celles obtenues avec des transferts entre des faisceaux légers et des cibles d'actinides ou induite par neutron. Cela peut être une indication de la limite de validité de la méthode de substitution lorsque le noyau interagissant avec l'actinide est plus lourd qu'un isotope d'Hydrogène ou d'Hélium. Toutefois, à cause des problèmes techniques rencontrés au cours de l'expérience, il n'est pas possible d'aller plus loin, mais la prochaine expérience est susceptible d'apporter des éléments de réponse.

En conclusion, nous avons montré que les réactions de transfert multinucléon associées à la cinématique inverse ouvraient une nouvelle voie de recherche pour l'étude de la fission des actinides.

Annexe A

Expérience-test du télescope SPIDER

Afin de vérifier notre compréhension du fonctionnement du télescope SPIDER et de confirmer l'origine des problèmes rencontrés lors de l'expérience, nous avons procédé à une expérience-test au printemps 2010. L'objectif principal est de tester *in situ* si SPIDER offre une résolution suffisante pour permettre une identification isotopique des noyaux de recul des réactions de transfert entre un faisceau d'^{238}U et une cible de ^{12}C. Cette réponse conditionnera la reconduction de l'expérience initiale approuvée par le PAC et prévue en 2011.

Cette annexe présente sommairement les modifications apportées au dispositif expérimental décrit au chapitre 2. L'étalonnage du télescope pour ce test est présenté dans la référence [Porte 10] et l'analyse préliminaire des données acquises a fait l'objet d'un bref compte-rendu à destination des membres de la collaboration qui est reproduit dans l'annexe suivante.

Modifications du dispositif expérimental

Cette expérience-test a eu lieu au GANIL, en salle G3, sur la ligne de faisceau de SPEG[1]. Le spectromètre VAMOS a été remplacé par deux télescopes composés de chacun de deux jonctions en silicium de 80 μm et de 1,5 cm de diamètre, placés à 20° de part et d'autre de l'axe du faisceau. Pour ce test, nous avons fait l'acquisition d'un télescope neuf (cf. Fig. A.1). Seul le nouveau détecteur $E_{rés}$ a été utilisé[2].

[1] ***S****pectromètre à* ***P****erte d'****É****nergie* ***G****ANIL*

[2] Le nouveau détecteur ΔE s'est brisé lors du retrait du porte-cible contenant une source 3α avant d'être sous faisceau.

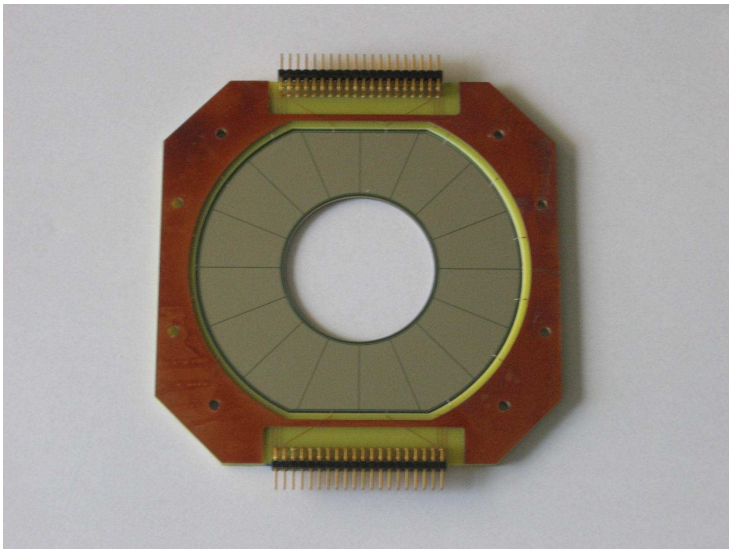


FIG. A.1: *Vue du nouveau détecteur $E_{rés}$ avec doublage en cuivre de son cadre*

Stabilisation de la réponse télescope

Tests de préamplificateurs Afin d'assurer la déplétion complète du détecteur, même en cas de forts courants, nous avons testé l'utilisation de préamplificateurs avec des résistances d'entrée de l'alimentation plus faibles que lors de l'expérience initiale (cf. Fig. A.2). Le but est de vérifier que la résolution de SPIDER ne se dégrade pas et que sa réponse reste stable. Aucune dérive en temps n'a été observée durant cette expérience.

Système de refroidissement Pour éviter la montée en température du télescope qui dégrade la résolution en énergie, nous avons fait circuler dans un dispositif en cuivre en contact avec le support du silicium constituant SPIDER, de l'alcool refroidi à -10°C (cf. Fig. A.3).

Protection contre les rayonnements électromagnétiques

Champ magnétique Les électrons δ ayant eu un impact néfaste lors de l'expérience, nous avons disposé des aimants puissants autour de la cible, dans la chambre à réaction (cf. Fig. A.4a). Le champ mesuré au centre du télescope est de 185 G environ, soit un ordre de grandeur plus grand que précédemment. Le fonctionnement des secteurs du détecteur ΔE (première face vue du faisceau) a alors un comportement tout à fait comparable au reste du télescope.

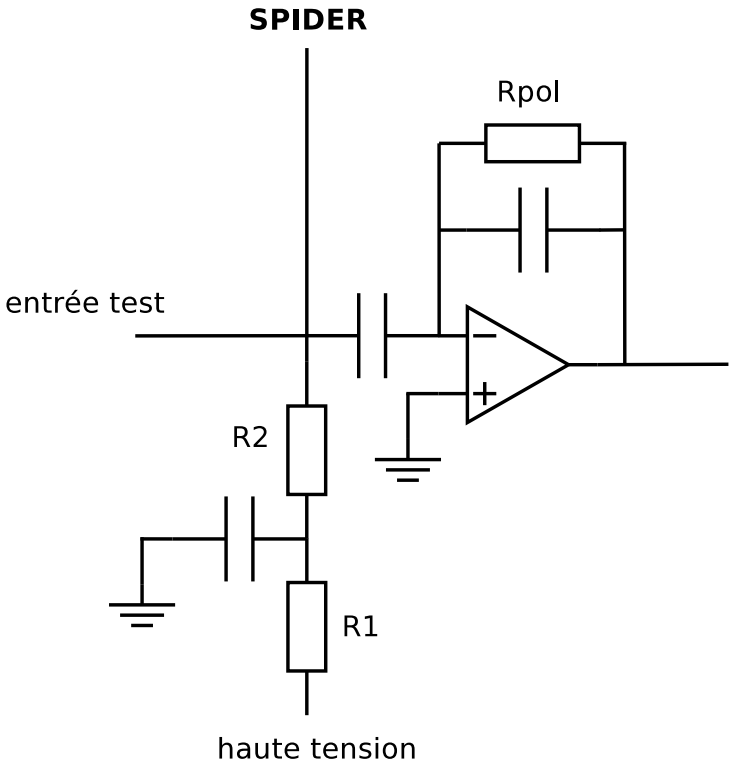
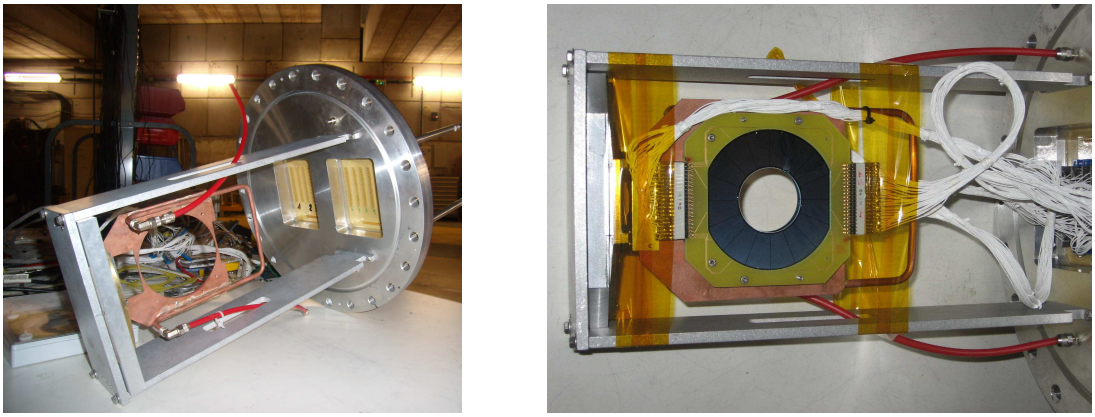


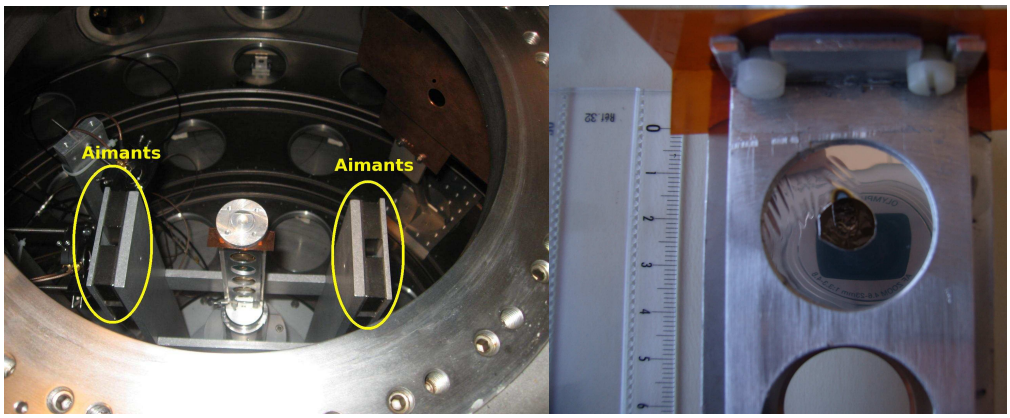
FIG. A.2: *Schéma simplifié d'un préamlificateur. Les résistances que nous avons modifiées sont les résistances $R1$ et $R2$.*



(a) *Dispositif seul* (b) *Dispositif avec SPIDER*

FIG. A.3: *Vues du dispositif en cuivre de circulation d'alcool pour refroidir le télescope SPIDER*

Mylar polarisé Par ailleurs, nous avons placé devant la cible une feuille de mylar à laquelle nous avons appliqué une tension de -500 V (cf. Fig. A.4b). Cette feuille est percée en son centre, afin de ne pas perturber les fragments de fission émis. L'impact de ce dispositif ne semble pas significatif, en l'état actuel de l'analyse des données.



(a) *Aimants* (b) *Feuille de mylar*

FIG. A.4: *Vue du dessus de la chambre à réaction avec le porte-cible encadré par les aimants (a) et d'une cible protégée par une feuille de mylar (b). Les aspérités visibles à travers le trou de cette feuille sont dues à l'impact du faisceau.*

Modification de l'acquisition

Le mode d'acquisition a été modifié : d'une lecture individuelle des pistes, nous sommes passés à une lecture collective des anneaux par quartier. Ainsi, nous espérons pouvoir mieux traiter les événements de grande multiplicité, que ce soit à cause des effets de l'épaisseur ou pour la voie ^{242}Pu avec deux particules α fortement corrélées.

Réserves

Lors de ce test, les mouvements du faisceaux étaient fréquents et de grande amplitude. Même si nous avons des fichiers de données avec un générateur d'impulsions électriques, nous utilisons toujours la diffusion élastique de la cible pour l'étalonnage. La connaissance de la position du faisceau et le suivi de son évolution peuvent être un point crucial pour le succès de l'expérience.

De plus, nous avons travaillé avec différentes intensités de faisceau afin de déterminer le maximum en taux de comptage dans SPIDER compatible avec une identification isotopique complète. Ce maximum pourrait se révéler insuffisant pour collecter suffisamment de fragments de fission en coïncidence avec le spectromètre VAMOS.

Annexe B

SPIDER 1.5 : Résultats préliminaires

Ce bref rapport[3] a pour but de rendre compte de l'analyse préliminaire des données issues du test du détecteur SPIDER dans sa version améliorée, test qui a eu lieu début avril 2010. Il est axé sur les difficultés rencontrées lors de l'étalonnage et de l'estimation de la résolution. Les données utilisées sont issues des runs 315 à 320.

Alignement au pulseur du détecteur

L'alignement effectué au pulseur a été réalisé avec 6 à 7 pics (en fonction du gain de chaque voie) avec un ajustement à l'ordre 2. Pour les voies ayant des gains moindres, le septième pic est trop proche du piédestal pour être séparé proprement ou s'y fond. Ce piédestal se trouve sous le canal 300 pour l'ensemble des pistes. L'alignement au pulseur a été réalisé par face et est appliqué à toutes les pistes physiques (cf. [Porte 10]).

Reconstruction sommaire des événements

Du fait de la façon d'acquérir les données avec lecture de toutes les voies d'un même module ADC dès qu'une piste a déclenché, la logique de traitement des données diffère de l'analyse de l'expérience initiale (e516). Au lieu d'avoir d'une part un vecteur « énergie » et de l'autre un vecteur « numéro de piste » avec le même indice (multiplicité) pour associer l'une et l'autre, nous disposons d'un vecteur unique contenant l'énergie et dont l'indice est le numéro de piste correspondant.

Afin de pouvoir corréler les événements collectés dans ΔE et $E_{rés.}$, nous ne traitons que les événements dont une seule piste dans chacune des quatre faces de SPIDER a collecté une énergie supérieure à un seuil fixé arbitrairement mais supérieur aux piédestaux (canal

[3]daté du 30 juin 2010

500). Tous les événements autres ne sont pas pris en compte. Nous pouvons alors tracer une matrice d'identification ΔE-$E_{tot.}$.

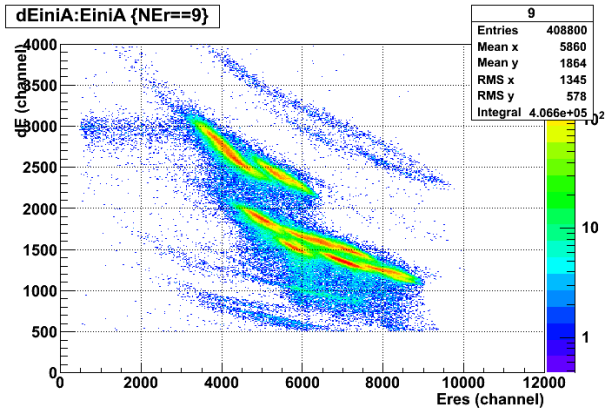


FIG. B.1: *Matrice ΔE-$E_{rés.}$ pour les anneaux du secteur 9 après alignement au pulseur*

Nous observons de fortes discontinuités qui peuvent être dues à la réponse de chaque piste (cf. Fig. B.1). Ce comportement est présent pour les anneaux, quel que soit le secteur. En effet, il n'y a pas d'effet d'angle dû au décentrage possible (un seul secteur, soit un seul φ) ni à l'association d'une perte d'énergie et d'une énergie résiduelle étalonnées pour des angles θ différents (cf. Chap. 2, Sous-Sect. 3.4.2), car nous avons tracé ΔE en fonction de $E_{rés.}$ et non de $E_{tot.} = \Delta E + E_{rés.}$. Chaque micro-banane correspond à un anneau distinct et leur centroïde respectif ne suit pas une tendance particulière (tantôt plus haut, tantôt plus bas que celui des micro-bananes adjacentes).

Étalonnage des anneaux

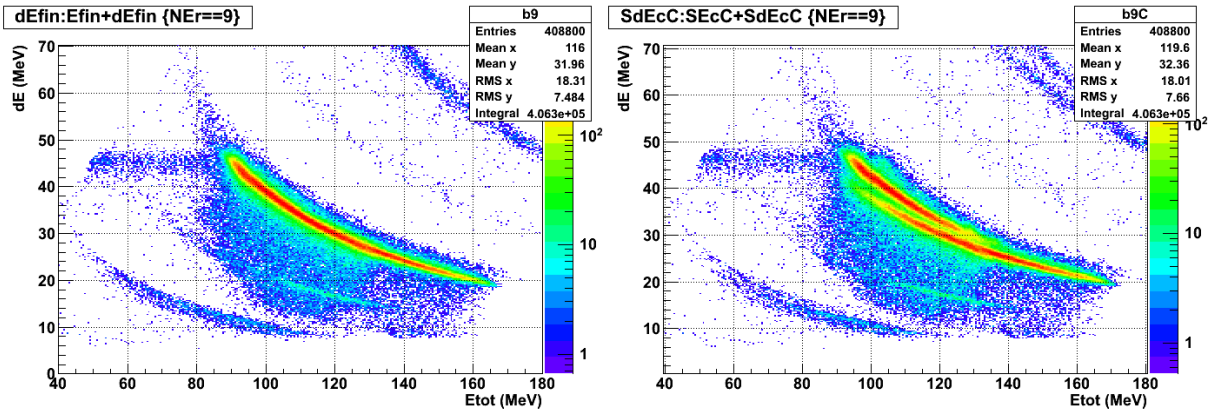
L'étalonnage des anneaux est réalisé en utilisant la diffusion élastique du Carbone. Pour un run donné (319), nous avons procédé à la recherche du pic élastique pour chaque pixel et nous avons extrait sa position en canal avec un ajustement gaussien. Nous avons procédé de même et avec le même run pour le piédestal afin d'avoir un second point pour étalonner le détecteur, à la différence près que, comme la position du piédestal ne dépend que de la chaîne électronique, nous avons relevé cette position par anneau et non par pixel.

Ensuite, nous avons appliqué les cœfficients d'alignement aux positions des piédestaux et des pics élastiques, et procédé à l'ajustement linéaire de la correspondance (canal après alignement)/énergie en faisant correspondre une énergie nulle au piédestal et l'énergie de diffusion élastique attendue pour l'angle médian de l'anneau considéré. De ce fait, nous n'avons pas tenu compte d'un décentrage éventuel (et *a priori* observé) de l'axe du faisceau par rapport au centre de SPIDER.

Nous n'avons pas procédé à l'étalonnage des secteurs et la reconstruction d'événements est simple pour cette face : il suffit de regarder la perte d'énergie dans un secteur donné en fonction de l'énergie résiduelle pour le secteur portant le même numéro.

Matrices d'identification

Nous avons tracé la matrice ΔE-$E_{rés.}$ après étalonnage pour différents secteurs (afin de s'affranchir d'un problème de position et donc de l'influence de l'angle φ). Nous avons choisi deux secteurs au comportement représentatif.

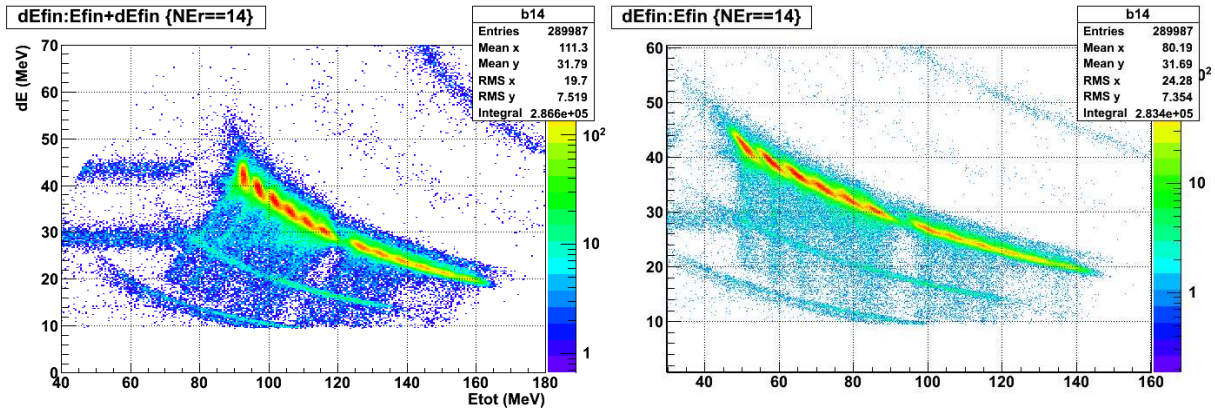


(a) *Après étalonnage* (b) *Après étalonnage et correction de l'angle*

FIG. B.2: *Matrices ΔE-$E_{tot.}$ pour les anneaux du secteur 9 après étalonnage (a) et après étalonnage et correction de l'angle (b)*

Pour le secteur 9, nous observons un spectre avec une banane élastique très propre. L'étalonnage fait disparaître les discontinuités observées précédemment. En outre, cette banane est tellement propre que lorsque nous regardons ΔE en fonction de $E_{tot.}$, nous n'observons pas les structures dues à l'association d'une perte d'énergie et d'une énergie résiduelle étalonnées pour des angles différents (cf. Fig. B.2a). D'ailleurs, l'application de cette correction défigure complètement le spectre et ce, pour tous les secteurs (cf. Fig. B.2b).

A l'inverse, pour le secteur 14, nous observons des discontinuités (cf. Fig. B.3a). Chaque micro-banane correspond à un anneau différent, le « trou » vers 90 MeV/30 MeV correspondant à un pixel manquant. Toutefois, contrairement à précédemment avec le pulseur, une tendance nette se dégage : les centroïdes des micro-bananes décrivent une ligne continue. En outre, nous observons des diagonales qui traversent les bananes du Béryllium au Carbone, à raison d'une diagonale par micro-bananes. Elles correspondent à une perte d'énergie différente pour une même énergie résiduelle (cf. Fig. B.3b).



(a) ΔE-$E_{tot.}$ (b) ΔE-$E_{rés.}$

FIG. B.3: *Matrices ΔE-$E_{tot.}$ (a) et ΔE-$E_{rés.}$ (b) pour les anneaux du secteur 14 après étalonnage*

De plus, ces différences de comportement des secteurs ne sont pas liées aux différences de préamplificateur : au sein d'un même quartier, nous avons des secteurs avec les deux comportements. Nous rappelons par ailleurs, que concernant le détecteur ΔE, il s'agit du même détecteur que celui de l'expérience e516.

Résolution en perte d'énergie

Malgré ces discontinuités dont l'origine n'est pas comprise, nous avons cherché à estimer la résolution en énergie du détecteur ΔE. Pour cela, nous avons sélectionné une petite gamme en énergie résiduelle (80,0 - 80,5 MeV) et avons procédé à un ajustement gaussien de la projection sur ΔE.

Les préamplificateurs utilisés sont :

- secteurs 0-3 : avec des résistances plus faibles (10 kΩ - 100 kΩ) ;
- secteurs 4-7 : avec des résistances intermédiaires (100 kΩ - 1 MΩ) ;
- secteurs 8-11 : moitié PA MAYA / moité PA standards ;
- secteurs 12-15 : standards (1 MΩ - 10 MΩ).

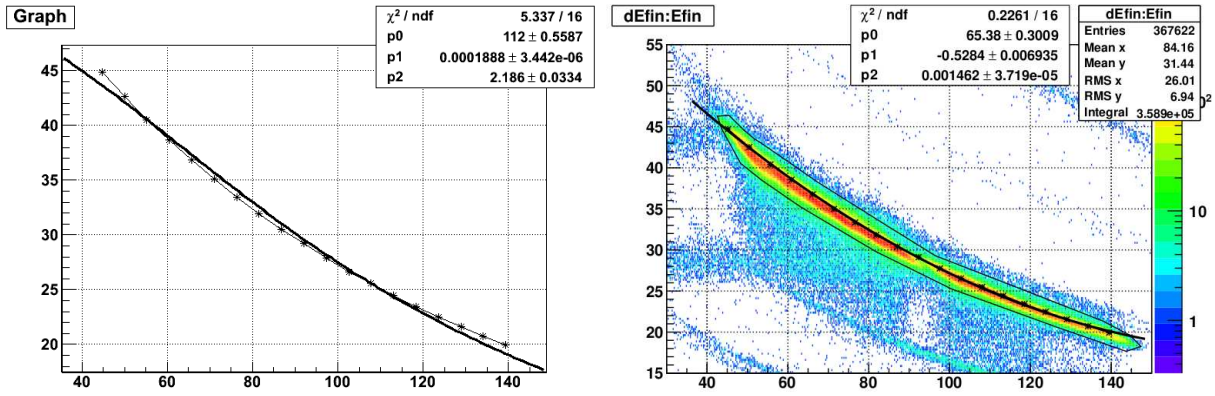
Les résultats obtenus sont présentés dan le tableau B.1. Nous remarquons l'absence de tendance claire de la résolution d'un secteur à l'autre. Seul le quartier 2 (secteurs 4-7) semble présenter une meilleure résolution. En outre, la résolution d'une face par rapport à l'autre semble être sensiblement la même.

TAB. B.1: *Résolution en perte d'énergie des différentes pistes de SPIDER*

Secteur	Résolution anneau (%)	Résolution secteur (%)
0	3.12	3.73
1	3.25	3.54
2	X	X
3	X	X
4	2.6	2.86
5	2.99	3.38
6	X	3.1
7	2.87	3.03
8	2.88	3.04
9	2.72	2.61
10	3.39	3
11	3.15	3.43
12	X	X
13	3.08	2.74
14	3.19	3.88
15	3.08	3.66

Séparation isotopique

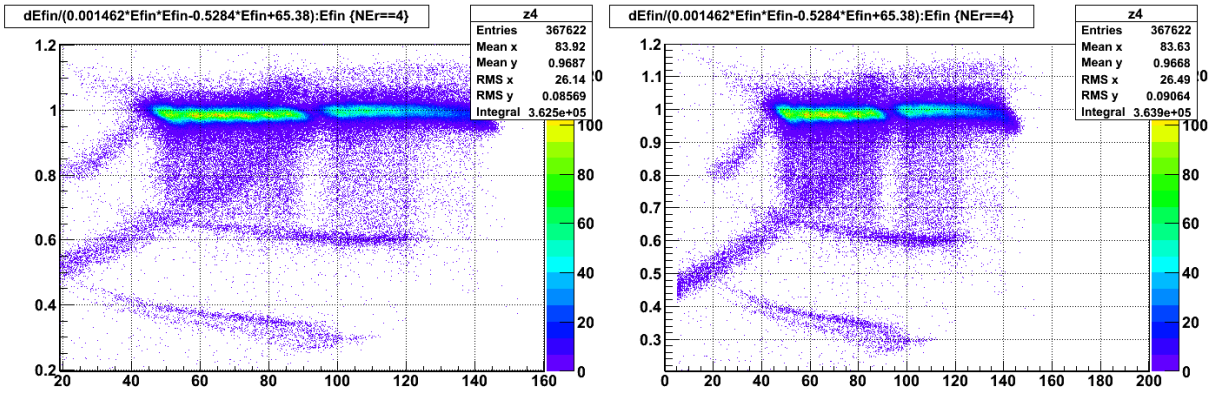
Afin de pouvoir déterminer de manière plus précise la résolution dont nous disposons à présent avec SPIDER, nous avons cherché à estimer sa capacité à séparer les noyaux de ^{9}Be et ^{10}Be. Pour cela, nous avons procédé à la projection sur ΔE selon la courbe décrite par $E_{rés.}$ et nous obtenons ainsi un spectre proportionnel à Z^2A. Nous avons utilisé un polynôme d'ordre 2 pour obtenir la dépendance de ΔE en $E_{rés.}$ (cf. Fig. B.4a). Nous avons aussi utilisé une fonction de la forme $a/(bx+c)$ (cf. Fig. B.4b).



(a) *Fraction rationnelle* (b) *Polynôme d'ordre 2*

FIG. B.4: *Ajustement de la banane élastique de ^{12}C en ΔE-$E_{rés.}$ pour les anneaux du secteur 4 avec une fraction rationnelle (a) et un polynôme d'ordre 2 (b). Les paramètres des ajustements sont indiqués en encart.*

Toutefois, dans les deux cas, si la banane élastique est bien horizontale, ce n'est pas le cas pour les bananes de Béryllium (cf. Fig. B.5).

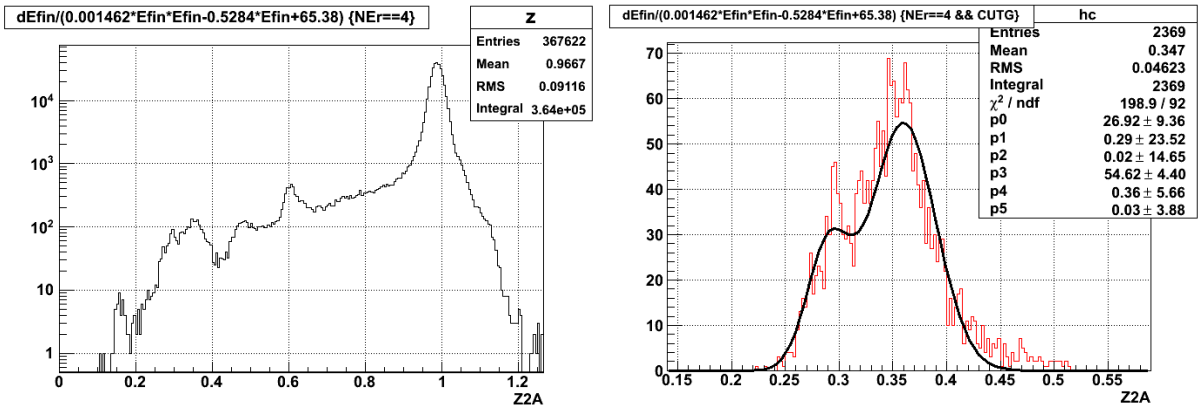


(a) *Fraction rationnelle* (b) *Polynôme d'ordre 2*

FIG. B.5: *Vérification de l'ajustement réalisé avec une fraction rationnelle (a) et avec un polynôme d'ordre 2 (b)*

Par ailleurs, du fait de l'absence de structure dans les matrices ΔE-$E_{tot.}$ dues aux effets d'angles sans que nous comprenions pourquoi, nous ne travaillons, à partir de maintenant, qu'avec des matrices ΔE-$E_{rés.}$.

Ensuite, nous avons divisé le spectre ΔE par ce polynôme et obtenu un spectre proportionnel à Z^2A (cf. Fig. B.6a). En coupant la matrice ΔE-$E_{rés.}$ sur les bananes de Béryllium, nous obtenons la figure B.6b.



(a) *Spectre total* (b) *Isotopes de Béryllium*

FIG. B.6: *Projection en Z^2A pour les anneaux du secteur 4 (a) et ajustement à deux gaussiennes pour les isotopes de Béryllium (b). Les paramètres de l'ajustement sont indiqués en encart.*

Les paramètres de l'ajustement à deux gaussiennes doivent se lire ainsi :

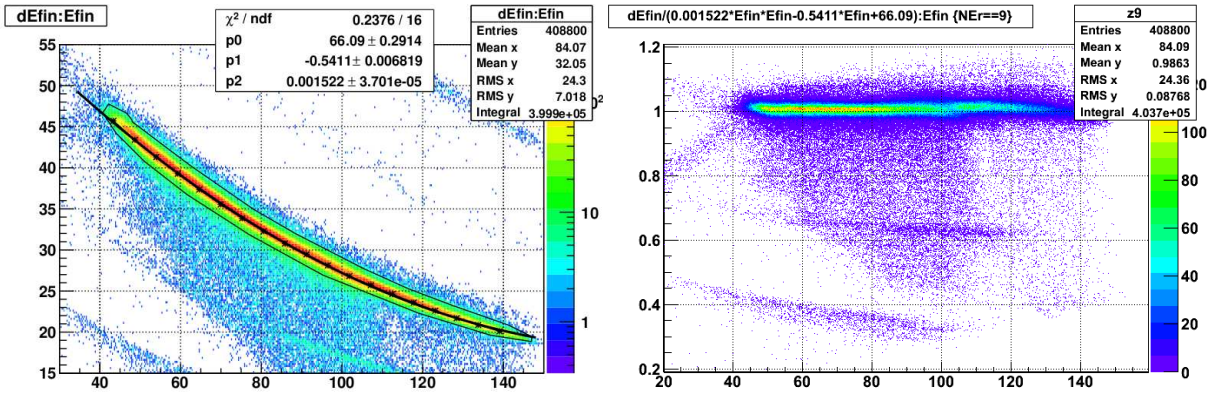
- p0/p3 = maximum du pic de gauche/droite ;
- p1/p4 = valeur moyenne du pic de gauche/droite ;
- p2/p5 = variance du pic de gauche/droite.

Le facteur de mérite est défini ainsi :

$$F = \frac{\Delta_{mean}}{FWHM(1) + FWHM(2)} \tag{B.1}$$

Pour le secteur 4, nous avons : $F = (0.36 - 0.29)/((0.047 + 0.0705) = 0.6$.

Si nous procédons de même pour les anneaux du secteur 9 (cf. Fig. B.7), nous ne sommes pas en mesure de séparer les isotopes de Béryllium (cf. Fig. B.8).



(a) *Ajustement* (b) *Vérification*

FIG. B.7: *Ajustement avec un polynôme d'ordre 2 de la banane élastique de ^{12}C en ΔE-$E_{rés.}$ (a) et vérification de cet ajustement (b) pour les anneaux du secteur 9. Les paramètres de l'ajustement sont indiqués en encart.*

En essayant d'appliquer la même procédure mais en ajustant directement la banane des isotopes de Béryllium, cela fournit un meilleur ajustement, mais pas une meilleure séparation des pics (cf. Fig. B.9 et B.10).

Devant l'impossibilité de séparer les isotopes de Béryllium après projection, nous avons regardé directement les matrices ΔE-$E_{rés.}$ en zoomant sur ces dernières (cf. Fig. B.11 et B.12).

Il apparaît que la difficulté à séparer le ^{9}Be du ^{10}Be provient de la piètre qualité de l'ajustement en Z^2A. En outre, nous pouvons remarquer que la présence ou non de discontinuités dans la banane élastique n'a pas de répercussion sur les bananes des isotopes de Béryllium (ni même sur celles des isotopes de Bore), que cela soit des discontinuités ou une difficulté quelconque à distinguer les deux isotopes. Il semblerait même que la

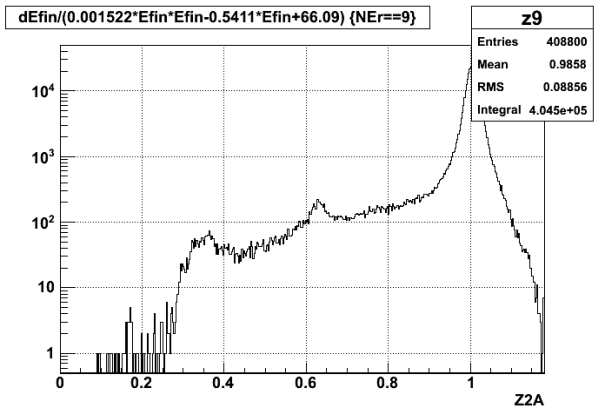
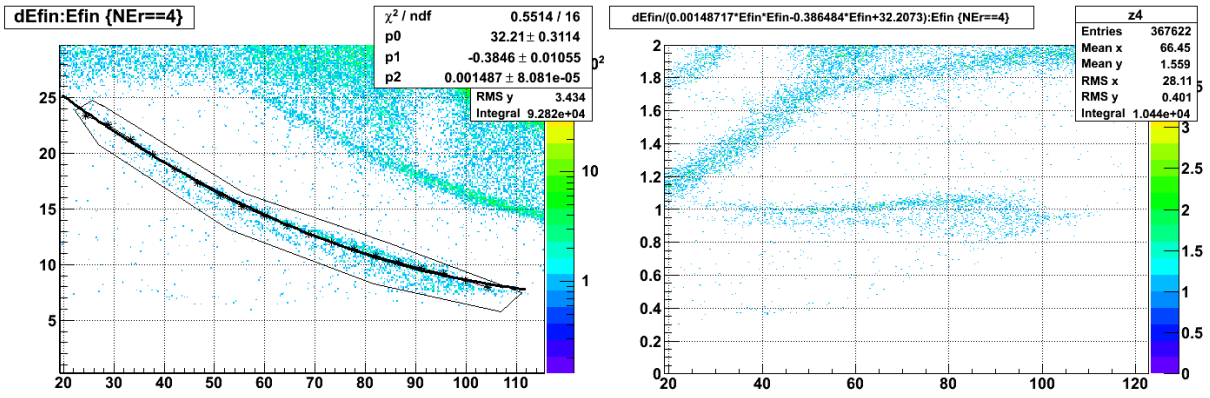


FIG. B.8: *Projection en Z^2A pour les anneaux du secteur 9*



(a) *Ajustement* (b) *Vérification*

FIG. B.9: *Ajustement avec un polynôme d'ordre 2 de la banane des isotopes de Béryllium en ΔE-$E_{rés.}$ (a) et vérification de cet ajustement (b) pour les anneaux du secteur 4. Les paramètres de l'ajustement sont indiqués en encart.*

séparation soit la plus nette pour les anneaux du secteur 14 qui pourtant celui qui présente les discontinuités les plus importantes. Nous avons alors refait toute la procédure décrite ci-dessus pour les anneaux du secteur 14 (cf. Fig. B.13 et B.14).

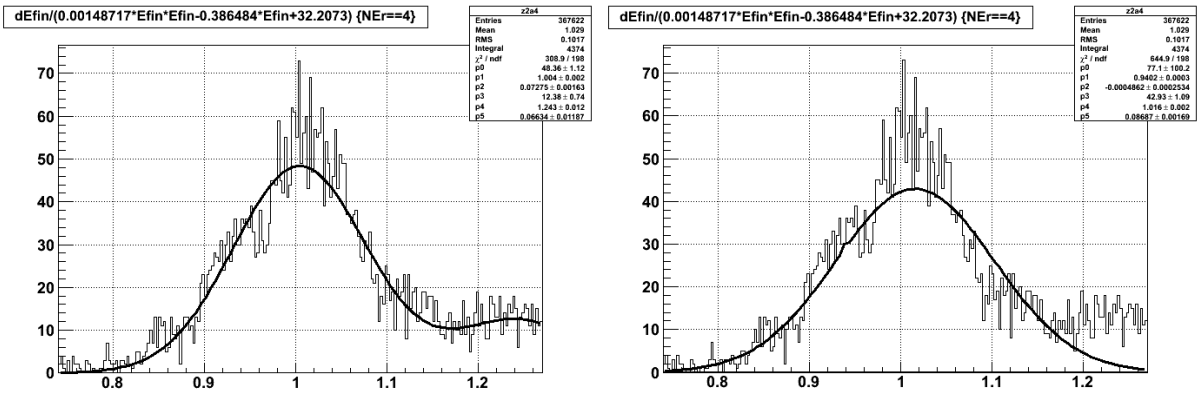
Le facteur de mérite pour les anneaux du secteur 14 est de 0.58.

Conclusion

SPIDER, dans sa version améliorée, est capable de fournir une identification en isotopes, au moins pour le Béryllium.

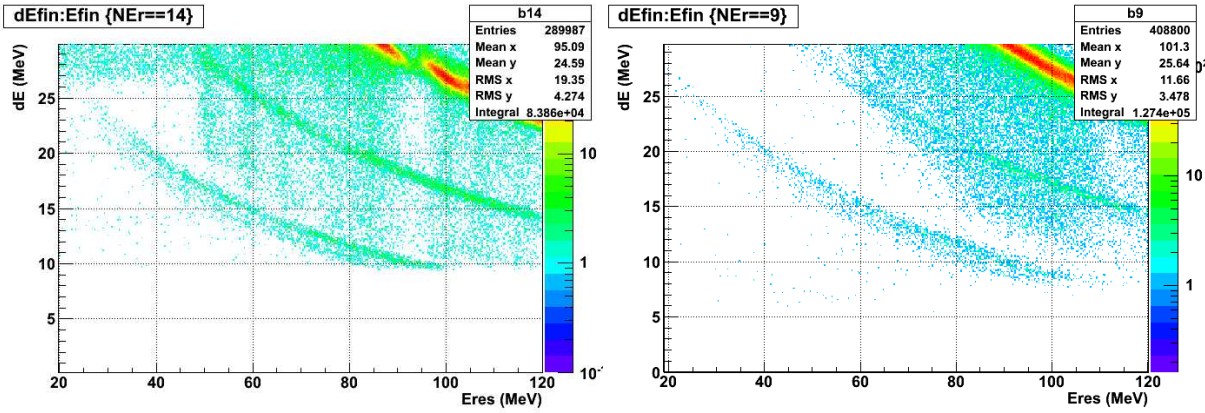
Les points à éclaircir sont les suivants :

1. Quelle est l'origine des discontinuités qui apparaissent pour l'élastique ?



(a) *Première tentative* (b) *Seconde tentative*

FIG. B.10: *Tentatives d'ajustement à deux gaussiennes pour séparer les isotopes de Béryllium avec des paramètres initiaux différents. Les paramètres de l'ajustement sont indiqués en encart.*



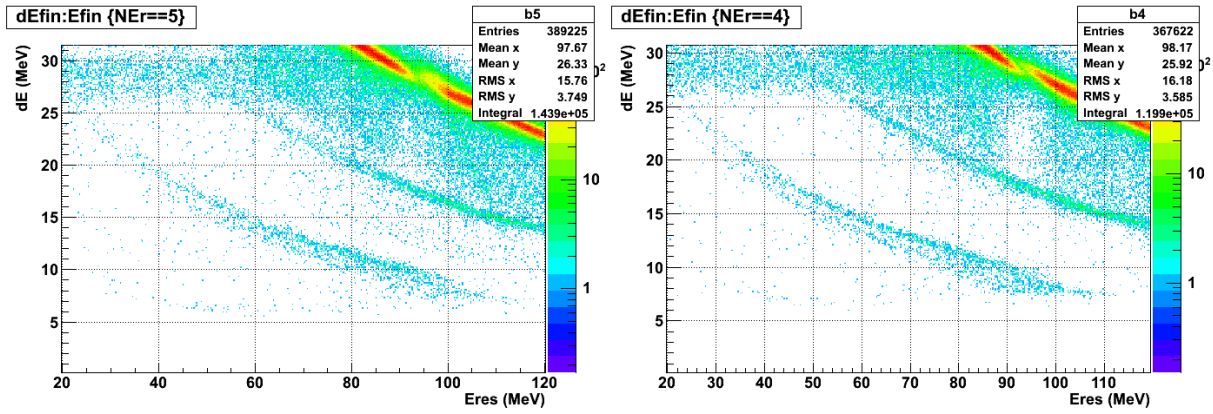
(a) *Secteur 14* (b) *Secteur 9*

FIG. B.11: *Zoom sur les isotopes de Béryllium sur les matrices ΔE-$E_{rés.}$ pour les secteurs 14 (a) et 9 (b)*

2. Pourquoi ne sont-elles présentes que pour certains secteurs ?
3. Pourquoi n'y en a-t-il pas pour les voies Bore et Béryllium ?

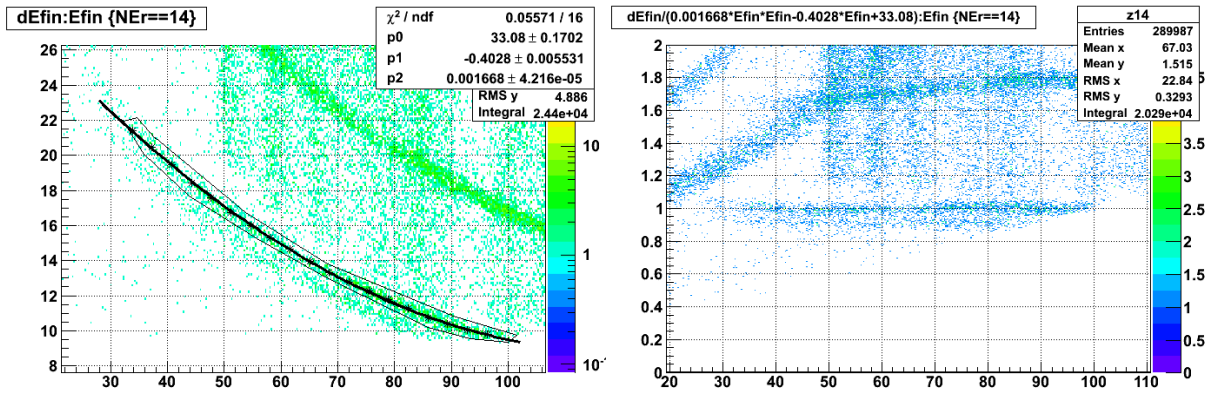
Il semble acquis que le type de préamplificateur n'ait aucun rôle dans ces discontinuités. Il semble aussi que la résolution soit comparable (même ordre de grandeur) quel que soit l'électronique (est-ce que nous avons atteint la meilleure résolution possible avec SPIDER ou avec l'électronique TIARA ?).

En outre, il est nécessaire de trouver une meilleure façon d'ajuster en Z^2A afin de pourvoir quantifier le pouvoir de séparation et voir l'éventuelle influence des préamplificateurs.



(a) *Secteur 5* (b) *Secteur 4*

FIG. B.12: *Zoom sur les isotopes de Béryllium sur les matrices ΔE-$E_{rés.}$ pour les secteurs 5 (a) et 4 (b)*



(a) *Ajustement* (b) *Vérification*

FIG. B.13: *Ajustement avec un polynôme d'ordre 2 de la banane de ^{10}Be en ΔE-$E_{rés.}$ (a) et vérification de cet ajustement (b) pour les anneaux du secteur 14. Les paramètres de l'ajustement sont indiqués en encart.*

Enfin, il faut comprendre pourquoi il ne semble pas nécessaire d'effectuer une correction d'angle lorsque nous associons ΔE et $E_{rés.}$ pour obtenir l'énergie totale.

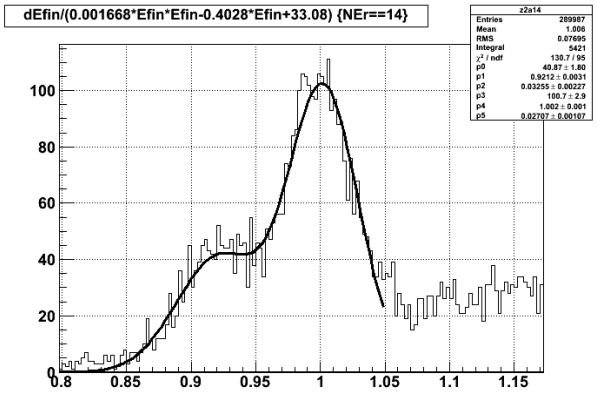


FIG. B.14: *Ajustement à deux gaussiennes pour les isotopes de Béryllium. Les paramètres de l'ajustement sont indiqués en encart.*

Bibliographie

[Alhassid 79] Y. Alhassid, R. D. Levine, J. S. Karp & S. G. Steadman. *Information-theoretic analysis of energy disposal in heavy-ion transfer reactions.* Phys. Rev. C, vol. 20, no. 5, pages 1789–1813, Nov 1979.

[Azaiez 97] F. Azaiez & W. Korten. *EXOGAM : γ-ray spectrometer for nuclear structure studies at SPIRAL.* Nuclear Physics News, vol. 7, pages 21–, 1997.

[Bacri 10] C.O. Bacri, V. Petitbon & S. Pierre. *CACAO : A project for a laboratory for the production and characterization of thin radioactive layers.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 613, no. 3, pages 357 – 359, 2010. Target and Stripper Foil Technologies for High Intensity Beams - Proceedings of the 24th World Conference of the International Nuclear Target Development Society.

[Bail 09] Adeline Bail. *Mesures de rendements isobariques et isotopiques des produits de fission lourds sur le spectromètre de masse LOHENGRIN.* Thèse, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 05 2009.

[Bass 80] Reiner Bass. Nuclear reactions with heavy ions. Springer-Verlag, 1980.

[Basunia 06] M. S. Basunia. *Nuclear Data Sheets 107.* Rapport technique 3323, National Nuclear Data Center, 2006.

[Bauge 06] Éric Bauge & Stéphane Hilaire. *Modélisation et évaluation des données.* In École internationale Joliot-Curie, éditeur, Le cycle électronucléaire : de la fission aux nouvelles filières, 2006.

[Berger 06] Jean-François Berger. *La Fission : De la Phénomélogie à la Théorie.* In École internationale Joliot-Curie, éditeur, Le cycle électronucléaire : de la fission aux nouvelles filières, 2006.

[Beun 08] J. Beun, G. C. McLaughlin, R. Surman & W. R. Hix. *Fission cycling*

in a supernova r process. Phys. Rev. C, vol. 77, no. 3, page 035804, Mar 2008.

[Biswas 97] D. C. Biswas, R. K. Choudhury, B. K. Nayak, D. M. Nadkarni & V. S. Ramamurthy. *Single and multinucleon transfer in ^{19}F,^{16}O,^{12}C+^{232}Th reactions at near barrier energies.* Phys. Rev. C, vol. 56, no. 4, pages 1926–1935, Oct 1997.

[Bohr 36] Niels Bohr. *Neutron Caputre and Nuclear Constitution.* Nature, vol. 137, pages 344–348, Feb 1936.

[Bohr 39] Niels Bohr & John Archibald Wheeler. *The Mechanism of Nuclear Fission.* Phys. Rev., vol. 56, no. 5, pages 426–450, Sep 1939.

[Browne 03] E. Browne. *Nuclear Data Sheets 98.* Rapport technique 665, National Nuclear Data Center, 2003.

[Burke 06] J. T. Burke, L. A. Bernstein, J. Escher, L. Ahle, J. A. Church, F. S. Dietrich, K. J. Moody, E. B. Norman, L. Phair, P. Fallon, R. M. Clark, M. A. Deleplanque, M. Descovich, M. Cromaz, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, M. A. McMahan, L. G. Moretto, E. Rodriguez-Vieitez, F. S. Stephens, H. Ai, C. Plettner, C. Beausang & B. Crider. *Deducing the $^{237}U(n,f)$ cross section using the surrogate ratio method.* Physical Review C (Nuclear Physics), vol. 73, no. 5, page 054604, 2006.

[Buttle 71] P. J. A. Buttle & L. J. B. Goldfarb. *Systematics of nucleon transfer between heavy ions at low energies.* Nuclear Physics A, vol. 176, no. 2, pages 299 – 320, 1971.

[Caamaño 09] M. Caamaño, F. Rejmund, X. Derkx, K.-H. Schmidt, L. Andouin, C.-O. Bacri, G. Barreau, J. Benlliure, E. Casarejos, B. Fernández-Domínguez, L. Gaudefroy, C. Golabek, B. Jurado, A. Lemasson, A. Navin, M. Rejmund, T. Roger, A. Shrivastava, C. Schmitt & J. Taieb. *Isotopic Resolution of Fission Fragments from ^{238}U+^{12}C Transfer and Fusion Reactions.* In 15-22, éditeur, AIP Conference Proceedings 4th International Workshop on Nuclear Fission and Fission-Product Spectroscopy (FISSION 2009), volume 1175, Saint Paul lez Durance France, 2009. American Institute of Physics. Expérience GANIL 24.75.+i,24.87.+y,25.70.Jj,25.70.Hi GANIL P 09 11.

[Caldwell 80] J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B. L. Berman, R. A. Alvarez & P. Meyer. *Giant resonance for the actinide nuclei : Photoneutron and photofission*

cross sections for ^{235}U, ^{236}U, ^{238}U, and ^{232}Th. Phys. Rev. C, vol. 21, no. 4, pages 1215–1231, Apr 1980.

[Cardona 78] M. Cardona & Ed L. Ley. Photoemission in Solids I : General Principles. CRC Press, 1978.

[Cheifetz 81] E. Cheifetz, H. C. Britt & J. B. Wilhelmy. *Fission probabilities for actinide nuclei excited by the (^{12}C,$^{8}Be_{g.s.}$) reaction.* Phys. Rev. C, vol. 24, no. 2, pages 519–522, Aug 1981.

[Cramer 70] J.D. Cramer & H.C. Britt. *Neutron Fission Cross Sections for ^{231}Th, ^{233}Th, ^{235}U, ^{237}U, ^{239}U, ^{241}Pu and ^{243}Pu from 0.5 to 2.25 MeV Using (t,pf) Reactions.* Nucl. Sci. Eng., vol. 41, pages 177–187, 1970.

[Dahlinger 82] M. Dahlinger, D. Vermeulen & K. H. Schmidt. *Empirical saddle-point and ground-state masses as a probe of the droplet model.* Nuclear Physics A, vol. 376, no. 1, pages 94 – 130, 1982.

[David 05] S. David. *Future Scenarios for Fission Based Reactors.* Nuclear Physics A, vol. 751, pages 429 – 441, 2005. Proceedings of the 22nd International Nuclear Physics Conference (Part 1).

[Dufour 86] J.P. Dufour, R. Del Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M.S. Pravikoff, A. Fleury, H. Delagrange & K.-H. Schmidt. *Projectile fragments isotopic separation : Application to the lise spectrometer at GANIL.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 248, no. 2-3, pages 267 – 281, 1986.

[Escher 06] Jutta E. Escher & Frank S. Dietrich. *Determining (n,f) cross sections for actinide nuclei indirectly : Examination of the surrogate ratio method.* Physical Review C (Nuclear Physics), vol. 74, no. 5, page 054601, 2006.

[Gavron 76] A. Gavron, H. C. Britt, E. Konecny, J. Weber & J. B. Wilhelmy. *$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ for actinide nuclei using ($^3He, df$) and ($^3He, tf$) reactions.* Phys. Rev. C, vol. 13, no. 6, pages 2374–2384, Jun 1976.

[Gavron 84] A. Gavron, J. Boissevain, H. C. Britt, K. Eskola, P. Eskola, M. M. Fowler, H. Ohm, J. B. Wilhelmy, T. C. Awes, R. L. Ferguson, F. E. Obenshain, F. Plasil, G. R. Young & S. Wald. *Fission cross sections up to 20 MeV/nucleon.* Phys. Rev. C, vol. 30, no. 5, pages 1550–1560, Nov 1984.

[Glendenin 81] L. E. Glendenin, J. E. Gindler, D. J. Henderson & J. W. Meadows. *Mass distributions for monoenergetic-neutron-induced fission of U*235. Phys. Rev. C, vol. 24, no. 6, pages 2600–2605, Dec 1981.

[Hauser 52] Walter Hauser & Herman Feshbach. *The Inelastic Scattering of Neutrons*. Phys. Rev., vol. 87, no. 2, pages 366–373, Jul 1952.

[Kantele 95] Juhani Kantele. Handbook of nuclear spectrometry. Academic Press, 1995.

[Karp 82] J. S. Karp, S. G. Steadman, S. B. Gazes, R. Ledoux & F. Videbæk. *Statistical behavior of nucleon transfer to highly excited states in heavy-ion collisions*. Phys. Rev. C, vol. 25, no. 4, pages 1838–1864, Apr 1982.

[Knoll 89] Glenn F. Knoll. Radiation detection and measurement. John Wiley & sons, second edition, 1989.

[Leo 93] William R. Leo. Techniques for nuclear and particle physics experiments. Springer-Verlag, second revised edition, 1993.

[McNally 74] J. H. McNally, J. W. Barnes, B. J. Dropesky, P. A. Seeger & K. Wolfsberg. *Neutron-induced fission cross section of* ^{237}U. Phys. Rev. C, vol. 9, no. 2, pages 717–722, Feb 1974.

[Michalowicz 64] A. Michalowicz. Cinématique des réactions nucléaires. Dunod, 1964.

[Porte 10] Cyril Porte. Alignement d'une chaîne électronique d'un télescope silicium pour l'identification de produits de réactions de transfert. Rapport de stage, Université de Caen Basse-Normandie, 2010.

[Pullanhiotan 08] S. Pullanhiotan, M. Rejmund, A. Navin, W. Mittig & S. Bhattacharyya. *Performance of VAMOS for reactions near the Coulomb barrier*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 593, no. 3, pages 343 – 352, 2008.

[Rochman 01] Dimitri Rochman. *Mesure et analyse de la distribution en masse et en charge des produits de fission de* $^{245}Cm(n_{th.}, f)$ *grâce au spectromètre de masse Lohengrin (ILL-Grenoble)*. Thèse, Université de Strasbourg, 10 2001.

[Ryzhov 05] I.V. Ryzhov, M.S. Onegin, G.A. Tutin, J. Blomgren, N. Olsson, A.V. Prokofiev & P.-U. Renberg. *Influence of multichance fission on fragment angular anisotropy in the* $^{232}Th(n,f)$ *and* $^{238}U(n,f)$ *reactions at intermediate energies*. Nuclear Physics A, vol. 760, no. 1-2, pages 19 – 39, 2005.

[Sarazin 99] Frédéric Sarazin. *La Fermeture de Couche N=28 : Coexistence de Formes et Contribution Spin-Orbite*. Thèse, Université de Caen - Basse-Normandie, GANIL, Octobre 1999.

[Savajols 99] H. Savajols. *VAMOS : a VAriable MOde high acceptance spectrometer*. Nuclear Physics A, vol. 654, no. 1, Supplement 1, pages 1027c – 1032c, 1999.

[Schmidt 00] K. H. Schmidt, S. Steinhäuser, C. Böckstiegel, A. Grewe, A. Heinz, A. R. Junghans, J. Benlliure, H. G. Clerc, M. de Jong, J. Müller, M. Pfützner & B. Voss. *Relativistic radioactive beams : A new access to nuclear-fission studies*. Nuclear Physics A, vol. 665, no. 3-4, pages 221 – 267, 2000.

[Shrivastava 09] A. Shrivastava, M. Caamaño, M. Rejmund, A. Navin, F. Rejmund, K. H. Schmidt, A. Lemasson, C. Schmitt, L. Gaudefroy, K. Sieja, L. Audouin, C. O. Bacri, G. Barreau, J. Benlliure, E. Casarejos, X. Derkx, B. Fernández-Domínguez, C. Golabek, B. Jurado, T. Roger & J. Taieb. *Prompt γ-ray spectroscopy of isotopically identified fission fragments*. Phys. Rev. C, vol. 80, no. 5, page 051305, Nov 2009.

[Sikkeland 61] T. Sikkeland, A. E. Larsh & G. E. Gordon. *Fission of Uranium-238 with Carbon Ions*. Phys. Rev., vol. 123, no. 6, pages 2112–2122, Sep 1961.

[Simmons 60] J. E. Simmons & R. L. Henkel. *Angular Distribution of Fragments in Fission Induced by Mev Neutrons*. Phys. Rev., vol. 120, no. 1, pages 198–210, Oct 1960.

[Singh 08] B. Singh & E. Browne. *Nuclear Data Sheets 109*. Rapport technique 2439, National Nuclear Data Center, 2008.

[Tarasov 08] O.B. Tarasov & D. Bazin. *LISE++ : Radioactive beam production with in-flight separators*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 266, no. 19-20, pages 4657 – 4664, 2008. Proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.

[Valentin 89] Luc Valentin. Noyaux et particules. Hermann, 1989.

[Vandenbosch 73] Robert Vandenbosch & John R. Huizenga. Nuclear fission. Academic Press, 1973.

[Viola 62] Victor E. Viola & Torbjørn Sikkeland. *Total Cross Sections for Fission of ^{238}U Induced by ^{4}He and Heavy Ions.* Phys. Rev., vol. 128, no. 2, pages 767–774, Oct 1962.

[Weisskopf 40] V. F. Weisskopf & D. H. Ewing. *On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements.* Phys. Rev., vol. 57, no. 6, pages 472–485, Mar 1940.

[Wilkins 76] B. D. Wilkins, E. P. Steinberg & R. R. Chasman. *Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects.* Phys. Rev. C, vol. 14, no. 5, pages 1832–1863, Nov 1976.

Remerciements

Happiness
More or less
It's just in me
Something in my liberty

The Verve - *Lucky Man* in *Urban Hymns*

Je souhaiterais remercier le GANIL et son directeur M. Sydney Galès pour m'avoir accueilli pendant ces trois années. Je remercie le CNRS et la Région Basse-Normandie pour le cofinancement de ma bourse de thèse ainsi que le groupement de recherche GEDEPEON[1] pour le soutien financier au projet expérimental dans lequel cette thèse s'inscrit.

Je remercie les membres du jury pour le temps qu'ils ont accordé à l'examen de mon travail. Je remercie Diane Doré et Laurent Tassan-Got d'avoir accepté d'être rapporteur. Je remercie Francesca Gulminelli d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je remercie Vincent Méot et Jason T. Burke pour le temps partagé, à Orsay pour le premier et à Caen pour le second. Je remercie Abdou de ne pas s'être contenté d'être un directeur sur le papier et d'avoir toujours gardé un œil puis les deux sur mon travail.

Je remercie Fanny de m'avoir encadré, formé et fait confiance pour mener à bien une partie de son projet expérimental et ce, avant même de m'avoir rencontré. Je la remercie de m'avoir renouvelé cette confiance pour les mois qui viennent et d'avoir été là jusqu'au bout. Je présente par ailleurs mes excuses au petit Kamil d'avoir empêché sa maman de se reposer et le remercie d'avoir eu la patience d'attendre que ma soutenance ait eu lieu pour venir au monde. Bonne chance dans la vie !

Trois années de thèse au rythme moyen de soixante heures par semaine, six jours sur sept peuvent paraître longues. Mais cela dépend beaucoup de qui l'on côtoie au quotidien. Je tiens à remercier à cet égard mes collègues-forçats du bureau « maudit »[2], ouvert dimanches et jours fériés. Je remercie Thomas et ses multiples personnalités, toutes aussi

[1] ***GE**stion des **DÉ**chets et **P**roduction d'**É**nergie par des **O**ptions **N**ouvelles*, CEA/CNRS/EDF/Areva

[2] bureau n°222 pour trois thésards, le sigle « LFS » qui masquait nos noms sur la porte du bureau signifiant « *Lost for Science* »

lucides/cyniques/désabusées que moi (« On sait d'quoi t'es capable mec ! »[3]). Je remercie Carole pour tout ce qu'elle sait et pour nos discussions qui n'avaient que rarement un rapport avec la Physique. Je remercie Olivier et nos discussions sur l'esprit tortueux de « notre ami René »[4] et sur ce monde qui marche sur la tête (le tout sous licence GPL bien entendu).

Je remercie les occupants du bureau 282 qui nous tenaient la corde pour le taux d'occupation le weekend. Merci à Antoine d'avoir toujours un métro (tramway ?) d'avance, que ça soit en Physique, en informatique ou en paperasse administrative. Merci et bon courage à Guillaume, le dernier des forçats encore en thèse au GANIL. Merci à Pedja.

Je remercie mes collègues thésards, postdocs et permanents passés et présents. Merci à Jean-Christophe et son franc-parler, à Karim, Florence, Cédric, Bulent et ses micro-leçons de français de 19h, à Takuya, Kouhei, Juan, Pang, Salima, Aradhanna, Béa, Paola, Matt, Marlène, Pravin, Alexandre P. (bon courage pour la soutenance), à Tarek (idem), à Alexandre S., à David (qui vient d'arriver) et à Julien G. (bientôt à nouveau collègues).

Merci aux habitants de la « Maison du Bonheur »[5] et aux membres associé(e)s. Merci à Joe, Pu, Aurore, Guilain, Marc-Olivier, Kettel, Yannen, Dorothée, Kasia, Emmanuel, Denis et Marc. Merci à Cyril d'avoir survécu à mon « encadrement » (*sic*).

Merci à François pour son amitié, sa gentillesse et son excellent goût cinématographique. Merci à Jean-Pierre et ses visites impromptues mais toujours sympathiques dans le bureau, à Stéphane et Hervé et leurs crises en fin de journée, à Jean-Charles pour m'avoir mis le pied à l'étrier pour les visites du GANIL, à Olivier, Christelle St., John, Éric, Maurycy, Christelle Sc., David, Patricia, Philippe, Ricardo, Héloïse, Lucia, Piet, Gilles, Marek, Marie-Geneviève, Maurice, Gérard, Beyhan et Pierre.

La Recherche est une occasion de rencontrer et travailler avec des gens uniques. Je remercie Karl-Heinz pour son aide, sa disponibilité, sa patience et son humilité. Je remercie Manuel de ne ressembler qu'à lui et d'avoir enrichi mon vocabulaire espagnol de 400% d'expressions que la décence m'interdit de reproduire ici[6]. Je remercie Navin d'être aussi « tough » et disponible avec les étudiants et pour les « Navinades ».

Il est très agréable de travailler au GANIL. Je remercie Sabrina, Sophie, Émilie et Stéphanie pour leur disponibilité et leur efficacité. Merci à Charles et à Georges pour m'avoir laissé utilisé leur labo et avoir subi toutes mes questions, loin d'être toujours pertinentes, sur les détecteurs et les cibles sans se plaindre. Merci à Michel Lion et Thierry Tesson. Merci au G2I et plus particulièrement à Nicolas, Guillaume et Luc. Merci au

[3] *Fear and Loathing in Las Vegas*, Terry Gilliam, 1999
[4] ROOT, `http ://root.cern.ch`
[5] annexe non-officielle du GANIL, Anisy
[6] « *Jode* ! ¿ Comment que si ? », *Q.E.D.*

groupe acquisition et plus particulièrement à Bruno, Frédéric, Charles et Luigi. Merci aux services techniques du GANIL, notamment à Bruno L., Bruno M., Jean-François et Patrice. Merci à Bertrand Jacquot. Merci à tous que je ne connais pas mais qui nous permettent de jouer aux Lego avec des noyaux.

Je remercie celles et ceux que j'ai rencontrés et avec qui j'ai travaillé durant l'expérience et le test. Merci à Beatriz F.-D., Beatriz J., Laurent A., Charles-Olivier, Stefano, Laurent G., Julien T., Pepe, Enrique, Juan et Magdalena.

Merci au groupe de Bordeaux et à la DAM de m'avoir convié au test et à l'expérience au TANDEM d'Orsay. Merci à Mourad, Guillaume[7], Vincent, Ludovic, Adeline, Nicolas, Olivier, Iula et Camille.

Je remercie M. Jean-Claude Steckmeyer et le groupe « Aval du Cycle Électronucléaire » du LPC Caen de m'accueillir pour l'année à venir.

Loin d'être une fin en soi, l'obtention d'un doctorat est surtout un visa pour un nouveau voyage, plus long, plus dur et plus intéressant que le précédent. En attendant sur le quai de repartir, c'est l'occasion de regarder un peu en arrière. Je remercie mon père et sa réponse invariable à toutes mes questions qui commençaient par « pourquoi » ou « comment » : « papier, crayon ». Je remercie mes professeurs de toutes ces années passées sur les bancs de l'école. Je remercie M. Alain Cordier et la filière de Physique fondamentale de l'Université Paris-Sud XI d'inonder les classes préparatoires de France et de Navarre de cartes postales estampillées « Vocation Recherche » et d'avoir permis ainsi au taupin médiocre que j'étais de vraiment découvrir la Physique. Je remercie M. Abdel Mjid Noureddine de m'avoir mis en contact avec Fanny. Je remercie Eric Laenen (NIKHEF, Amsterdam) et Dmitri Semikoz (APC, Paris) de m'avoir permis de faire mes premiers pas dans le monde de la Recherche.

Enfin, je remercie mes parents et mes sœurs. À tous ceux que j'aurais oublié, pardon et merci.

Xavier

Caen, mardi 16 novembre 2010

[7]quand il n'y a pas de faisceau, il reste au moins les carambars

L'étude de la fission des actinides répond à un double enjeu. Les mesures de distributions de fragments de fission et des probabilités de fission permettent une meilleure compréhension du phénomène en lui-même et une discrimination des modèles de structure et de dynamique nucléaires. De plus, dans le contexte de la conception de réacteurs nucléaires de nouvelle génération et d'incinérateurs de déchets radiotoxiques, de nouvelles mesures sont indispensables pour améliorer les bases de données nucléaires. Cette thèse s'inscrit dans la continuité de programmes expérimentaux français et américains, utilisant la méthode de substitution, c'est-à-dire des réactions de transfert menant aux mêmes noyaux composés que par irradiation de neutron mais inaccessibles par les méthodes conventionnelles. L'expérience sur laquelle se base ce travail utilise les réactions de transfert multinucléon entre un faisceau de ^{238}U et une cible de ^{12}C en cinématique inverse, afin d'établir, grâce au spectromètre VAMOS, les distributions isotopiques complètes des fragments de fission associée à chaque voie de transfert. Le travail présenté dans ce mémoire se concentre sur l'identification des voies de transfert et leurs propriétés, comme les distributions angulaires et celles en énergie d'excitation, grâce au télescope SPIDER qui identifie les noyaux de recul de la cible. Ce travail de thèse exploratoire vise à généraliser la méthode de substitution à des transferts lourds et à mesurer des probabilités de fission pour la première fois en cinématique inverse. Les résultats obtenus sont comparés aux mesures en cinématique directe et aux mesures par irradiation de neutron disponibles.

Study of actinides fission induced by multi-nucleon transfer reactions in inverse kinematics

The study of actinide fission encounters two major issues. On one hand, measurements of the fission fragment distributions and the fission probabilities allow a better understanding of the fission process itself and the discrimination among the models of nuclear structure and dynamics. On the other hand, new measurements are required to improve nuclear data bases, which are a key component for the design of new generation reactors and radio-toxic waste incinerators. This thesis is in line with different French and American experimental projects using the surrogate method, i.e. transfer reactions leading to the same compound nuclei as in neutron irradiation, allowing the study of fission of actinides which are inaccessible by conventional techniques, whereas they are important for applications. The experiment is based on multi-nucleon transfer reactions between a ^{238}U beam and a ^{12}C target, using the inverse kinematics technique to measure, for each transfer channel, the complete isotopic distributions of the fission fragments with the VAMOS spectrometer. The work presented in this dissertation is focused on the identification of the transfer channels and their properties, as their angular distributions and the distributions of the associated excitation energy, using the SPIDER telescope to identify the target recoil nuclei. This work of an exploratory nature aims to generalize the surrogate method to heavy transfers and to measure, for the first time, the fission probabilities in inverse kinematics. The obtained results are compared with available direct kinematics and neutron irradiation measurements.

Mots-clés : Fission nucléaire - Réactions nucléaires - Actinides - Éléments transuraniens - Détecteurs à semiconducteurs (physique nucléaire) - Méthode de substitution
Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (CEA/DSM - CNRS/IN2P3)
Bd Henri Becquerel, BP 55027, 14076 CAEN Cedex 05, FRANCE