



Contribution à la mise en place, à la réalisation, et à l'analyse des données de rendements de fission issues de l'expérience SOFIA au GSI

Eric Pellereau

► **To cite this version:**

Eric Pellereau. Contribution à la mise en place, à la réalisation, et à l'analyse des données de rendements de fission issues de l'expérience SOFIA au GSI. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. <NNT : 2013PA112323>. <tel-00961186>

HAL Id: tel-00961186

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00961186>

Submitted on 29 Apr 2014

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 PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE MIPEGE
LABORATOIRE CEA

DISCIPLINE : MODÉLISATION ET INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE,
ÉNERGIE, GÉOSCIENCES ET ENVIRONNEMENT

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 11/12/2013 par

M. Eric Pellereau

Contribution à la mise en place, à la réalisation, et à l'analyse des données de rendements de fission issues de l'expérience SOFIA au GSI

Directeur de thèse : M. Laurent Tassan-Got

Co-directeur de thèse : M. Julien Taieb

Directeur de recherche (IPN Orsay)

Physicien (CEA/DAM/DIF)

Composition du jury :

Président du jury :

M. Elias Khan

Professeur (Université Paris-Sud)

Rapporteurs :

M. Peter Armbruster

Professeur émérite (GSI)

M. Olivier Sérot

Physicien (CEA/Cadarache)

Examineur :

M. Stephan Oberstedt

Chercheur (IRMM)

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier Julien Taieb pour son encadrement continu, disponible et pédagogique durant ces trois ans ; il a su me révéler les mystères de la physique nucléaire et me transmettre le goût palpitant de la recherche. Merci ensuite à Laurent Tassan-Got : d'une part pour avoir accepté d'être mon directeur officiel, mais également pour son dévouement, ses idées, ses conseils et son enthousiasme contagieux pour la découverte qui ont permis à l'expérience ainsi qu'à ce document d'aboutir.

J'exprime également ma reconnaissance à l'ensemble des membres du jury pour leur lecture du document et les corrections précises qu'ils ont pu y apporter, et plus particulièrement à Mr. Peter Armbruster et à Mr. Olivier Sérot, tous deux pour avoir accepté d'être rapporteurs.

Généralement, j'adresse un immense merci à toute l'équipe SOFIA de Bruyères. Difficile en effet d'imaginer travailler avec des personnes aussi enthousiastes, motivées et disponibles que celles que j'ai côtoyées durant ces trois années et qui ont changé ce travail en un excellent souvenir. L'ensemble des collègues de bureau sont également coupables de motivation quotidienne et de soirées inoubliables, avec en particulier Julie avec qui j'ai partagé une bonne partie de l'aventure en cobureautage et qui sera parvenue (après maints efforts) à m'inculquer quelques notions d'organisation, Raphaël, Camille, Marc, Rémi, Guillaume B. et Guillaume B., Thomas, Audrey, Alix, Jean-Francois, Sylvain, Aurélien, Daniel (qui a vaillamment supporté mon interrogatoire quotidien chaque soir), Julien L., Caroline, Olivier, Benoît, Noël, Nathalie et Adeline.

Je tiens à remercier spécialement ma famille qui m'a toujours soutenue dans l'effort avec en particulier mes parents, ma soeur et le tonton J.-P. Plus proche, un grand merci bien sûr à Blandine, sans qui bien des choses auraient été souvent difficiles. De retour dans le sud, je n'oublie pas Héliori pour toutes ces randonnées mémorables, et conseils (relativement) avisés.

Merci à Eric Bauge et Gilbert Bélier pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire, et à Véronique Diodovich pour m'avoir patiemment rabâché les procédures administratives au-delà de ma compréhension.

L'ensemble des personnes de la collaboration (d'Orsay, du GSI, du CENBG, de Santiago, Vigo, Chalmers et du GANIL) ont également toute ma reconnaissance pour leur engagement sans faille et leurs conseils.

Je rajoute un mot pour K.-H. Schmidt avec qui j'ai eu la chance d'interagir, et dont le recul en physique et en fission ont sans aucun doute été déterminants pour l'interprétation des résultats.

"[...] At this point, we both sat on a tree trunk, and started to calculate on scraps of paper. The charge of a uranium nucleus, we found, was indeed large enough to overcome the effect of surface tension almost completely ; so the uranium might indeed be a very wobbly, unstable drop, ready to divide itself at the slightest provocation such as the impact of a single neutron.

But there was another problem. After separation the two drops would be driven apart by their mutual electrostatic repulsion and would acquire very high speed and hence a very large energy, about 200 MeV in all ; where could that energy come from ? Fortunately Lise Meitner remembered the empirical formula for computing the masses of nuclei and worked out that the two nuclei formed by division of a uranium nucleus together would be lighter than the original uranium nucleus by about one fifth of the mass of a proton. Now whenever mass disappears energy is created, according to Einstein's formula $E = m \cdot c^2$, and one-fifth of a proton mass was just equivalent to 200 MeV. So here was the source of that energy ; it all fitted !"

Otto Frisch, about Lise Meitner and himself discovering the nuclear fission process.

Table des matières

Introduction	1
Techniques expérimentales et modèles de fission	5
1 Revue des méthodes de mesure des rendements de fission	7
1.1 Méthodes radiochimiques	7
1.2 L'utilisation de chambres à fission	7
1.3 Mesures sur le spectromètre Lohengrin	8
1.4 Nouvelle génération d'expérience : la cinématique inverse	8
2 Premières avancées théoriques sur la fission	11
3 Modèle du point de scission de Wilkins et al.	13
4 Modèle de Brosa	15
4.1 "Random neck rupture model"	15
4.2 Chemins de fission	15
5 Modèle de Bruyères-le-Châtel et SPY	17
5.1 Le modèle de Bruyères-le-Châtel	17
5.2 Le modèle SPY	17
6 Le code semi-empirique GEF	19
6.1 Le principe de séparabilité	19
6.2 Effets quantiques	20
6.3 "Energy sorting"	20

Dispositif expérimental	23
7 Présentation de l'expérience	25
7.1 Production et sélection du système fissionnant	25
8 Cible active	33
8.1 Principe	33
8.2 Situation réelle : subdivision pour la mesure de l'énergie cinétique (TKE) des fragments	34
8.3 Discrimination des différents cas	35
8.4 Dimensionnement	35
8.5 Excitation électromagnétique	37
9 Twin -MUSIC	43
9.1 Bref historique des chambres à ionisation au GSI	43
9.2 Principe de fonctionnement	43
9.3 Schéma et détails	44
10 MWPCs	53
10.1 Origine : chambres à fils d'ALICE	53
10.2 Principe de fonctionnement	53
10.3 Choix de la géométrie	54
10.4 Choix du gaz de remplissage	55
10.5 Électronique de lecture	56
10.6 Fonction de reconstruction pour la position	56
10.7 Mesure expérimentale de la résolution en position horizontale par des fibres	58
11 Temps de vol	61
11.1 Choix technique pour le système de détection	61
11.2 Choix des scintillateurs	61
11.3 Choix des PMTs	62
11.4 Chaîne électronique	63
Analyse	67
12 Détermination de la charge nucléaire	71
12.1 Signaux Twin MUSIC	72
12.2 MWPCs	79
12.3 Temps de vol (ToF)	83
12.4 Trajectographie	88
12.5 Accès à la charge nucléaire des fragments	91
13 Mesure de la masse	107
13.1 Discussion sur la méthode de reconstruction	108

13.2	Correction de l'effet de walk ...	108
13.3	Calibration absolue du nombre de masse A	110
13.4	Sélection des fissions d'origine électromagnétiques	111
13.5	Spectres isotopiques	113
Résultats et interprétations		117
14	Charges	121
14.1	Rendements	121
14.2	Effet pair-impair proton global ($G_{p,e-o}$)	123
14.3	Effet pair-impair local	124
14.4	Charge lourde moyenne	126
15	Rendements isotopiques	129
15.1	Comparaison aux données	129
15.2	Comparaison au code GEF	132
16	Rendements isobariques	137
16.1	Comparaison aux données	137
16.2	Rapport contributions asymétrique / symétrique	137
17	Rendements isotoniques	141
17.1	Rendements	141
17.2	Effet pair-impair neutrons	141
18	Émission neutrons	145
18.1	Émission moyenne	145
18.2	Émission en fonction de la partition en charge	145
Conclusion et perspectives		151
Annexes		155
A	Dispositif d'ensemble de l'expérience	157
B	Rendements isotopiques	159
Bibliographie		165

Introduction

Ma thèse s'est déroulée en trois temps distincts :

1. La contribution à la préparation de l'expérience. Durée : 1.5 ans ;
2. L'expérience en elle-même. Durée : 1 mois ;
3. L'analyse des données et, bien sûr, la rédaction de ce document. Durée : 1.4 ans.

La première partie a consisté à comprendre en profondeur les différents détecteurs pour pouvoir contribuer à leur optimisation. Mon temps de travail durant les 18 premiers mois a donc été essentiellement partagé entre l'apprentissage de la théorie de la détection, des mesures de résolutions pour caractériser les diverses options envisageables, et la participation aux nombreuses expériences tests réalisées au GSI (4 au total). C'est pourquoi ce document présente, après des rappels théoriques sur la fission, une revue détaillée de l'ensemble des détecteurs en plus de la vue d'ensemble de l'expérience.

La stratégie d'analyse est ensuite exposée, suivie par la présentation et l'analyse des résultats.

Les rendements de fission pour les réacteurs

En 1994, un groupe d'experts internationaux a défini les priorités pour les futures mesures de rendements de fission [Koning 98]. Elles ont récemment été rappelées par un CRP¹ de l'IAEA²[Koning 98] et doivent permettre :

1. d'améliorer les aspects de sûreté et de sécurité des réacteurs existants ;
2. d'étudier les différentes options pour l'incinération des déchets nucléaires (actinides mineurs) ;
3. de préparer la quatrième génération de réacteurs.

Ces mesures doivent, en particulier, couvrir une large gamme en énergie qui s'étend du domaine thermique à 150-200 MeV. Cette plage en énergie est nécessaire pour étudier les différentes options technologiques retenues pour la quatrième génération de réacteurs, ainsi que le concept sous-critique ADS. Cette nouvelle étape se doit en effet d'être déterminante en matière de sûreté et de sécurité et l'inventaire détaillé de l'ensemble des noyaux produits pendant l'irradiation permettra de prendre en compte de façon rationnelle l'influence des produits de fissions neutrophages dans les calculs de réactivité du cœur, ainsi que de dimensionner correctement les installations permettant d'évacuer la puissance résiduelle du combustible.

Aujourd'hui pourtant, la majorité des mesures ont été réalisées dans le spectre thermique. Il en existe dans le domaine rapide (~1 MeV) et à 14-15 MeV mais elles restent relativement rares et sont entachées d'incertitudes importantes (15-20 %), en particulier pour les rendements isotopiques. De nouvelles données sont donc indispensables.

1. Coordinated Research Project
2. International Atomic Energy Agency

Parallèlement, pour que la disponibilité de la ressource en combustible soit assurée pour plusieurs centaines d'années au moins, seuls les cycles basés sur l'uranium 238 et le thorium 232 sont envisageables. Le premier bénéficie d'un savoir-faire technologique important en France grâce à l'expérience acquise sur les réacteurs Phénix et Superphénix. Le second a été moins étudié mais présente des aspects intéressants, notamment au regard des déchets produits (très peu de $Z > 92$), de la prolifération (la manipulation du combustible est très délicate car certains noyaux produits émettent un fort rayonnement gamma) et des propriétés physico-chimiques de l'oxyde de thorium (par exemple, le ThO_2 ne s'oxyde pas contrairement à l' UO_2) [Cycle 05]. Ainsi, en plus de la large gamme en énergie nécessaire, les mesures doivent être faites pour de nombreux noyaux voisins du ^{232}Th et de l' ^{238}U qui sont créés par des réactions (n, xn) ou des décroissances radioactives du noyau initial.

D'autre part, les études doivent également permettre de décider s'il est possible ou non de procéder à l'incinération des actinides mineurs accumulés par les réacteurs actuels.

Intérêt pour la physique fondamentale

La fission nucléaire est un phénomène complexe, qui fait suite au couplage entre les propriétés de structure du noyau et une oscillation collective de large amplitude. Mais cette complexité est aussi synonyme de richesse, et son étude sous différents aspects permet d'en apprendre toujours d'avantage sur le comportement de la matière nucléaire.

Pour les noyaux lourds, la connaissance des rendements et des hauteurs de barrières (qui déterminent essentiellement les probabilités de fission) sont indispensables pour comprendre le rôle des processus r et s dans le phénomène de nucléosynthèse. Dans les régions d'intérêt, ces données sont encore très pauvres et les différents modèles se contredisent faute de données [Kelić 07].

Ce qui a été fait et ce que l'on peut faire

La méconnaissance en matière de rendements de fission peut surprendre. Ce phénomène est, en effet, connu depuis aujourd'hui 75 ans et a fait l'objet d'intenses recherches pendant plusieurs décennies. Pourtant les difficultés de son étude expérimentale autant que théorique sont restées comme autant de défis pour les physiciens. En particulier, les méthodes d'études en laboratoire comportent chacune de gros inconvénients pour la mesure précise des rendements. On peut principalement citer les difficultés à produire des cibles de noyaux instables pour des problèmes évidents de radioprotection, où encore que les spectromètres de reculs habituels comme le Lohengrin ne permettent d'étudier qu'un seul des deux fragments de fission. L'identification précise en charge nucléaire est souvent compliquée, que ce soit avec des chambres à ionisation à cause des problèmes d'états de charges, ou bien avec la méthode de spectrométrie gamma qui nécessite une connaissance précise des rapports d'embranchements.

La méthode de la cinématique inverse qui est exploitée dans notre expérience, SOFIA, est apparue comme une alternative très efficace pour surmonter ces nombreuses difficultés. Elle permet, non seulement d'accéder à des noyaux de très courtes durées de vies, mais également de mesurer avec une très bonne précision les charges et les masses des deux fragments de fission.

Techniques expérimentales et modèles de fission

Chapitre 1

Revue des méthodes de mesure des rendements de fission

Notre expérience propose une nouvelle méthode de mesure des rendements de fission. Aussi, il semble utile de rappeler les autres options possibles avec leurs avantages et inconvénients.

1.1 Méthodes radiochimiques

Après la découverte de la fission, le gouvernement américain construit de grands laboratoires de recherche dédiés à son étude et notamment à la mesure des rendements. Des méthodes radiochimiques tout d'abord employées. Elles consistent à irradier un échantillon de matière fissile, suivi d'une dissolution de la cible.

Le produit de fission d'intérêt est isolé chimiquement et son rendement est mesuré : grâce au taux de comptage des décroissances bêta dans les premières années puis, lorsque la technologie et les schémas de niveau ont été disponibles, par spectroscopie gamma.

Mais la soustraction de bruit de fond, l'absorption des photons par la matière isolée et la connaissance précise des rapports d'embranchement rendent cette dernière technique souvent délicate.

De plus, ces méthodes ne mesurent la plupart du temps que des rendements relatifs et ont uniquement accès aux produits de fission (après les décroissances bêta) [Maeck 77].

1.2 L'utilisation de chambres à fission

Ces méthodes sont couramment utilisées aujourd'hui : un échantillon de matière fissile est irradié sous faisceau, généralement de neutrons, au centre d'une enceinte remplie de gaz ou équipée de détecteurs à barrière de surface. Les fragments de fission sortent dos-à-dos de la cible (qui doit être très mince), et leurs masses peuvent être mesurées par différentes méthodes : double énergie et/ou double temps de vol en particulier. L'émission des neutrons prompts modifie l'énergie cinétique et donne également une légère impulsion de recul aux fragments. Si la méthode de la double énergie est affectée par ces deux effets, celle du double temps de vol n'est concernée que par le second, ce qui la rend plus précise. En corrigeant des énergies des neutrons

prompts, et en utilisant la conservation du mouvement, on peut en déduire les masses, de même que les énergies cinétiques des fragments de fission.

La combinaison de ces deux méthodes sur le spectromètre Cossi-Fan-Tutte permet d'obtenir des résolutions en masses très convenables pour les fragments légers mais des résolutions en charges toutefois limitées [Boucheneb 89].

1.3 Mesures sur le spectromètre Lohengrin

Le spectromètre de masse Lohengrin à l'ILL a permis de franchir une étape décisive dans la mesure des rendements isotopiques. Une cible, composée d'un matériau fissile, est placée près d'un flux intense de neutrons, 10^{15} n.cm⁻².s⁻¹. Un des deux fragments qui sort de la cible est sélectionné selon le rapport de son énergie cinétique sur son état de charge Q par un condensateur, puis en fonction du rapport de sa masse sur Q grâce à un aimant. La mesure de la charge nucléaire est faite par une chambre d'ionisation lorsque le Z est inférieur à 42, et par des détecteurs gammas sinon [Bail 11]. Ces mesures sont de plus en plus précises mais elles restent toutefois dépendantes de la connaissance précise des rapports d'embranchement gamma.

1.4 Nouvelle génération d'expérience : la cinématique inverse

L'émergence des accélérateurs d'ions de haute intensité a permis d'accéder à de nouvelles méthodes pour l'étude de la fission : le noyau d'intérêt est accéléré à grande énergie et sa fission est induite en vol au lieu de l'être par neutrons sur une cible fixe. L'énergie initiale du faisceau est approximativement conservée pour les fragments de fission ce qui permet à ces derniers d'interagir dans plusieurs détecteurs sans être arrêtés, et également d'être émis dans un cône d'ouverture angulaire réduite (meilleure efficacité de détection). Autre avantage décisif : les fragments de fission possèdent un état de charge d'autant plus grand que l'énergie du faisceau est importante, ce qui autorise l'identification des charges lourdes. Ce principe est utilisé au GSI, au GANIL et à RIKEN.

1.4.1 Au GSI

La première expérience de fission en cinématique inverse que l'on peut citer est celle de M. Bernas et al. en 1992 où le FRS du GSI (Darmstadt, Allemagne) a été employé pour mesurer des rendements isotopiques de fission de l'²³⁸U induite par excitation coulombienne [Armbruster 96, Donzaud 98, Bernas 94]. Cette expérience ne permet d'analyser qu'un seul des fragments de fission (voir partie 14.1.1) mais elle est le point de départ d'une toute nouvelle méthode d'étude de la fission.

En 1996, le groupe de Karl-Heinz Schmidt développe un dispositif innovant pour permettre la mesure simultanée des charges des deux fragments de fission. Au cours de cette expérience, les rendements de 70 noyaux sélectionnés par le FRS, dont la plupart de courte durée de vie, sont mesurés [Schmidt 00]. Pour la première fois, on observe clairement la transition entre les

fissions asymétriques et symétriques, en particulier pour les isotopes du thorium. Cette expérience apporte également un nouveau regard sur la répartition des protons dans les fragments de fission. Jusqu'alors, les mesures semblaient en effet indiquer que la position en masse des fragments lourds était constante à environ $A = 139$, ce qui s'explique par une compétition entre les couches neutrons stabilisantes $N = 82$ (sphérique et minoritaire) et $N = 88$ (déformée et majoritaire). Le nombre de protons, variable, serait forcé par un effet de stabilisation du rapport N/Z [Wilkins 76]. Cependant les résultats issus de [Schmidt 00] et analysés en détails par Böckstiegel et al. [Böckstiegel 08] montrent clairement que non seulement c'est la charge lourde moyenne qui évolue peu avec le choix du système fissionnant ($\bar{Z}_H \simeq 54 \simeq \text{constante}$) mais également, que le nombre de neutrons associés (extrapolé à partir de l'hypothèse UCD) augmente sans ambiguïté selon le choix de l'isotope de départ. En conclusion, l'impression de la masse constante n'est qu'une illusion donnée par la résolution limitée des mesures de masses et par les courtes séries isotopiques explorées jusqu'alors. Cette découverte est intrigante car aucune théorie actuelle ne prédit un effet de couche stabilisant proche de $Z = 54$, quelle que soit la déformation du fragment.

Notre expérience, SOFIA, s'inscrit dans la continuité de celle de K.-H. Schmidt et al. : en nous basant sur le même dispositif et grâce à un puissant aimant mis à disposition par le GSI, nous avons pu mesurer les charges mais aussi les masses des deux fragments de fission en coïncidence.

Les mesures en excitation coulombienne ont toutefois l'inconvénient de ne pas pouvoir fournir aux expérimentateurs une valeur précise de l'énergie d'excitation du système fissionnant (voir partie 8.5).

1.4.2 Au GANIL

L'accélérateur GANIL à Caen (France) délivre également un faisceau d'uranium qui autorise des expériences de fission en cinématique inverse. Cependant, le principe est un peu différent de celui utilisé au GSI : au GANIL, seul l' ^{238}U est disponible en entrée des salles expérimentales. La fission de plusieurs noyaux exotiques peut cependant être étudiée grâce à des réactions de transfert ou de fusion sur une cible de carbone [Delaune 12, Caamaño 13]. Cette méthode a pour avantage de produire des noyaux plus lourds que l'uranium (Np, Pu, Am, Cm et Cf en particulier) et à une énergie d'excitation connue, mesurée grâce au recul d'un éjectile. L'inconvénient majeur associé à ces expériences est que l'énergie du faisceau est relativement faible, quelques dizaines de MeV par nucléon, ce qui entraîne des états de charges limitant la résolution en Z des noyaux les plus lourds, et une focalisation insuffisante pour permettre une détection en coïncidence des deux fragments de fission.

1.4.3 Le futur de la cinématique inverse

L'ensemble des nouveaux accélérateurs d'ions lourds permettront, chacun avec leurs avantages et leurs inconvénients, de poursuivre les études de fission en cinématique inverse. Les projets EURISOL et FAIR, qui utilisent respectivement les techniques ISOL et de fragmentation du projectile, représentent le futur autant pour les études de fission que de structure nucléaire.

Le projet FELISE (Fission at ELISE) doit être mis en œuvre sur FAIR. Il se propose d'induire la fission d'ions lourds en vol par collisions inélastiques avec des électrons permettant

ainsi de mesurer l'énergie transférée au noyau fissionnant [Taieb 09, Antonov 11]. Les détecteurs développés pour SOFIA seront certainement à la base de ceux qui seront employés sur cette expérience. Une contrainte supplémentaire vient cependant s'ajouter : pour compenser la faible section efficace de diffusion des électrons sur les ions, ces derniers sont recyclés dans un anneau de stockage. Les détecteurs devront donc fonctionner dans le vide de la ligne faisceau, indispensable pour ne pas perdre les ions par changement d'état de charge.

Chapitre 2

Premières avancées théoriques sur la fission

En 1938 Otto Hahn et Fritz Strassmann identifient l'élément 56 (barium) après avoir bombardé l'uranium avec des neutrons. La différence de numéro atomique entre les noyaux pères et fils est trop importante pour être expliquée par une abrasion de protons. Ce constat incite Lise Meitner et son neveu Otto Robert Frisch à postuler que le noyau d'uranium peut se scinder en deux parties sous l'influence d'une perturbation extérieure. Cette hypothèse signe la découverte de la fission nucléaire. Notons que la physicienne Ida Noddack avait envisagée quatre ans plus tôt, suite aux résultats ambigus obtenus par Enrico Fermi, la possibilité que le noyau d'uranium puisse éclater en plusieurs fragments après avoir été bombardé par des neutrons, mais cette explication restera ignorée faute de preuves. L'énergie et le nombre de neutrons libérés par la fission seront rapidement employés pour concevoir d'importants dispositifs, militaires puis civils.

En 1930, G. Gamow propose un premier modèle pour décrire le noyau de l'atome comme une goutte liquide composée de N particules alpha [Gamow 30]. Ce modèle contient un terme d'énergie interne (cinétique + potentielle) et un de répulsion coulombienne. C. F. von Weizsäcker et H. A. Bethe s'en servent quelques années plus tard pour approximer l'énergie de liaison du noyau en rajoutant des corrections quantiques afin de tenir compte du principe d'exclusion Pauli et de l'énergie d'appariement.

L'équation de l'énergie de liaison comporte un seul terme positif, de volume, qui est proportionnel au nombre de nucléons A . Il traduit l'influence de l'interaction forte entre des nucléons voisins uniquement (interaction de courte portée). Un terme de tension de surface prend en compte les nucléons sur les bords du noyau qui sont moins liés que les autres. Un autre décrit l'interaction coulombienne répulsive entre des protons contenus dans une sphère de rayon proportionnel à $A^{\frac{1}{3}}$. Un terme d'asymétrie est rajouté, car lorsque le nombre de neutrons augmente pour contrebalancer la répulsion coulombienne des protons, ceux-ci se placent sur des orbitales d'énergies de plus en plus élevées (à cause du principe d'exclusion de Pauli) et abaissent ainsi l'énergie de liaison totale. Enfin, on trouve un terme qui augmente avec la parité des neutrons et des protons : deux nucléons de mêmes nombres quantiques mais de spins opposés, voient leur fonction d'onde se recouvrir pour augmenter leurs énergies de liaisons respectives.

Dans leur article de 1939, N. Bohr et J. A. Wheeler [Bohr 39] appliquent ce modèle à la

fission découverte un an plus tôt. L'énergie potentielle E_{pot} d'un noyau à une déformation ϵ donnée par :

$$E_{pot} = E_s(\epsilon) + E_c(\epsilon) - E_s(0) - E_c(0)$$

où E_s et E_c sont respectivement les énergies de surface et coulombienne. Les autres termes, volume, appariement, et asymétrie se conservent. En se restreignant au premier ordre (quadrupolaire), Bohr et Wheeler déterminent une condition empirique de stabilité pour les noyaux : $\frac{Z^2}{A} \lesssim 50$. En d'autres termes, le nombre de protons ne doit pas être trop important par rapport aux neutrons pour que le noyau soit stable vis-à-vis de la répulsion coulombienne. Le terme $\frac{Z^2}{A}$ est appelé paramètre de fissilité x .

Ce modèle explique correctement pourquoi un noyau lourd tel que l'uranium, qui est proche de la limite de stabilité, peut se couper en deux parties suite à un apport d'énergie extérieur (l'énergie de liaison d'un neutron par exemple). Cependant les calculs sont limités aux déformations quadrupolaires et à l'époque, tous les noyaux sont décrits comme sphériques dans leur état fondamental.

Il faudra attendre la seconde moitié du 20ème siècle avec, tout d'abord, la formulation du modèle en couches [Mayer 48, Mayer 50] de Maria Goeppert-Mayer, Hans Daniel Jensen et Eugène Wigner et sa mise en application par S. G. Nilsson, qui démontre que des noyaux peuvent minimiser leur énergie potentielle dans une configuration déformée [Nilsson 55]. Enfin, c'est grâce aux travaux de M. V. Strutinsky que la fission asymétrique sera correctement décrite pour la première fois [Strutinsky 67]. Celui-ci reprend le modèle de la goutte liquide utilisé par Bohr et Wheeler qu'il module par des effets de couches pour introduire la déformation des noyaux sur le chemin de fission. Contrairement aux calculs de goutte liquide qui ne prévoient qu'une seule barrière de fission en fonction de la déformation, une seconde apparaît ici (à cause des croisements de niveaux). Son rôle est déterminant, car elle montre que c'est une division asymétrique qui est la moins coûteuse en énergie. Ces calculs seront repris par Wilkins et ses collaborateurs dans leur modèle de point de scission décrit dans la partie suivante.

Chapitre 3

Modèle du point de scission de Wilkins et al.

Comme l'explique sa dénomination, ce modèle considère que les propriétés des fragments sont figées au point de scission, au niveau duquel s'est établi un équilibre statistique entre les différents degrés de liberté [Wilkins 76].

La probabilité Y de former deux fragments de fission, quelles que soient les déformations prolates β_1, β_2 , est donnée par :

$$Y = \int_{\beta_1} \int_{\beta_2} e^{-V/T_{coll}} d\beta_1 \cdot d\beta_2$$

Où T_{coll} représente la température collective du système et traduit le fait que les fragments ont atteint un équilibre statistique sur tous les degrés de liberté collectifs, avec V l'énergie potentielle du système à la scission. V est la somme des énergies individuelles (E_p) des deux fragments, de l'interaction coulombienne (V_C) et nucléaire (V_{nuc}) entre les fragments. L'énergie individuelle E_p se décompose en un terme d'énergie de goutte liquide (V_{LDM_i}), de corrections de couches (S) [Strutinsky 67] et d'appariement (P). On a donc :

$$V = V_{LDM_1} + V_{LDM_2} + S_1 + S_2 + P_1 + P_2 + V_C + V_{nuc} \quad (3.1)$$

Les termes S et P dépendent, en particulier, d'un paramètre de température intrinsèque du noyau τ_{intr} qui traduit le nombre de niveaux peuplés par les états à une particule. Une valeur de $\tau_{intr} > 0$ traduit un couplage entre les niveaux collectifs et les niveaux individuels. V_C et V_{nuc} dépendent de la distance entre les fragments à la scission (entre autres).

Les auteurs sont conscients que les paramètres T_{coll} , τ_{intr} et d sont certainement fonction du système étudié mais les considèrent comme constant par souci de simplification ($T_{coll} = 1$ MeV, $\tau_{intr} = 0.75$ MeV et $d = 1.4$ fm).

Dans l'équation 3.1, les termes de corrections de couches S jouent un rôle crucial. Ces derniers définissent un paysage de potentiel pour les neutrons et les protons. Certains puits sont assez profonds pour modifier la contribution de l'énergie de la goutte liquide (qui prévoit une fission symétrique) et permet d'expliquer la fission asymétrique pour les noyaux de $A > 140$ comme on peut le voir sur la figure 3.1.

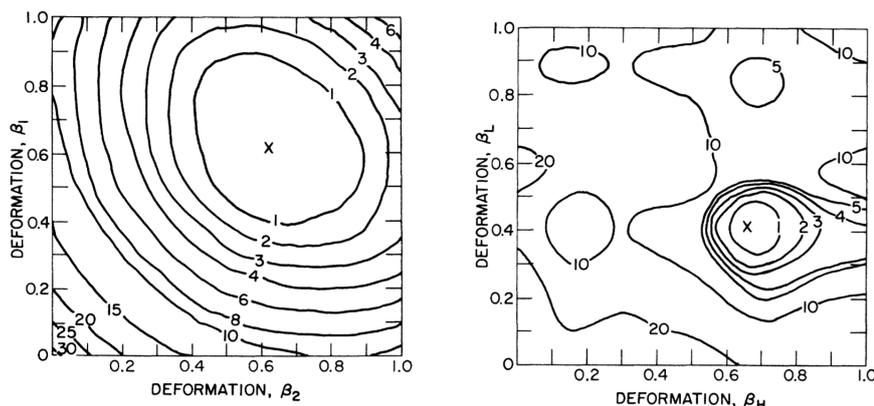


FIGURE 3.1 : Calculs d'énergies potentielles de goutte liquide seul pour le système ^{236}U (à gauche, fission symétrique) et résultats des calculs de Wilkins (à droite) pour la division en masse 140/96. Les axes indiquent les déformations des deux fragments et le X montre le point le plus favorable énergétiquement.

En particulier, les corrections de couches en neutrons sont trouvées comme généralement plus grande que celle des protons quelle que soit la division en masse, et les couches $N = 82$ (sphérique) et $N = 88$ (déformée, $\beta \simeq 0.65$) permettent (à l'époque), d'expliquer la position apparemment constante de la masse lourde moyenne à $\bar{A} \simeq 140$ pour de nombreux systèmes fissionnants [Flynn 72].

Ce modèle présente également la propriété remarquable de prédire la forme des distributions en masse des rendements de fission pour de nombreux systèmes. En particulier, il reproduit les transitions entre les distributions en masse symétriques et asymétriques dans la région des thoriums et des fermiums.

Le modèle est cependant insuffisant pour les applications pratiques car le rapport pic/vallée est souvent mal reproduit, de même que les largeurs de distribution. Ceci s'explique par le fait que l'énergie potentielle du système est déterminée par la structure des fragments, par un jeu de paramètres (T_{coll} , τ_{intr} et d) unique utilisé pour tous les systèmes et par une description statique d'un processus dynamique.

Chapitre 4

Modèle de Brosa

En 1990, U. Brosa, S. Grossmann et A. Müller publient “Nuclear Scission” dans lequel sont posées les bases pour un nouveau modèle de fission [Brosa 90]. Le concept de voies de fission est ici proposé pour la première fois de façon explicite.

4.1 “Random neck rupture model”

Le modèle considère que la fission est régie par les propriétés du système fissionnant plutôt que celui des fragments, et qu'elle est engendrée par une succession d'instabilités. Il est donc radicalement opposé au modèle de Wilkins. En particulier, c'est la forme de pré-scission du système qui fixe les observables de sortie (TKE, nombre de neutrons, émis, fission asymétrique ou non, variance en masse ...).

Les trois instabilités qui conduisent à la scission sont : (1) le passage de la barrière (déjà explicité par Bohr et Wheeler [Bohr 39]) (2) l'allongement du noyau qui s'en suit et qui crée une dépression (le col de scission) dont la position du point d'étranglement est régie par un mouvement instable, et enfin, (3) grâce à l'inertie, l'élongation continue et amplifie ce creux à une position figée qui conduit à la scission complète (instabilité de capillarité ou de Plateau-Rayleigh).

Le point (2) est régi par une équation capitale :

$$2 \times l \simeq 11 \times r$$

où l mesure la demi-élongation de la forme de pré-scission et r le rayon du col.

Les forces aléatoires auxquelles le noyau est soumis sont expliquées par l'agitation thermique. Les effets quantiques, et donc l'effet tunnel ne sont pas pris en compte. Une conclusion innovante est que ces fluctuations augmentent au cours de l'état hors équilibre qu'est le chemin de fission.

4.2 Chemins de fission

La forme de pré-scission du noyau détermine complètement les voies, ou chemins de fission. Ainsi, les différents types de séparation en masse, déformation, émission de neutrons

proviennent de formes de préscission fondamentalement différentes. Ces dernières définissent des vallées de potentiel plus ou moins profondes. Des points de bifurcation apparaissent alors comme le montre la figure 4.1.

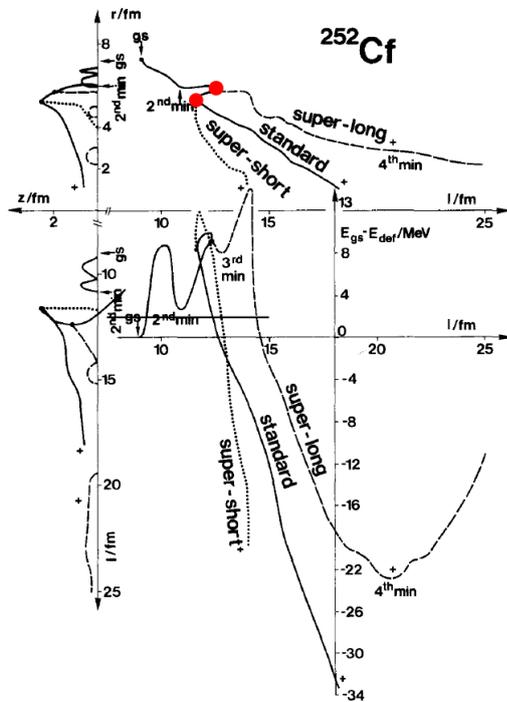


FIGURE 4.1 : Illustration des chemins de fission dans le modèle de Brosa et al. Les points de bifurcation sont indiqués en rouge.

Les trois chemins sont nommés super-court, standard et super-long, toujours en lien avec la forme de préscission. Le poids de chacune des contributions est donné par la hauteur des barrières qui apparaissent pour chaque chemin. Le chemin standard se subdivise lui-même en deux sous catégories, I et II. Ce dernier est préférentiellement utilisé par la plupart des actinides. Tous deux correspondent, comme dans le modèle de Wilkins, aux couches $N = 82$ et $N = 88$. Les auteurs précisent que ces chemins de fissions ne conduisent pas nécessairement à des superpositions de modes parfaitement gaussiens mais que l'indépendance de ces voies est incontestable. Des voies supplémentaires, standard III et super-asymétrique, sont également identifiées. Cette dernière permet d'expliquer les épaulements qui s'étendent au delà du mode standard II de la plupart des distributions en masse.

Chapitre 5

Modèle de Bruyères-le-Châtel et SPY

5.1 Le modèle de Bruyères-le-Châtel

Le modèle de Bruyères-le-Châtel propose de décrire la dynamique collective du processus de fission à partir de calculs microscopiques [Goutte 05, Dubray 08]. Les surfaces d'énergies potentielles sont calculées par la méthode HFB sous contraintes avec l'interaction D1S de Gogny. On utilise ensuite la TDGCM (méthode de la coordonnée génératrice dépendante du temps) pour construire une fonction d'onde sur ces états HFB contraints et l'on calcule son évolution temporelle jusqu'à la scission.

Le résultat des calculs décrit alors l'évolution du noyau dans une vallée de potentiel, en fonction de la déformation de masse axiale et de l'asymétrie gauche-droite du noyau. La scission (les deux fragments sont formés) est définie lorsque la densité du col devient inférieure à 0.01 nucléon/fm³ (valeur moyenne dans les noyaux : 0.16 nucléon/fm³).

Finalement, des rendements en masses ainsi que plusieurs propriétés des fragments (énergies de déformation et totales, multiplicité des neutrons prompts, polarisation en charge et énergie cinétique totale) sont déduites. La prise en compte des effets dynamiques apparaît comme indispensable au vue des différentes distributions en masses obtenues, comme le montre la figure 5.1.

5.2 Le modèle SPY

Le modèle SPY [Lemaître, Heinrich 06] propose d'améliorer le modèle de Wilkins (voir 3) en utilisant les énergies individuelles des fragments issues des calculs microscopiques de la base de données AMEDEC [AME]. Il repose sur les principes suivants :

1. Il est supposé qu'un équilibre statistique est atteint à la scission entre les différents degrés de liberté des fragments.
2. L'énergie disponible E_{dis} pour une fragmentation donnée est calculée par la différence entre l'énergie totale (du système fissionnant) E_{tot} et l'énergie potentielle à la scission V : $E_{dis} = V - E_{tot}$. Ici, V est l'analogie de celui de la formule 3.1. Une des améliorations par rapport à Wilkins est le calcul des énergies individuelles des fragments issus de calculs microscopiques.

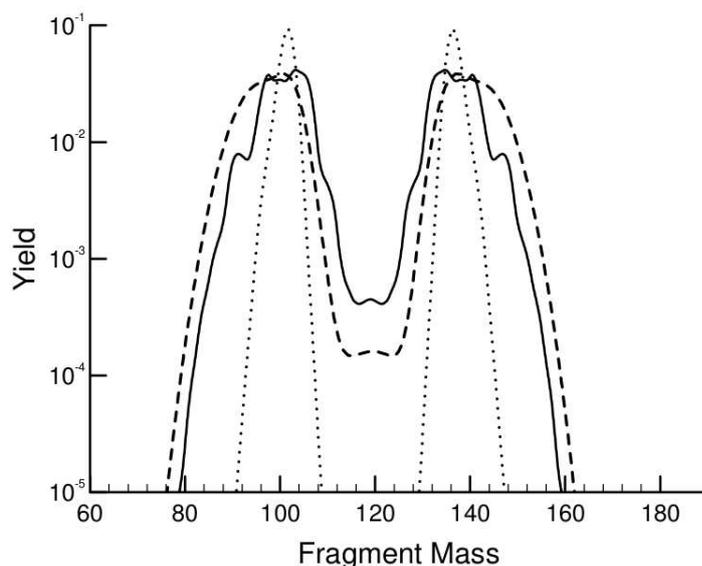


FIGURE 5.1 : Rendements en masses de l' ^{238}U . Trait plein : prise en compte de la dynamique de fission. Pointillés fins : résultats des calculs statiques. Pointillés épais : évaluation de Wahl.

3. Le point de scission est défini de la même façon que dans le modèle de Bruyères-Le-Châtel, soit une distance d'environ 5 fm (contre 1.4 fm dans le modèle de Wilkins).
4. Aucun paramètre de température n'est utilisé. La probabilité de formation d'une fragmentation à une déformation (β_1, β_2) donnée π est liée au nombre d'états disponibles dans chaque fragment. Puisque les fragments sont isolés, on a :

$$\pi = \int_{E=0}^{E=|E_{dis}|} \rho_1(\beta_1, E) \times \rho_2(\beta_2, |E_{dis}| - E) \times dE \quad (5.1)$$

ρ_i désigne la densité d'états d'un fragment. Le rendement P associé à cette fragmentation est alors l'intégrale sur toutes les déformations possibles des deux fragments :

$$P = \int_{-0.6}^{1.5} \int_{-0.6}^{1.5} \pi \times d\beta_1 \cdot d\beta_2$$

5. Les densités d'états ρ des fragments sont, pour le moment, calculés dans l'approximation du modèle gaz de Fermi ($\rho(E) \propto e^{2\sqrt{a \cdot E}}$, $a \simeq \frac{A}{8}$). En conséquence, les effets de couches dominent les rendements, comme on pourra le constater figure 14.2 lors de la comparaison de ce modèle avec nos données. L'intégration des densités d'états issues des calculs microscopiques est en cours.

Le modèle SPY doit posséder un fort potentiel prédictif dans la mesure où il se base sur des calculs microscopiques, et non sur un ajustement de paramètres tirés des données expérimentales.

Chapitre 6

Le code semi-empirique GEF

Ce modèle a été développé par K.-H. Schmidt et B. Jurado [GEF] pour permettre de décrire les observables d'un grand nombre de systèmes fissionnant. En particulier les distributions isotopiques post et pré-émissions de neutrons ainsi que les spectres de gammas et neutrons prompts sont calculés. Les principaux ingrédients du modèle sont repris ici.

6.1 Le principe de séparabilité

Ce principe s'appuie sur les conclusions des calculs de Mosel et al. ("two-center shell model", [Scharnweber 71, Mosel 71]) qui montrent que les couches du système évoluent vers celles des fragments bien avant le point de scission. Cet effet est visible figure 6.1 : les niveaux d'énergie des neutrons se stabilisent (ne se croisent plus) rapidement au cours du chemin de fission, ce qui montre que le système évolue peu au-delà, car les couches fragments sont déjà préformées.

En conséquence, il est possible de décomposer la surface d'énergie potentielle en deux parties : une propre au système fissionnant (potentiel macroscopique), et une propre aux couches des fragments (potentiel microscopique).

La partie macroscopique est déterminée par une paramétrisation sur des distributions en masses mesurées [Schmidt 08]. La correction de couches microscopiques est en revanche la même pour l'ensemble des systèmes puisqu'elle ne dépend que des nombres de neutrons et protons des fragments. Cette universalité contient la force du principe de séparabilité. Les résultats des références [Schmidt 00] et [Böckstiegel 08] sont en particulier implémentés pour tenir compte de la stabilisation de la couche protons des fragments lourds proche de $Z = 54$, et pour traduire l'évolution des différentes voies de fission (SL, SI, SII et parfois un troisième mode très asymétrique SIII) qui sont considérées comme indépendantes.

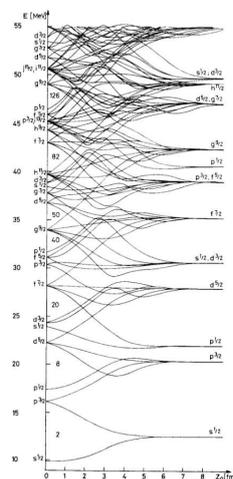


FIGURE 6.1 : Niveaux d'énergie des neutrons dans l' ^{236}U calculés en fonction de l'évolution sur le chemin de fission [Scharnweber 71].

6.2 Effets quantiques

6.2.1 Oscillations de point zéro

De nombreuses observables de fission ont une distribution quasi-gaussienne. Comme la température nucléaire des noyaux (< 1 MeV) est généralement trop faible pour atteindre les niveaux correspondant à l'émission d'une particule (5-10 MeV), les fluctuations autour de la moyenne peuvent s'expliquer par des oscillations quantiques dites de point zéro, car le système est soumis au principe d'incertitude d'Heisenberg [Nifenecker 80]. Pour les prendre en compte, le code GEF considère que les excitations collectives du système fissionnant sont équivalentes à un oscillateur harmonique couplé à un thermostat.

6.2.2 Moment angulaire des fragments

La distribution de cette grandeur peut s'expliquer de la façon suivante : avec des fragments sans moment angulaire, si le temps était renversé après la scission, on verrait les deux fragments se rejoindre avec un paramètre d'impact nul. Cette conclusion est interdite par le principe d'incertitude, qui pousse ainsi les fragments à acquérir un moment angulaire.

6.2.3 Effet tunnel

Le passage de la barrière pour des énergies inférieures à sa hauteur est également inclus dans le code GEF. Elle est paramétrisée d'après une formule de Hill et Wheeler.

6.3 “Energy sorting”

Ce principe a été émis pour la première fois par les auteurs du code GEF. Il s'appuie sur la découverte récente de la température constante dans les noyaux pour une énergie d'excitation jusqu'à 20 MeV (au moins) [Voinov 09]. Historiquement, le manque de données expérimentales sur le sujet laissait penser qu'un noyau d'énergie d'excitation supérieure à son seuil de séparation neutron se comportait comme un gaz de Fermi, et la description des densités de niveaux étaient alors décrites par le modèle associé. Pour des énergies inférieures au S_n , cette densité de niveaux était correctement décrite par le modèle de température constante de Gilbert et Cameron [Gilbert 65]. La découverte de l'augmentation de la capacité thermique des noyaux s'explique par l'exploration de nouveaux degrés de liberté que sont les brisures de paires. Ce constat a été appliqué à la fission, et pris en compte dans GEF.

Peu après le point selle, les fragments, de masse A_i , sont caractérisés par une température fonction de $A_i^{-\frac{2}{3}}$ [vonEgidy 05]. Le fragment léger est donc le plus chaud. Cependant, le modèle de température constante indique que si l'énergie d'excitation de ce dernier est transférée au lourd, de nouveaux degrés de liberté apparaissent au lieu de simplement augmenter l'énergie moyenne des degrés de liberté déjà excités dans le fragment léger. L'entropie du système augmente en respectant le second principe de la thermodynamique. Cet effet est rendu possible car

le fragment lourd possède, pour une même énergie d’excitation, d’avantage de degrés de liberté (et donc une densité d’états plus grande) que le léger .

Ce tri d’énergie peut être relié à la variation de l’effet pair-impair de la façon suivante. Après le transfert d’énergie d’excitation du fragment léger vers le lourd, l’entropie du système peut encore augmenter si le fragment léger capte des nucléons pour devenir un noyau pair-pair (car il sera plus lié). Ce mouvement de nucléons est de courte durée comparé à celui associé au transfert de l’énergie d’excitation. Or, le temps requis pour trier l’énergie (qui est concentrée dans le fragment léger au départ) augmente si :

- l’énergie d’excitation du système est importante, et donc si la masse du système diminue, car l’énergie dissipée du point selle à la scission décroît avec la masse du noyau considéré (fonction de $\frac{Z^2}{A}$);
- et si l’écart de température est faible (équation de diffusion de la chaleur : $\frac{dT}{dt} \propto \nabla^2 T$), c’est-à-dire si la division est plutôt symétrique.

Cependant, le transfert de protons par le col de scission est inhibé par la répulsion coulombienne lorsque la distance entre les fragments devient trop grande. Pour des systèmes de plus en plus légers, ou dont la division est de plus en plus symétrique, le temps nécessaire à l’”energy sorting” augmente et inhibe progressivement le transfert de protons. Ces prédictions sont généralement bien observées expérimentalement.

Dispositif expérimental

Chapitre 7

Présentation de l'expérience

L'expérience SOFIA a pour ambition de mesurer les rendements de production isotopiques des fragments de fission de nombreux actinides et pré-actinides. Cette expérience s'appuie sur celle réalisée en 1996 par K.-H. Schmidt et ses collaborateurs, qui a permis de mesurer pour la première fois et sur toute la gamme, les distributions en charge nucléaire des fragments issus de la fission de basse énergie de nombreux noyaux exotiques [Schmidt 00].

Cependant, la répartition des neutrons dans les deux fragments de fission n'a jamais été mesurée. Notons toutefois que les auteurs de [Schmidt 00] ont proposé une expérience (qui n'a pas pu être réalisée) dans cet objectif.

L'expérience présentée dans cette thèse montre la réalisation de telles mesures avec une grande résolution. Nous avons utilisé le séparateur de fragments (FRS, [Hans 92]) du GSI pour produire de nombreux actinides et pré-actinides, dont certains de très courte durée de vie. Leur fission de basse énergie est induite en vol dans le dispositif SOFIA. Les masses et les charges des deux fragments de fission sont alors mesurées par un spectromètre de recul développé par notre collaboration et positionné autour de l'aimant ALADIN fourni par le GSI.

7.1 Production et sélection du système fissionnant

Le faisceau du noyau d'intérêt est formé par la sélection isotopique d'un spectromètre de recul (FRagment Separator, FRS [Hans 92]) sur un large éventail de particules produites par la fragmentation d' ^{238}U à haute énergie dans une cible. Le FRS, propre au GSI, a déjà été décrit dans de nombreuses publications et thèses et je ne l'ai pas analysé car mon étude porte sur la fission de l' ^{238}U , c'est-à-dire le faisceau primaire. En conséquence, seule une brève description en est donnée ici, de façon à pouvoir appréhender correctement l'ensemble de l'expérience.

7.1.1 Vue d'ensemble de l'accélérateur

Un faisceau d' ^{238}U est accéléré par l' UNILAC (accélérateur linéaire) à 11 A.MeV environ puis injecté dans l'anneau synchrotron SIS où son énergie est portée à 1 A.GeV. Le faisceau fragmente ensuite dans une cible de béryllium, réaction au cours de laquelle sont produits de nombreux noyaux. Une sélection en masse et en charge est effectuée par le FRS sur l'ensemble

de ces noyaux pour former le faisceau secondaire. Dans le cadre de notre expérience, les noyaux de ce faisceau secondaire constituent les systèmes fissionnant d'intérêt qui sont ensuite envoyés en Cave C où se trouve le dispositif SOFIA.

Le FRS est un spectromètre de recul qui permet de séparer les masses avec une résolution de l'ordre de 2 pour 1000. Il est principalement constitué de quatre dipôles magnétiques (champ maximal 1.6 T) qui permettent une sélection en rigidité magnétique du faisceau. Celle-ci se quantifie par un rayon de courbure (ρ) de la trajectoire qui est proportionnel au rapport de la masse (A) sur la charge (Q), ainsi qu'à la vitesse (v) du noyau considéré :

$$B \cdot \rho \propto \frac{\gamma \cdot v \cdot A}{Q} \quad (7.1)$$

avec γ le facteur de Lorentz. La relation 7.1 se vérifie pour les quatre aimants du FRS. À 1 GeV par nucléon, la très grande majorité des ions sont totalement débarrassés de leur cortège électronique d'où $Q=Z$.

La première section du FRS définie entre les points S0 (cible Be) et S2 (plan focal intermédiaire) permet de faire une sélection en rigidité magnétique, donc en $\frac{A}{Q}$, des noyaux produits par la réaction de fragmentation. Ces noyaux passent ensuite à travers un dégradeur épais situé à S2 (profilé pour assurer l'achromatisme) ce qui autorise une sélection supplémentaire en charge. Le temps de vol (d'où l'on tire v) et le rayon de courbure des noyaux sont donnés par deux scintillateurs plastiques situés en S2 et en cave C (~ 165 m de distance). La charge Z est déduite de la perte d'énergie dans deux chambres d'ionisation successives (MUSIC pour MULTiple-Sampling-Ionization-Chamber) en entrée de Cave C. Elle sont séparées par des épilucieurs en niobium et permettent de s'affranchir en grande partie des problèmes liés aux fluctuations d'états de charge.

Le faisceau secondaire est alors très bien identifié en A et en Z . Ceci a permis la sélection de nombreux systèmes fissionnant dans le dispositif SOFIA.

Pour la fission de ^{238}U , mon sujet de thèse, le trajet du faisceau est exactement le même, mais son identification est superflue car, pour le réglage du FRS approprié, il constitue 99.2 % du total du faisceau (avec une pollution de 0.8 % en ^{237}U). L'ensemble du principe de la sélection par le FRS est résumé dans la figure 7.1.

Notre expérience n'aurait pas pu avoir lieu ailleurs qu'au GSI où les énergies importantes facilitent la mesure précise de la charge nucléaire des fragments de fission. D'autre part, la grande intensité faisceau accessible (maximum 3×10^9 ions par paquet en sortie de SIS et 10^6 - 10^7 pour les faisceaux secondaires en entrée de Cave C) permet d'accumuler une statistique importante sur des durées relativement courtes.

7.1.2 Vue d'ensemble de l'expérience SOFIA en Cave C

Le faisceau secondaire (^{238}U dans mon cas) choisi par le réglage du FRS est donc envoyé en Cave C, où sa fission est étudiée grâce au dispositif expérimental SOFIA.

La fission de basse énergie est induite par excitation coulombienne dans des matériaux de numéro atomique élevé (Pb ou ^{238}U).

Les fragments de fission sont émis dans un cône centré sur l'axe faisceau et de faible ouverture angulaire (40 mrad maximum), dû à la grande énergie du centre de masse de 620 A.MeV. Ceci permet d'avoir une acceptance géométrique très grande pour les deux fragments en simultané, et

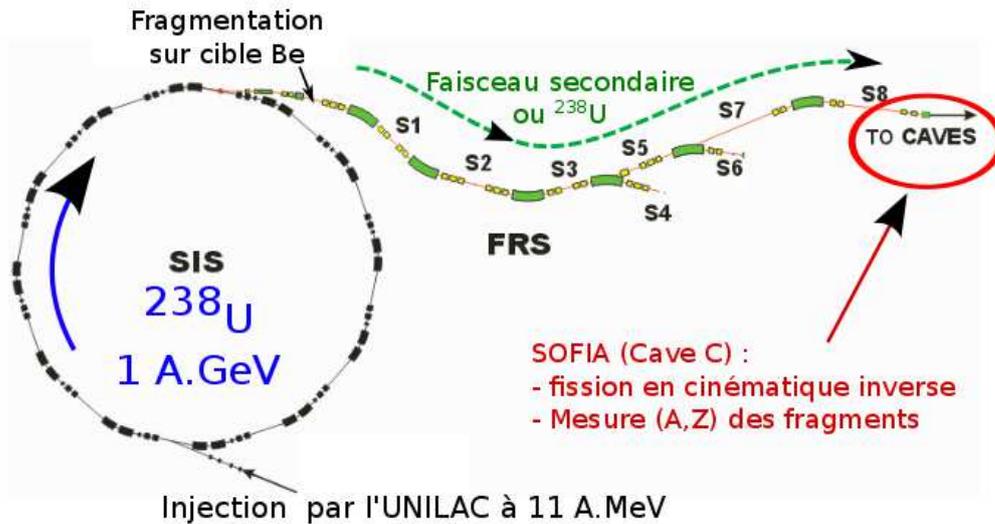


FIGURE 7.1 : Production et sélection de faisceau secondaire par le FRS avant le passage en Cave C.

constitue un des grands avantages de la cinématique inverse aux énergies relativistes. En effet, dans la majorité des expériences de fission, un seul des deux fragments est détecté.

L'analyse isotopique, c'est-à-dire en masse et en charge, des deux fragments est ensuite réalisée.

La mesure de la charge est déduite du dépôt d'énergie dans une double chambre d'ionisation (un coté par fragment) appelée Twin MUSIC. Celle de la masse est faite selon le même principe que celui utilisé par le FRS, en utilisant la méthode dite $B\rho-\Delta E$ -ToF qui s'appuie sur l'équation 7.1. En effet un puissant aimant (ALADIN) est mis à disposition par le GSI en Cave C. Le rayon de courbure de chaque fragment est donné par les mesures en positions horizontales de deux chambres MWPCs (Multi-Fils) placées juste avant et après ALADIN, ainsi que d'un angle donné par la Twin MUSIC. La vitesse des fragments est déduite d'une mesure de temps de vol, réalisée conjointement par un détecteur start placé un peu avant la cible active, et un détecteur stop, 7.5 m plus loin (derrière l'aimant). Toutes les variables sont alors connues et, la masse peut être calculée. Une vue d'ensemble est présentée figure 7.2.

Cette expérience est originale dans le sens où, d'une part elle tire profit de la cinématique inverse qui est une méthode relativement récente (1992) et d'autre part, car elle nécessite une excellente résolution sur toutes les variables. En effet, les grandes énergies, provoquent des différences de vitesses très faibles entre deux fragments de fission de masse voisines ce qui impose de mesurer les temps de vol, mais aussi les trajectoires, avec une excellente résolution. La base de vol est limitée à 7.5 m, car on aurait sinon, besoin de détecteurs plus grands. Ceci explique pourquoi cette expérience n'avait pas pu être faite avant. Elle a nécessité 5 ans de développement au total par notre équipe pour finalement atteindre les très bons résultats qui seront présentés dans les chapitres suivants.

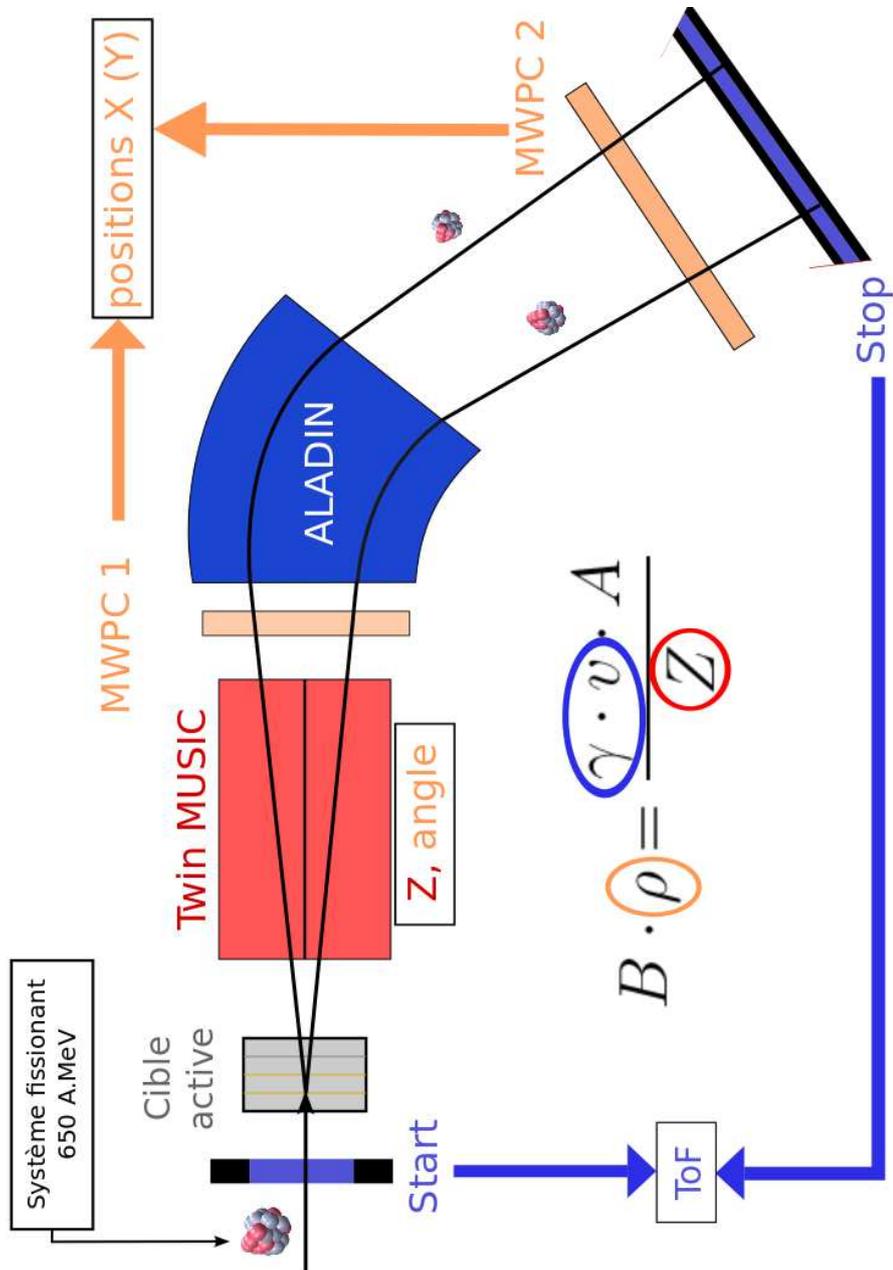


FIGURE 7.2 : Vue du dispositif SOFIA et des rôles de chaque détecteur.

7.1.3 L'aimant ALADIN

L'aimant de large acceptation ALADIN présent en cave C est utilisé à champ constant d'environ 1.6 T. Pour le calcul du rayon de courbure, qui fait intervenir la longueur effective de champ (distance sur laquelle le champ reste supérieur au champ max divisé par e) nous avons utilisé la valeur de 140 cm comme recommandé dans [lawAdrich]. Son pouvoir de déflexion est donc d'environ 2.24 T.m.

7.1.4 Résolutions requises pour notre expérience

Cette partie présente les calculs qui ont permis de dimensionner l'expérience. Ils se basent sur la recherche de 0.7 unité de masse en largeur à mi-hauteur (FWHM) pour un fragment de fission de masse 140. On cherche donc à avoir :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{0.7}{140} = 5 \cdot 10^{-3} (\text{FWHM})$$

Pour connaître la nécessité en résolution des différentes variables, on utilise la différentielle de l'équation 7.1 (champ B constant) :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta(\gamma \cdot v)}{\gamma \cdot v} + \frac{\Delta Z}{Z} \quad (7.2)$$

Toutes les résolutions (ΔA , $\Delta \rho$, $\Delta(\gamma \cdot v)$, ΔZ) sont exprimées FWHM. Le ΔZ vaut 0 car Z est pris comme une valeur entière. Comme les résolutions en ρ et en $\gamma \cdot v$ sont indépendantes, on impose que chacune d'elle doive être inférieure à $\frac{5 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{2}} = 3.5 \times 10^{-3}$.

7.1.4.1 Résolution en angle de la Twin-MUSIC

On cherche la composante $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ de la résolution en masse. On veut :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \leq 3.5 \cdot 10^{-3}$$

car on considère ici que la vitesse et la charge sont connus ($\Delta(\gamma \cdot v) = \Delta Z = 0$). On a (voir [lawAdrich]) :

$$\rho = \frac{L}{2 \times \sin(\frac{\Psi}{2}) \times \cos(\alpha - \frac{\Psi}{2})} \quad (7.3)$$

et

$$\Psi = \theta_{TWIN} + k \quad (7.4)$$

k vaut environ 0.23 rad (angle de déflexion moyen par l'aimant), et $\alpha = 0.126$ rad (tilt d'ALADIN). θ_{TWIN} est l'angle d'émission du fragment mesuré dans la Twin-MUSIC. Des équations 7.3 et 7.4 on tire :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\cos(\alpha)}{2 \times \sin(\frac{\Psi}{2}) \times \cos(\alpha - \frac{\Psi}{2})} \times \Delta \theta_{TWIN}$$

Pour un angle moyen dans la Twin-MUSIC θ_{TWIN} de 10 mrad, $\Psi = 0.24$, et on a :

$$\frac{\cos(\alpha)}{2 \times \sin(\frac{\Psi}{2}) \times \cos(\alpha - \frac{\Psi}{2})} \simeq 4.1$$

et donc on veut

$$\Delta\theta_{TWIN} \leq \frac{3.5 \times 10^{-3}}{4.1} = 0.8$$

7.1.4.2 Résolution en position

Une simulation Monte-Carlo a montré qu'une résolution en position de $200 \mu m$ pour la position en entrée d'aimant (donc pour la MWPC 1) est nécessaire. Pour la MWPC 2 la contrainte est moins forte car la position à ce niveau du parcours bénéficie d'un l'effet bras de levier important à 3.5 m derrière l'aimant, et $350 \mu m$ suffisent à assurer la résolution en masse.

7.1.4.3 Résolution en charge

La résolution en charge doit être la meilleure possible, car en vertu de la conservation approximative du rapport $\frac{A}{Z}$, une erreur d'une unité seulement sur la charge induit un décalage d'environ 2.5 unités en masse. On verra que le ΔZ est pratiquement nul dans nos mesures.

7.1.4.4 Résolution en temps de vol

On cherche ici la composante $\frac{\Delta(\gamma \cdot v)}{\gamma \cdot v}$ qui doit être elle aussi égale à 3.5×10^{-3} . L'énergie moyenne d'un fragment en sortie du plateau ou a eu lieu la fission est d'environ 550 A.MeV.

On a donc, pour la masse 140 :

$$E_{kin,140} = 550 \times 140 = 77 \text{ GeV}$$

ce qui correspond à un facteur de lorentz $\gamma_{140} = 1.59$ ainsi qu'à une vitesse $v_{140} = 23.31 \text{ cm.ns}^{-1}$.

De plus on a, avec d = distance, v = vitesse et t = temps :

$$\gamma \cdot v = \frac{d \cdot c}{\sqrt{t^2 \cdot c^2 - d^2}} \quad (7.5)$$

En différenciant l'équation 7.5, on arrive à :

$$\frac{\Delta(\gamma \cdot v)}{\gamma \cdot v} = \frac{t \cdot c^2}{(t^2 \cdot c^2 - d^2)} \times \Delta t = \gamma^2 \times \frac{\Delta t}{t}$$

d'où, avec $t = \frac{750}{23.31} = 32.17 \text{ ns}$:

$$\Delta t < 45 \text{ ps}$$

La mesure de temps de vol doit être résolue à environ 40 picosecondes à mi-hauteur pour pouvoir séparer correctement les masses lourdes. À titre de comparaison, les meilleurs détecteurs temps de vol employés au GSI ont des résolutions d'environ 200 ps (FWHM). La contrainte sur cette mesure est donc extrêmement forte.

Finalement, notre expérience doit en théorie atteindre les résolutions suivantes pour pouvoir séparer les masses lourdes voisines :

$$\Delta t < 40 \text{ ps}$$

$$\Delta\theta_{TWIN} < 0.8 \text{ mrad}$$

$$\Delta x_{MWPC-1} < 200 \text{ }\mu\text{m}$$

$$\Delta x_{MWPC-2} < 350 \text{ }\mu\text{m}$$

Points clefs

L'expérience SOFIA a pour objectif de mesurer la distribution isotopique de fragments issus de la fission de nombreux noyaux par la méthode de la cinématique inverse

- Pour cela, nous avons utilisé l'accélérateur d'ions lourds du GSI.
- Les noyaux d'intérêt sont produits par la fragmentation d'un faisceau d'uranium porté à grande énergie et sont sélectionnés par un spectromètre de masse (FRS) de grande résolution. Ce sont ces noyaux qui constituent notre système fissionnant.
- Notre expérience est placée en Cave C, à la suite du FRS, où la fission du noyau sélectionné par le FRS peut être induite.
- Le travail présenté dans ce document ne concerne que l'étude de la fission de ^{238}U .

SOFIA mesure la charge et la masse pour les deux fragments de fission avec une grande acceptance géométrique

- L'importante énergie du centre de masse conduit à l'émission des fragments de fission dans un cône d'ouverture angulaire très réduit (40 mrad).
- La charge des fragments est déduite d'une perte d'énergie dans une double chambre d'ionisation appelée Twin-MUSIC.
- Leurs masses sont ensuite extraites de la mesure de la déflexion des trajectoires par un aimant (ALADIN) de large acceptation.

Les résolutions requises pour séparer les fragments à 0.7 unité de masse sont sévères (FWHM) :

- 1 mrad en angle.
- Totale en charge
- 200-350 μm en position horizontale.
- 40 ps en temps de vol. C'est la grandeur la plus difficile à obtenir.

Chapitre 8

Cible active

Le détecteur cible active permet de s'assurer que la fission a lieu dans des matériaux de Z élevés (une cathode de ce détecteur). C'est uniquement dans ces derniers que la fission de basse énergie est significative.

8.1 Principe

Le schéma de principe de la cible active est représenté figure 8.1. Une enceinte remplie de P10 (Argon 90%, CH₄ 10%) contient une cathode (composée d'un matériau de Z élevé) entourée de deux anodes. La cathode est chargée négativement, alors que les anodes sont mises à un potentiel nul, par l'intermédiaire de préamplificateurs de charge, et fournissent les signaux d'intérêt.

Sur le dessin, le faisceau arrive de la gauche. Les électrons d'ionisation sont collectés sur la première anode dans la région anode₁ - cathode. Cette anode enregistre un signal, $\Delta E_{anode-1}$, proportionnel au carré de la charge Z_{beam} du faisceau :

$$\Delta E_{anode-1} \propto Z_{beam}^2$$

L'ion uranium traverse ensuite la cathode où la fission peut avoir lieu :

1. l'ion fissionne. Les deux fragments ionisent alors la région cathode-anode₂ et l'amplitude du signal $\Delta E_{anode-2}$ vu par l'anode 2 sera la somme des amplitudes induites par les deux fragments (de charges Z_{FF1} et Z_{FF2}). La fission étant à peu près symétrique on a :

$$\Delta E_{anode-2} \propto Z_{FF1}^2 + Z_{FF2}^2 \approx \left(\frac{Z_{beam}}{2}\right)^2 + \left(\frac{Z_{beam}}{2}\right)^2 = \frac{Z_{beam}^2}{2}$$

soit :

$$\Delta E_{anode-2} = \frac{\Delta E_{anode-1}}{2}$$

2. l'ion ne fissionne pas. On a donc de façon triviale :

$$\Delta E_{anode-2} = \Delta E_{anode-1}$$

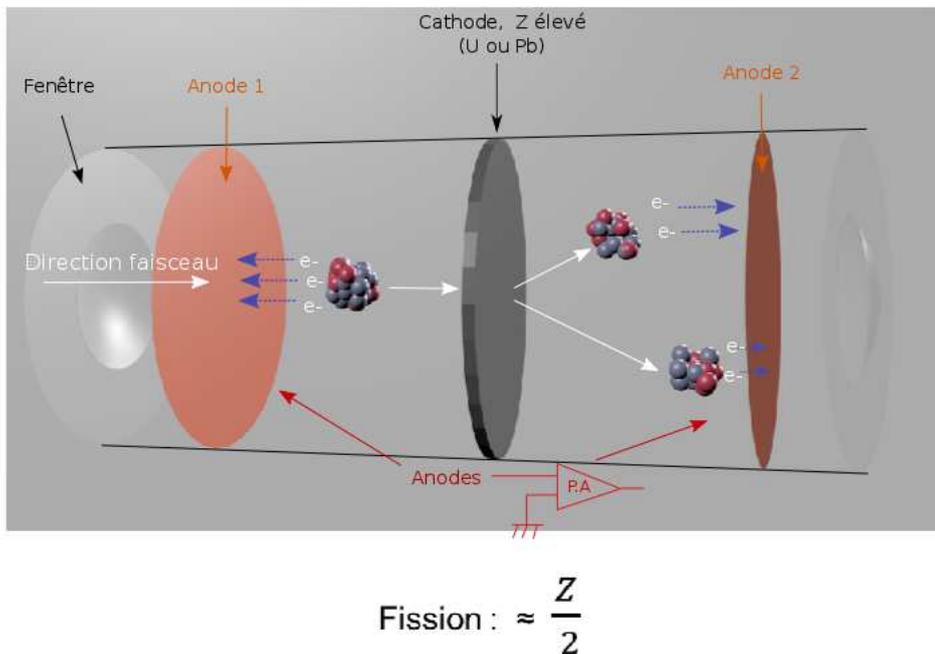


FIGURE 8.1 : Schéma de principe d'une section de la cible active. Le faisceau arrive de la gauche. Si la fission a lieu dans la cathode, la première anode enregistre un signal d'amplitude environ deux fois plus grand que la seconde.

En résumé, si la fission a lieu (dans la cathode), l'amplitude relevée sur l'anode en aval sera environ deux fois plus faible que celle sur l'anode en amont. Dans le cas contraire, les amplitudes seront égales.

8.2 Situation réelle : subdivision pour la mesure de l'énergie cinétique (TKE) des fragments

Le principe détaillé dans la partie 8.1 peut être utilisé pour localiser précisément la position longitudinale de la fission, en considérant qu'elle s'est produite au milieu de la cathode.

Cependant, la perte d'énergie de l'ion incident est très différente de celle perdue par un fragment dans la cathode. D'un autre côté, ces deux quantités doivent cependant être entachées de suffisamment peu d'erreur pour minimiser l'incertitude sur le calcul des TKE dans lesquelles elles interviennent.

Ces erreurs augmentent avec l'épaisseur de la cible à cause de l'approximation "la fission a lieu au milieu de la cathode" et il est donc important d'avoir des cibles minces.

La finesse de la cathode est alors compensée par sa multiplicité et l'on obtient une succession de détecteurs tels que celui présenté dans la partie 8.1. Le choix technique final est présenté figure 8.2.

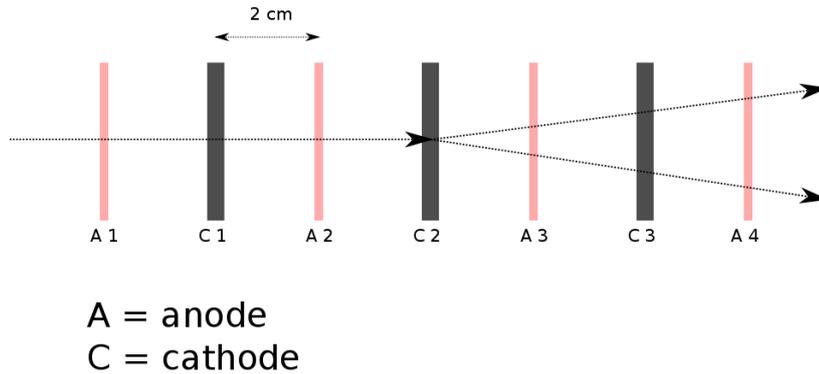


FIGURE 8.2 : Schéma de la cible active avec l'ensemble des cathodes-anodes. Tel que représenté ici, la fission a lieu dans la seconde cathode.

	$\Delta E_{anode-2}$	$\Delta E_{anode-3}$
Fission dans la seconde cathode	Z^2	$\frac{Z^2}{2}$
Fission avant la cible	$\frac{Z^2}{2}$	$\frac{Z^2}{2}$
Fission dans l'anode 2	$\frac{3 \cdot Z^2}{4}$	$\frac{Z^2}{2}$
Fission dans l'anode 3	Z^2	$\frac{3 \cdot Z^2}{4}$

TABLE 8.1 : Tableau résumant quelques cas d'évènements possibles dans la cible active. Les calculs sont faits pour les cathodes polarisées et les anodes à la masse. Z est la charge du faisceau.

8.3 Discrimination des différents cas

Les amplitudes des signaux sur deux anodes adjacentes sont toujours différentes si la localisation de la fission change. Les principaux cas de figure sont résumés dans le tableau 8.1, et la figure 8.3 montre un exemple de la mise en corrélation des signaux de deux anodes adjacentes (2 et 3).

8.4 Dimensionnement

8.4.1 Estimation des sections efficaces macroscopiques

Les cibles ont été faites aussi minces que possible pour réduire au maximum l'incertitude sur le TKE (voir 8.2). Pour maximiser le rapport des sections efficaces de fission coulombienne (qui augmente avec le Z de la cible) sur nucléaire, deux des trois cathodes sont en uranium appauvri (99.8 % d' ^{238}U). Un plateau de plomb, dont le laminage permet d'atteindre une épaisseur

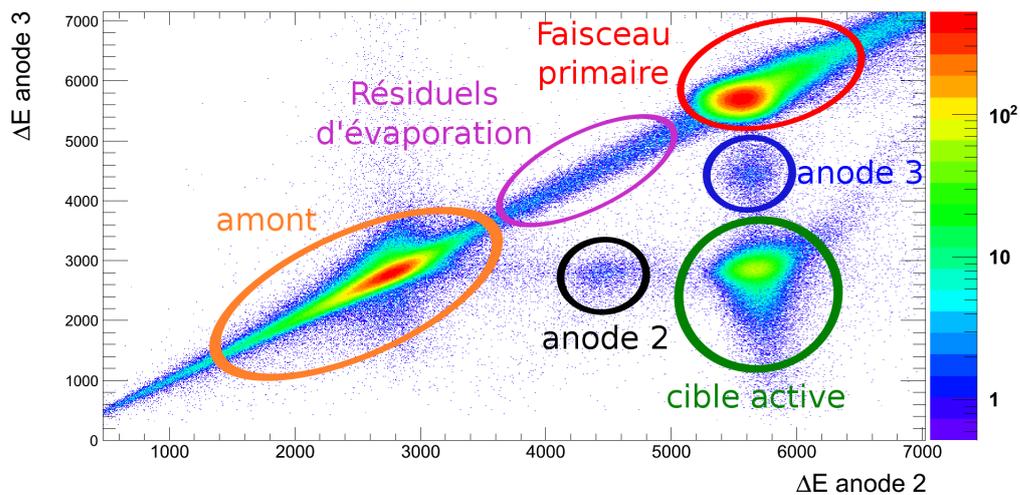


FIGURE 8.3 : Spectre de $\Delta E_{anode-3}$ en fonction de $\Delta E_{anode-2}$. En rouge, le faisceau primaire : la perte d'énergie est maximale dans les deux anodes (la longue traîne haute correspond à de l'empilement de signaux). En dessous et sur la diagonale, on trouve les réactions qui ont eu lieu avant la cible active : en orange les fissions/fragmentations, l'énergie est minimale dans les deux sections, et en violet, on trouve les résidus d'évaporation de réactions ($70 < Z < 92$ environ). En vert, on voit les évènements de fission qui ont eu lieu dans la cathode 2 : l'énergie est maximale sur l'anode 2 mais minimale sur l'anode 3. Enfin, on distingue deux tâches en noir et bleu qui correspondent aux fissions dans les anodes 2 et 3 respectivement.

	$\sigma_{nuc}(b)$	$\sigma_{e.m}(b)$	$\sigma_{tot}(b)$	$\frac{\sigma_{EM}}{\sigma_{nuc}}(\%)$	Épaisseur (μm)	$P_{nuc}(\%)$	$P_{e.m}(\%)$
^{238}U (x 2)	7.7	6.3	14	82	600	2.2	1.8
Pb	7.4	5.3	12.7	72	125	0.3	0.2

TABLE 8.2 : Épaisseurs et sections efficaces macroscopiques d'interaction nucléaire (σ_{nuc}), électromagnétique ($\sigma_{e.m}$) et totales (σ_{tot}), ainsi que les probabilités associées pour les trois cathodes de la cible active. Les valeurs sur la ligne ^{238}U valent pour une seule cible.

très fine, a été conservé car l'épaisseur minimale accessible pour l'uranium dégrade trop fortement la résolution en TKE. Les différentes sections efficaces et probabilités d'interaction sont regroupées dans le tableau 8.2.

8.4.2 Choix de la distance anode-cathode

Ce choix doit permettre à la fois un dépôt d'énergie suffisant pour obtenir la résolution en énergie nécessaire, et également éviter les phénomènes d'empilement de signaux. Le bon compromis a été trouvé avec une distance de 2 cm qui donne une résolution de 8 % (sigma) en énergie.

8.4.3 Choix de la tension sur les cathodes

Il est plus judicieux de mettre la tension sur les cathodes plutôt que sur les anodes pour éviter que les premières et dernières anodes (1 et 4) collectent les électrons créés dans l'espace qui les séparent des fenêtres d'entrée-sortie (respectivement). La valeur de la tension doit permettre de maximiser la vitesse de dérive des électrons dans les gaps anodes-cathodes pour limiter les phénomènes d'empilement. La courbe en figure 8.4, qui illustre la vitesse de dérive des électrons dans le gaz P10 en fonction du champ électrique, montre qu'une tension de -280 V (soit 140 V/cm, valeur choisie) est optimale.

8.4.4 Dimensions

Le diamètre interne du détecteur (et donc des 7 électrodes) est plus grand que la taille du faisceau pour assurer une homogénéité de champ au niveau de la région d'intérêt. Les caractéristiques des matériaux de la cible sont rassemblées dans le tableau 8.3. Une photo de la cible active ouverte est montrée figure 8.5.

8.5 Excitation électromagnétique

8.5.1 Description

L'excitation électromagnétique de l'uranium dans une cible de plomb a déjà été détaillée dans [Schmidt 00] et nous ne donnerons donc que les grands principes ici. Les courbes référencées dans la suite de ce paragraphe font référence à la figure 8.6.

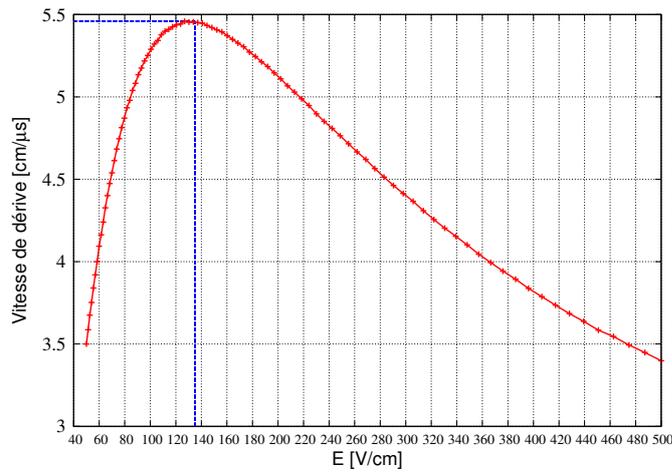


FIGURE 8.4 : Vitesse de dérive des électrons dans du gaz P10 en fonction du champ imposé. La vitesse de dérive maximale de dérive vaut environ 5.4 cm/ μ s pour un champ de 135 V/cm. Résultat GARFIELD [Veenhof 98].

	Matériau	Épaisseur (μ m)	Épaisseur (mg/cm^2)	ΔE (A.MeV)	Diamètre (cm)
Fenêtres (x 2)	Mylar-Al	6	-	-	8
Cathodes (x 2)	^{238}U	600	11.5	53 (^{238}U , 620 A.MeV)	16
Cathode (x 1)	Pb	125	1.4	29 (^{132}Sn , 567 A.MeV)	16
Anodes (x 4)	Al	18	0.05	3.8 (^{132}Sn , 538 A.MeV)	16
Gaz	P10	$2 \cdot 10^4$	3.56	0.1 (^{132}Sn , 534 A.MeV)	-

TABLE 8.3 : Tableau résumant les différentes épaisseurs des constituants de la cible active. Les pertes d'énergie sont notées ΔE .

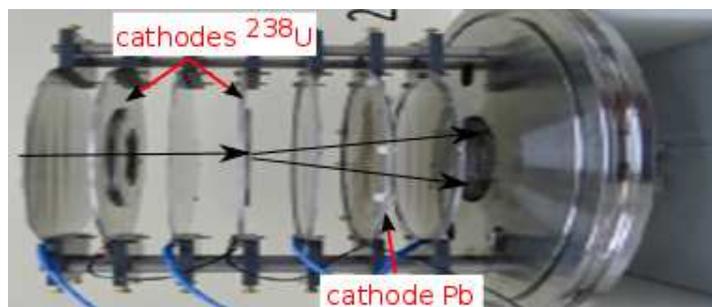


FIGURE 8.5 : Photo de la cible active ouverte.

Dans les expériences habituelles de fission qui utilisent des cibles d'actinides, l'énergie d'excitation du système fissionnant est la somme de l'énergie de liaison du neutron et de son énergie cinétique. En cinématique inverse, cette énergie est apportée par l'excitation de résonances dans le projectile : lorsque celui-ci approche un noyau cible avec un paramètre d'impact assez faible, les centres de masse des protons se repoussent mutuellement ce qui provoque une oscillation des deux noyaux. La plupart du temps, cette oscillation correspond à la résonance dipolaire géante (GDR) et dans une moindre mesure, à la quadripolaire géante (GQR) ou encore une succession de deux GDRs (DGDR). Leur amortissement très rapide ($\sim 10^{-21}$ s) se transforme en énergie d'excitation et le noyau pourra alors éventuellement fissionner. En d'autres termes, une partie de l'énergie cinétique du noyau est convertie en énergie d'excitation.

Une autre façon de voir les choses consiste à dire que le champ électromagnétique d'un noyau cible est perçu comme un flux de photons virtuels [Baur 86] par le noyau incident (courbe a). La section efficace d'excitation du noyau est donnée par la convolution de ce spectre avec celui associé à l'ensemble des résonances évoquées précédemment (courbe b).

En multipliant alors par la probabilité de fission (courbe c), on obtient la section efficace différentielle en énergie de fission électromagnétique qui est tracée (courbe d) pour la première cible d'uranium à 585 A.MeV et pour la cible de plomb à 490 A.MeV. On remarque que globalement, seul un facteur d'échelle change entre les deux cibles.

La fission est en forte compétition avec l'évaporation neutrons qui est également une voie de désexcitation privilégiée. Ceci est notamment vrai pour l' ^{238}U qui est riche en neutrons. Les rendements de fission mesurés seront donc composés de plusieurs isotopes de l'uranium.

8.5.2 Énergie moyenne

Les spectres de la courbe d) de la figure 8.6 permettent de déduire l'énergie moyenne d'excitation E_{mean} apportée au système. On trouve $E_{mean} \simeq 14$ MeV pour les fissions dans l'uranium et $E_{mean} \simeq 13.6$ MeV dans le plomb.

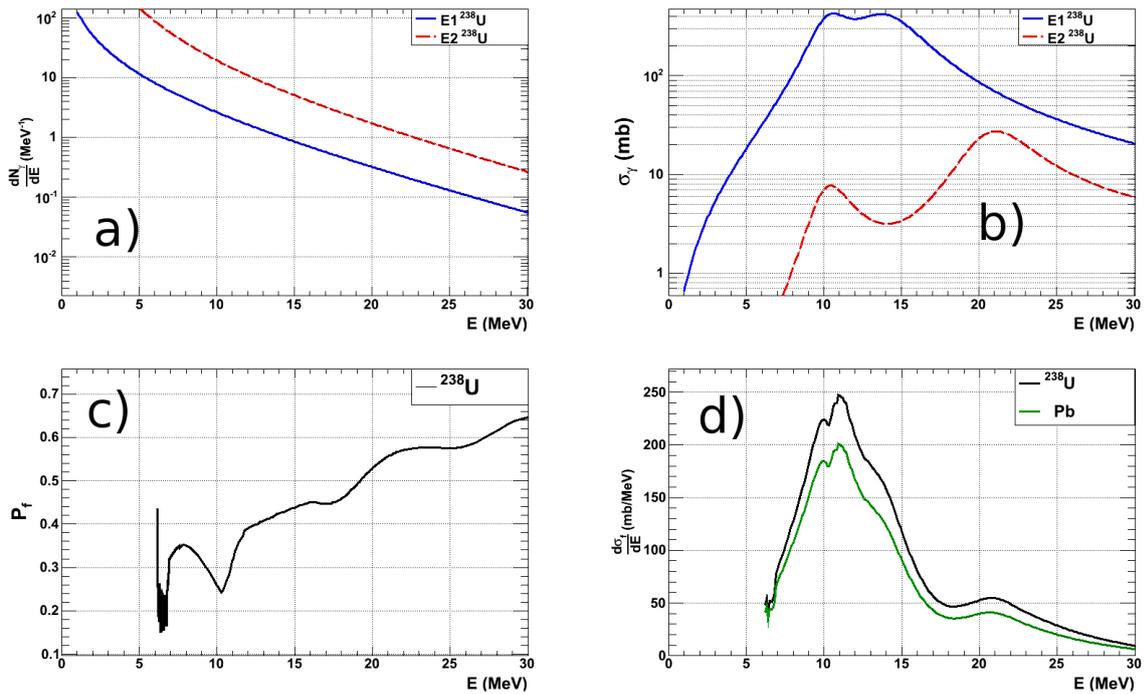


FIGURE 8.6 : Quelques spectres associés à l'excitation électromagnétique a) Flux de photons équivalents associés aux résonances E1 et E2 vues par le faisceau d'²³⁸U lors de son passage dans un plateau d'²³⁸U à 585 A.MeV. b) Section efficace d'absorption de E1 et E2 pour le noyau ²³⁸U. c) Probabilité de fission de ²³⁸U. d) Courbe noire : produit des courbes a), b) et c), c'est-à-dire la section efficace différentielle en énergie disponible après excitation électromagnétique dans la première cible d'uranium. Courbe verte : même chose mais pour la cible de plomb (à 490 A.MeV). L'énergie disponible à la fission est légèrement réduite par rapport à ces dernières courbes par la prise en compte de l'émission neutron.

Points clefs

La cible active permet d'induire et de sélectionner la fission dans des matériaux lourds

- C'est uniquement dans ces matériaux que le champ coulombien des noyaux cibles est suffisant pour permettre une excitation électromagnétique et donc une fission à basse énergie d'excitation.
- Partout ailleurs (scintillateurs, fenêtres de détecteurs), les seules fissions qui peuvent avoir lieu font suite à une interaction nucléaire qui fournit en général énormément d'énergie d'excitation au noyau (inintéressantes de notre point de vue).

Le détecteur est subdivisé en plusieurs chambres à ionisation axiales successives

- Les cathodes sont composées d'uranium ou de plomb. Toutes trois sont séparées par des anodes (qui permettent de lire les signaux) et l'ensemble est contenu dans une enceinte fermée remplie de P10.
- Cette configuration permet d'utiliser des cibles fines pour réduire l'incertitude sur la position de la fission et donc sur l'énergie cinétique des fragments.
- La configuration du détecteur permet de savoir à quel endroit à eu lieu la fission, en comparant les amplitudes sur deux anodes consécutives.

L'énergie à laquelle aura lieu la fission est comprise entre 8 et 15 MeV

Chapitre 9

Twin -MUSIC

La Twin MUSIC (double MUlti-Sampling-Ionization-Chamber) est une double chambre à ionisation transversale à anodes segmentées, qui permet de mesurer simultanément la charge et l'angle des deux fragments de fission. Ce détecteur a, comme tous les autres, été conçu pour correspondre aux spécificités de l'expérience.

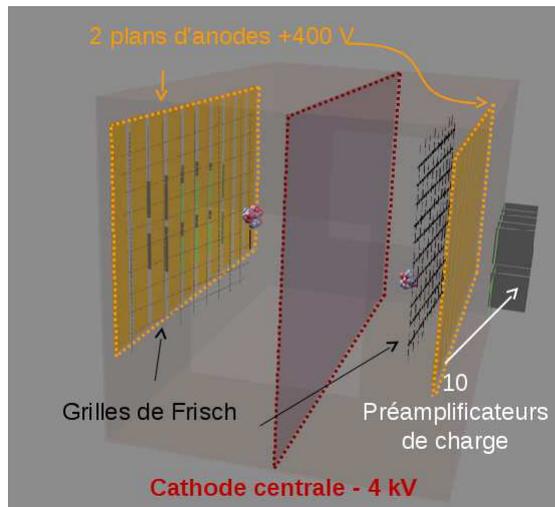
9.1 Bref historique des chambres à ionisation au GSI

La première chambre que l'on peut citer a été construite pour mesurer la charge des fragments de fission du FRS [Pfützner 94]. Les anodes sont subdivisées pour permettre une mesure d'angle. Ce principe a été repris dans l'expérience de Karl-Heinz Schmidt et al. [Schmidt 00] pour laquelle une cathode a été placée au centre du détecteur avec des anodes de part et d'autre pour permettre la mesure de la charge des deux fragments de fission.

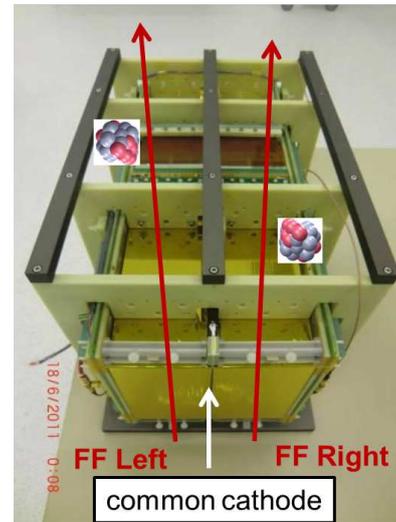
9.2 Principe de fonctionnement

Les fragments de fission, complètement débarrassés de leur cortège électronique, ionisent le gaz contenu dans la Twin MUSIC proportionnellement au carré de leur charge nucléaire Z . Dans un premier temps, ces électrons dérivent dans un champ électrique créé par la différence de potentiel entre une cathode (chargée négativement) et une grille de Frisch, portée à un potentiel supérieur (à la masse dans notre cas). Par écrantage électrostatique, cette grille permet aux électrons de dériver sans pour autant induire de courant sur le plan de 10 anodes placé derrière elle. Ce n'est que lors de leur déplacement entre cette grille et les anodes que les électrons induisent un courant sur les anodes. Le signal de chacune d'elle est intégré par un préamplificateur de charge bas bruit puis envoyé dans un module électronique. En sortie on récupère un signal gaussien qui permet de remonter à l'énergie déposée et donc au Z du fragment, ainsi qu'un signal temporel logique qui permet de mesurer un temps de dérive des électrons, utilisé pour la mesure de l'angle horizontal. Une vue d'ensemble est présentée sur les figures 9.1a et 9.1b.

Pour annuler les variations de densité du gaz et donc de dépôt d'énergie causées par des variations de pressions, une usine à gaz a été installée à la sortie de la bouteille de gaz. Elle permet de fixer une pression constante dans la chambre.



(a) Schéma de la Twin MUSIC. La cage de champ n'est pas représentée mais en pratique, elle est connectée de chaque côté sur les pointillés rouges et oranges du dessin. Les anodes de garde ne sont pas représentées ici.



(b) Photo de la Twin MUSIC, vue de dessus hors de sa structure métallique.

FIGURE 9.1 : Vues de la Twin MUSIC.

9.3 Schéma et détails

9.3.1 Homogénéité de champ :

“Field cage”

Le champ électrique doit être le plus homogène possible pour permettre des mesures précises. Or, les lignes de champ entre deux plaques conductrices portées à deux potentiels différents ne sont jamais complètement parallèles entre elles et le rapport entre les composantes transverse et principale des lignes de champ est proportionnel à $\exp(\frac{-2\pi \cdot d}{\Delta})$ [Blum 08], Δ étant la distance entre les deux plaques et d la distance dans la direction transverse (voir figure 9.2). Dans le cas de la Twin MUSIC, on trouve qu'il faut une distance d d'environ 15 cm pour que ce rapport soit inférieur ou égal à 1%. Cette valeur n'est pas sans poser problème car les anodes mesurent 20 cm de hauteur. Pour y remédier on utilise une “field cage”, ou cage de champ, qui relie les bords de la cathode et de la grille de Frisch (de chaque côté) pour faire varier uniformément la différence de potentiel entre ces deux dernières. Le principe est le suivant : des bandes conductrices perpendiculaires aux lignes de champ sont mises à des potentiels dont la valeur évolue en fonction de la position. Plus la subdivision est fine, et plus la profondeur de la composante transverse est faible. Le principe est résumé dans la figure 9.2.

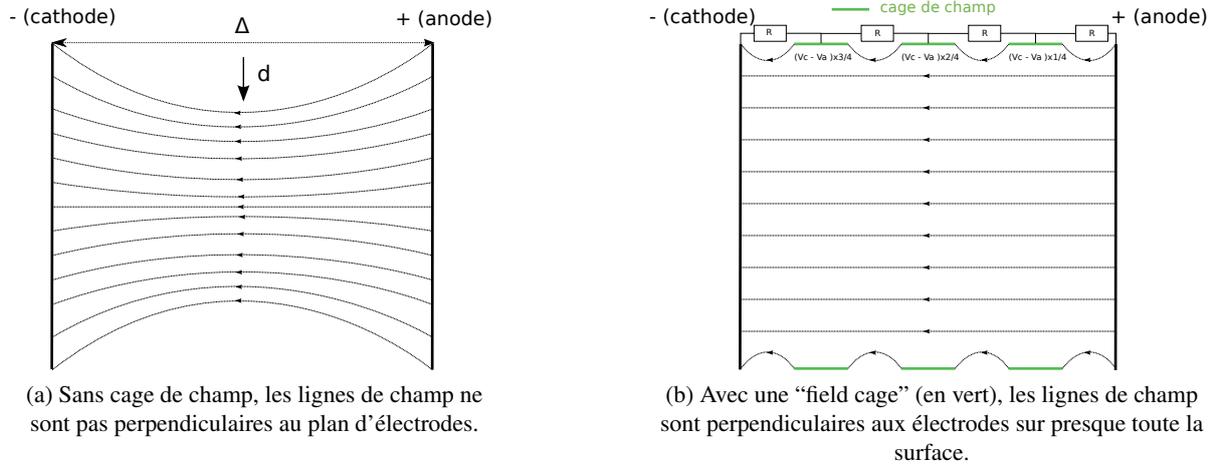


FIGURE 9.2 : Comparaison des lignes de champ (représentées en pointillés) sans (a) et avec (b) cage de champ.

Anodes de gardes

La "field cage" homogénéise correctement le champ électrique dans la zone principale de dérive. Cependant, proche des fenêtres d'entrée et sortie, le champ est particulièrement soumis au bruit extérieur. Pour limiter les perturbations dans la zone active, on ajoute une anode supplémentaire de chaque côté, dite anode de garde (même potentiel que les 10 autres). À leur niveau, le champ est perturbé mais le signal n'est pas lu. Ces anodes sont visibles sur la figure 9.3 en orange foncé.

9.3.1.1 La grille de Frisch

On a vu que c'est la dérive des électrons, et non leur collecte, qui induit un signal sur les anodes. Sans la grille de Frisch, pour une charge donnée (soit un certain nombre d'électrons produits), l'amplitude du signal vu par les anodes change en fonction de l'endroit où ces électrons ont été créés car le travail des charges est proportionnel à la distance parcourue. La grille choisie est bi-dimensionnelle, composée de fils disposés selon un pas régulier sur toute la surface. Cette géométrie garantit un écrantage électrostatique estimé à environ 97 %. La transmission des électrons à travers, qui dépend du rapport des champs électriques entre les deux régions cathode-grille et grille-anodes, a été mesurée comme étant très proche de 100 %.

9.3.2 Synthèse de la géométrie de la chambre

Les dimensions de la Twin-MUSIC sont regroupées dans le tableau 9.1.

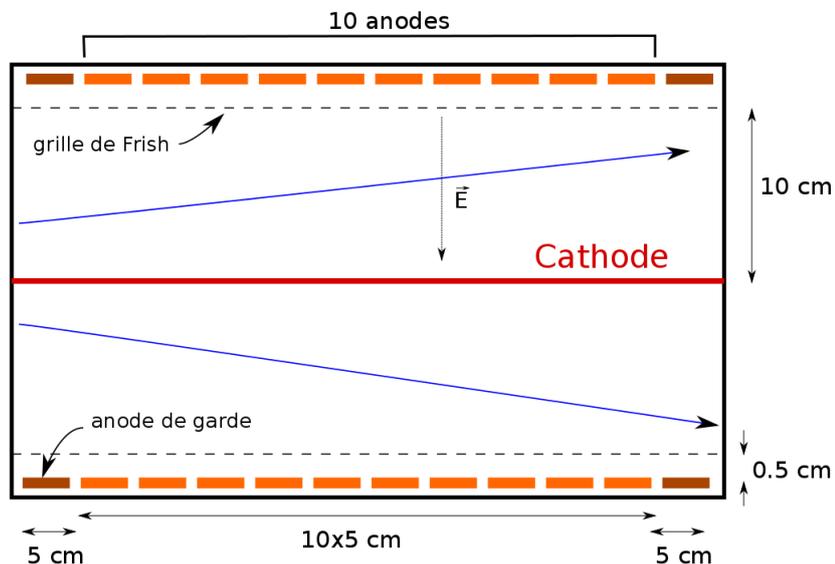


FIGURE 9.3 : Schéma de la Twin MUSIC vue de dessus. Les dimensions et les différentes composantes sont indiquées. Les flèches bleues représentent une trajectoire typique des fragments de fission.

	Dimension(s)
Volume actif	$60 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$
Largeur d'une anode	5 cm
Épaisseur cathode	$12 \mu\text{m}$
Épaisseur fenêtres entrée/sortie	$25 \mu\text{m}$
Distance cathode-grille de Frisch	102 mm
Distance grille de Frisch-Anodes	5 mm

TABLE 9.1 : Dimensions de la Twin MUSIC. Le volume actif tient compte des anodes de garde.

9.3.3 Électronique de lecture

9.3.3.1 Câbles internes

Les anodes sont connectées à des préamplificateurs de charge par des câbles coaxiaux courts (10 cm) pour minimiser la capacitance, et donc le bruit induit en entrée de préamplificateur.

9.3.3.2 Préamplificateurs de charge (P.A)

Les préamplificateurs de charge développés pour lire les signaux rapides d'anodes (les signaux ont des temps de montée d'environ 100 ns) sont des dérivés des PACIs dédiés à la lecture de détecteurs siliciums [Hamrita 04]. Leur gain important (1.5 V/pC) et leur constante de décroissance rapide ($\sim 10\mu s$) permet un taux de comptage élevé dans la chambre. De chaque côté de la chambre, deux préamplificateurs de charge de gains plus faibles (1 V/pC) ont été utilisés pour lire les signaux du faisceau primaire, et les 8 autres, avec un gain de 1.5 V/pC sont dédiés aux signaux des fragments.

9.3.3.3 Amplificateur spectroscopique et rapide Mesytec MSCF-16

Chaque sortie de préamplificateur de charge est envoyée dans un module électronique Mesytec 16 voies, dont le rôle est double. Il amplifie et dédouble le signal entrant. Un des deux signaux est mis en forme par un étage de différenciation et plusieurs d'intégration (constante de temps longue) pour obtenir une forme quasi-gaussienne. L'amplitude du signal obtenu est directement corrélée à l'énergie déposée dans la chambre en face de l'anode. L'autre signal est inversé puis différencié (par un étage indépendant de celui dédié au premier signal) et enfin intégré, pour obtenir un shaping court de 120 ns environ. Ce signal passe ensuite dans un étage CFD, dont le retard peut être ajusté. La porte générée est lue par un module TDC haute résolution (24.4 ps de pas temporel). Une mesure du temps de dérive des électrons dans le gaz est obtenue par la différence de temps entre cette porte et celle donnée par un des PMT du détecteur start. La figure 9.4 résume la chaîne électronique pour une anode.

Le couple de valeurs choisi pour les constantes de différenciation et d'intégration a été déterminé lors des expériences tests pour maximiser la résolution en énergie. La plus faible valeur de constante d'intégration ($0.25\ \mu s$) donne la meilleure résolution en énergie. En effet, on ne garde ainsi que les signaux engendrés par les électrons créés proches de la trajectoire des ions en supprimant ceux engendrés par des électrons de haute énergie, délocalisés [Pfützner 94].

9.3.3.4 Sur la subdivision des anodes pour la mesure de l'énergie

La subdivision des anodes est indispensable dans notre expérience pour permettre une mesure d'angle à partir des différentes (10) mesures de positions. Mais qu'en est-il pour la seule mesure d'énergie ?

Un point important, qui s'applique essentiellement aux énergies relativistes, est la production d'électrons deltas. Les "électrons deltas" sont des électrons de haute énergie créés lorsque l'ion incident passe très proche d'un électron du milieu [Schmidt-Böcking 92]. Ces deltas ont un libre parcours moyen important et sont émis dans toutes les directions.

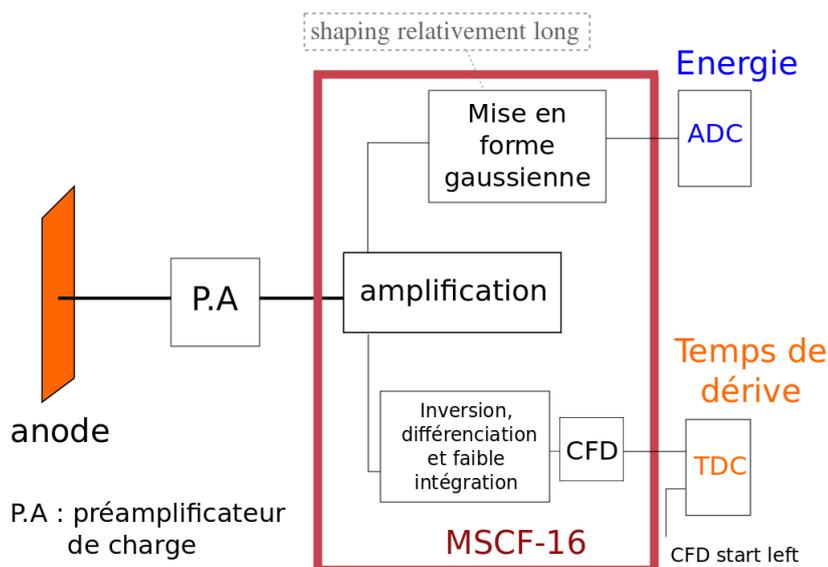


FIGURE 9.4 : Schéma résumant la chaîne électronique pour une anode de la Twin MUSIC. Les valeurs lues sur l'ADC permettent de remonter à l'énergie déposée, et la différence de temps du signal CFD avec le signal start permet de déterminer la position de création des électrons.

Si la mesure de perte d'énergie est faite avec une seule anode de longueur L , alors il faut récupérer les électrons d'ionisation sur toute cette distance. Pour notre expérience, les fragments peuvent avoir des angles d'émission de 40 mrad dans le laboratoire. Pour ces angles, les électrons d'ionisation créés au début du parcours atteindront l'anode bien après ceux créés à la fin. Pour récupérer la totalité du signal, on sera forcé d'imposer un couple de différenciation/intégration long. Cela implique de récupérer également l'énergie fluctuante déposée par les électrons delta. La résolution finale en énergie mesurée sera alors inévitablement dégradée.

En revanche, si la mesure est échantillonnée N fois, on peut imposer un shaping court puisque, pour chaque anode, les électrons d'ionisation sont tous approximativement créés à la même position. On conserve alors uniquement le dépôt d'énergie créé autour de la particule et les signaux stochastiques des deltas sont supprimés.

9.3.4 Choix du gaz

La mesure de la masse des fragments par la technique du $B\rho-\Delta E$ -ToF impose de connaître précisément l'angle des fragments avant leur entrée dans l'aimant (utilisé pour calculer le rayon de courbure). Or, le gaz P10 (90 % argon, 10 % méthane) habituellement employé dans ce genre d'expérience est prohibé en raison de l'important straggling angulaire qu'il induit. Nous avons donc composé un mélange à base de néon en remplacement.

9.3.4.1 Origine du straggling angulaire

La majeure partie de l'énergie perdue par un ion lourd incident est essentiellement causée par l'interaction avec les électrons du milieu traversé. Comme la masse de l'électron est petite devant celle d'un ion, le moment emporté par le ou les électrons est faible et la trajectoire de l'ion n'est pratiquement pas modifiée. Cependant, et même si la section efficace est plus faible, l'ion peut également s'approcher des noyaux des atomes. Dans ce cas le rapport des masses est proche de l'unité, et la force de répulsion coulombienne engendre un transfert de moment suffisamment important pour dévier la trajectoire initiale de l'ion. Répétée plusieurs fois dans le milieu (diffusion coulombienne multiple) elle est à l'origine du straggling angulaire. L'écart type de la distribution angulaire σ_θ couramment utilisée s'écrit comme :

$$\sigma_\theta(b) \simeq \frac{13.6}{\beta \cdot p} \cdot Z \sqrt{\frac{x}{X_0}}$$

avec Z = charge du noyau incident , x = épaisseur de matériau traversée et X_0 longueur de radiation du milieu :

$$X_0 [g/cm^2] \simeq 716 \times \frac{A}{Z_T \cdot (Z_T + 1) \cdot \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z_T}}\right)}$$

X_0 diminue avec la charge du noyau cible Z_T . Donc la largeur de la distribution en angle d'une particule traversant un milieu augmente avec Z_T .

9.3.4.2 Le mélange choisi à base de néon

Le straggling angulaire dans l'argon étant trop important, notre choix s'est porté sur le néon. L'énergie nécessaire pour créer une paire électron-ion est environ 30 % plus importante que dans l'argon, et sa densité est environ deux fois plus faible. Le nombre d'électrons produits est donc réduit.

Pourtant nous avons constaté qu'une meilleure résolution en énergie était obtenue avec le néon plutôt qu'avec un gaz proche du P10 (le P25, aussi utilisé durant l'expérience). Cet effet est attribué à la faible densité du néon qui permet aux électrons deltas de ne pas déposer leur énergie trop localement et donc de ne pas dégrader la mesure sur chaque anode. Cet effet, bénéfique, s'ajoute à celui de la subdivision des anodes (voir partie 9.3.3.4).

Un autre argument en faveur du néon concerne la mobilité des ions : elle est de 1 cm²/V.sec pour l'argon [Sharma] et environ 3-4 fois plus grande dans le néon. Dans l'argon, cette faible valeur peut conduire à d'importantes distortions de champ et à des modifications de la vitesse de dérive des électrons [Garabatos 04].

9.3.4.3 Constituants supplémentaires

La contrainte mécanique limite la valeur de champ dans la région cathode-grille de Frisch à environ 500 V/cm. Pour cette valeur, la vitesse de dérive des électrons dans du néon pur est très lente, environ 1 cm/ μ s [Neo]. Pour éviter tout phénomène d'empilement (le taux de comptage est d'environ 10⁵ ions/s) la vitesse de dérive est augmentée à 4.5 cm/ μ s en ajoutant 12 % de

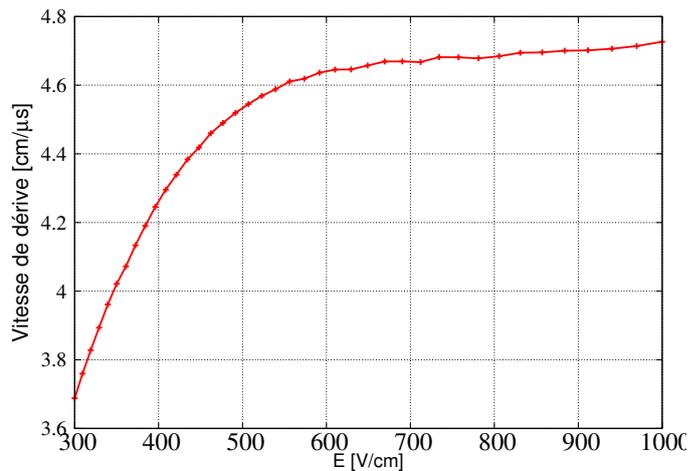


FIGURE 9.5 : Vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour le mélange final néon-CH₄-CO₂-N₂ dans les proportions respectives 84.7 - 12 - 3 - 0.3.

CH₄. Ce constituant agit de plus comme un quencher pour éviter tout phénomène d'avalanche destructeur.

Ensuite, le coefficient de diffusion longitudinal a été amélioré (abaissé) en introduisant une petite fraction (3 %) de CO₂. Ceci permet de conserver un paquet d'électrons d'ionisation compact dans la direction de dérive pour ne pas dégrader la mesure de position. Le coefficient de diffusion transverse n'est pas critique car l'étalement des électrons dans cette direction n'a d'influence, ni sur la mesure de temps de dérive, ni sur celle en énergie.

Enfin, une précaution a été prise quant aux éventuelles entrées d'air dans ce détecteur. Quelques centaines de ppm de diazote auraient en effet changé significativement la vitesse de dérive. Pour s'en prémunir, 3000 ppm (0.3 %) de cette molécule ont été directement ajoutés dans le mélange, ce qui permet de négliger les faibles quantités liées à une potentielle contamination par l'air. Comme nous n'avons pas détecté d'évolution de la concentration en oxygène dans le mélange gazeux (et donc de N₂), ce constituant sera supprimé lors de la prochaine expérience.

9.3.5 Résultats des simulations et choix de la tension de fonctionnement

9.3.5.1 Simulations GARFIELD

Le logiciel GARFIELD a permis d'estimer les tensions optimales à appliquer sur la cathode et sur les anodes.

9.3.5.2 Choix des tensions

Le choix s'est finalement porté sur des champs de 500 V/cm dans la région cathode-grille de Frisch et 900 V/cm dans la région grille de Frisch-anodes. On voit sur les figures 9.5 et 9.6 que cela correspond à une vitesse de dérive raisonnablement rapide (4.53 cm/μs environ) dans la région cathode-grille ainsi qu'à un coefficient de diffusion longitudinal pratiquement saturé (en

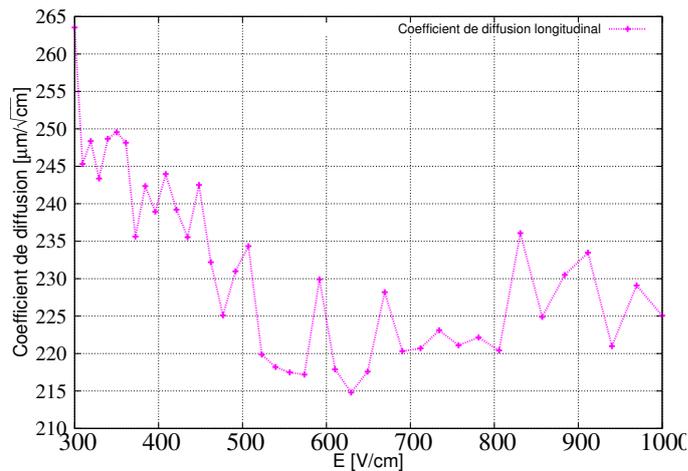


FIGURE 9.6 : Coefficient de diffusion longitudinal, pour le même gaz que celui donné figure 9.5. Les fluctuations sont issues de la convergence du calcul GARFIELD.

valeur inférieure). La tension dans la région suivante (grille-anodes) permet une transmission très efficace des électrons à travers la grille.

Cependant des problèmes de décharge sont apparus dans la chambre au cours du test final, et les champs ont été abaissés à respectivement - 400 V/cm et + 800 V/cm. Pour ces valeurs, le coefficient de diffusion augmente légèrement dans la zone de dérive (de 230 à 240 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$) et la vitesse diminue un peu en passant à 4.27 $\text{cm}/\mu\text{s}$.

9.3.6 Influence des contaminants

Les gaz nobles ont une valeur d'électronégativité pratiquement nulle. En revanche, l'oxygène et l'eau présentent une très forte valeur de ce paramètre et sont les contaminants les plus redoutés dans les détecteurs gazeux. Leurs concentrations ont été mesurées tout au long de l'expérience pour contrôler la pureté du gaz. Les valeurs sont restées inférieures à 40 ppm en O_2 (soit $< 0.004\%$) et \sim nulle en H_2O .

Points clefs

Le détecteur Twin MUSIC est une double chambre d'ionisation

- ❑ Elle permet de mesurer l'angle des deux fragments de fission ainsi que l'énergie déposée dans le gaz, qui est fonction de la charge nucléaire.

Les choix technologiques ont été optimisés pour obtenir les meilleures résolutions possibles

- ❑ L'électronique a été adaptée aux signaux attendus.
- ❑ Le choix du gaz a été particulièrement crucial : un mélange à base de néon remplace le P10 standard pour ne pas introduire de straggling angulaire qui dégraderait significativement la résolution en masse.
- ❑ Différents constituants ont été ajoutés au gaz pour optimiser les différents paramètres (vitesse de dérive, coefficients de diffusion notamment). Des valeurs de tensions appropriées ont également été déterminées.

Chapitre 10

MWPCs

Conçues par Georges Charpak (Nobel 1992) et son équipe dans les années 1960 pour localiser les rayons X [Charpak 73], les chambres multi-fils n'ont cessé d'évoluer depuis. Leur principe repose sur la localisation d'une avalanche d'électrons engendrée par un champ très intense au voisinage d'un fil d'anode. Dans notre expérience, elles sont utilisées pour mesurer les positions horizontales et verticales des fragments de fission, avant et après l'aimant. La résolution horizontale détermine la qualité du ρ et a été estimée pendant les expériences tests.

10.1 Origine : chambres à fils d'ALICE

Le détecteur ALICE (A Large Hadron Collider Experiment) du CERN nécessite de localiser précisément les positions de muons. Pour parvenir à cet objectif, le CERN, en collaboration avec l'IPN d'Orsay a développé des chambres proportionnelles multi-fils [Kharmandarian 99]. Ces détecteurs ont constitué la base pour la construction de nos propres MWPCs.

10.2 Principe de fonctionnement

Un schéma de MWPC est présenté figure 10.1 pour clarifier le paragraphe suivant.

Dans un premier temps, des électrons d'ionisations primaires sont créés par le passage des ions (fragments de fission ou faisceau primaire) dans une épaisseur de gaz où règne un champ électrique imposé par un plan de cathode (composés de pistes) et un plan d'anode (composé de fils). Ces électrons dérivent vers les anodes en suivant les lignes de champ et finissent par atteindre une zone correspondante au régime proportionnel dans lequel une avalanche apparaît. Le déplacement court mais très rapide des nombreux électrons d'avalanche pour atteindre le fil induit un signal sur les pistes cathodiques dont l'amplitude décroît avec la distance dans la direction transverse. La distribution en amplitude sur ces pistes permet de remonter très précisément à la position de l'avalanche, et donc à celle du point d'impact de l'ion.

L'avantage est que des pistes de quelques millimètres de large suffisent pour mesurer une position à quelques centaines de microns près.

Pour mesurer les positions horizontales (X) et verticales (Y), des plans cathodiques orientés perpendiculairement entre eux sont disposés de part et d'autre des anodes. Chaque plan donne

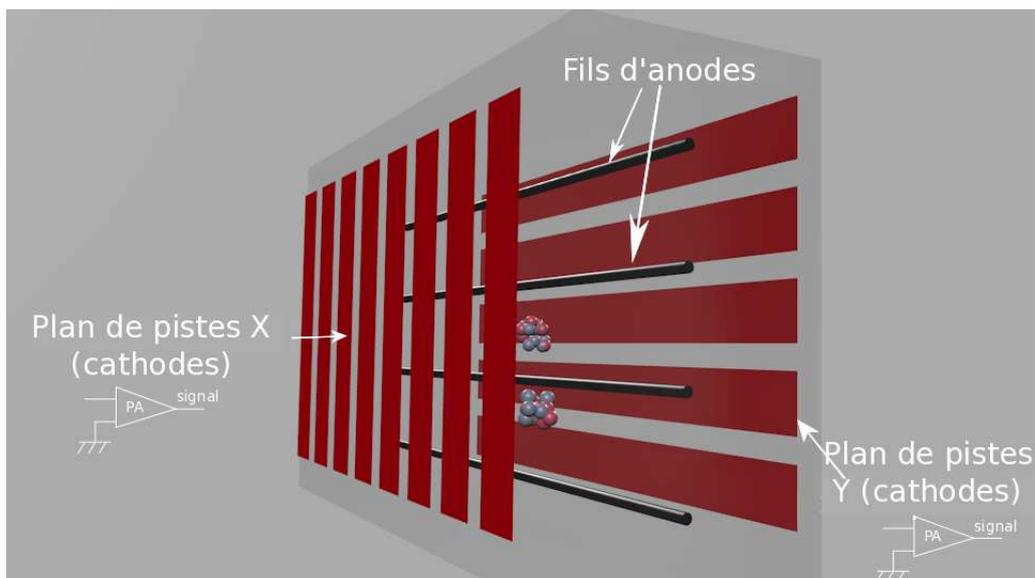


FIGURE 10.1 : Schéma de principe d'un détecteur multi-fils à cathode segmentée. On peut voir les fils d'anodes mis à une tension positive (en noir), autour desquels va se développer l'avalanche. Les plans de pistes X et Y, en rouge, sont à la masse et lus par des préamplificateurs de charge.

la position dans la direction perpendiculaire à celle de ses pistes.

La différence essentielle avec les chambres utilisées sur ALICE réside dans la particule ionisante : ces sont des muons (charge unitaire) au minimum d'ionisation dans le cas d'ALICE, et des ions lourds (charge > 30) relativistes dans le nôtre. Pour ALICE, des facteurs d'amplification importants ($> 10^4$) doivent être appliqués car les muons déposent très peu d'énergie dans le gaz. Dans notre expérience, le dépôt d'énergie est beaucoup plus grand et un facteur d'amplification modéré (30), modulé par la tension sur les anodes, suffit à produire un signal exploitable. Ces conditions expérimentales nous rendent moins sensibles aux phénomènes d'avalanches incontrôlées que sur ALICE.

10.3 Choix de la géométrie

Le choix des paramètres physiques détermine les performances en résolution des chambres. Il est donc important de les optimiser.

10.3.1 Diamètre et espacement des fils d'anodes

Ces paramètres résultent (comme souvent) d'un compromis avec d'autres. Le premier est la tenue mécanique des fils : chargés positivement, ils se repoussent mutuellement. Leur diamètre et l'espacement doivent donc être suffisamment importants. Ensuite, il est nécessaire de minimiser les réactions nucléaires des fragments de fission lors de leur parcours, autrement dit, de

minimiser la surface des fils. Les fils de 50 μm de diamètre ont été utilisés pour la MWPC 1 et de 30 μm pour la 2, et l'espacement entre deux fils a été pris à 2.5 mm.

10.3.2 Largeur des pistes

La largeur des pistes est étroitement liée aux disponibilités en modules électroniques de l'expérience. Le nombre total de voies électroniques sortant du détecteur est égal (dans notre cas) au nombre de pistes divisé par 16 (grâce au multiplexage des gassiplex). Dans notre expérience ce nombre reste cependant relativement important à cause de la division en deux parties du plan des X (voir partie 10.3.4) et de la taille importante de la MWPC 2 ($600 \times 900 \text{ cm}^2$). Au final, des pistes de 3.125 mm (pour les plans horizontaux) et 5 mm (verticaux) de large ont été utilisées pour les deux chambres.

10.3.3 Distance anode-cathode

Plus cette distance est importante, et plus le nombre d'électrons primaires créés est grand, ce qui nécessite une tension plus faible et permet donc de maximiser le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$. De plus, l'augmentation de cette distance permet de diminuer, en relatif, les petits défauts de géométrie (planéité, parallélisme ...) des différents plans.

Les chambres à fils d'ALICE ont été conçues pour pouvoir déconvoluer deux impacts proches, ce qui impose au contraire de limiter la distance anode-cathode pour restreindre l'étalement spatial de l'avalanche sur les pistes. Dans notre cas, les simulations ont montré que la probabilité d'avoir deux impacts "trop" proches (maximums < 2 pistes) est très faible en raison de la division du plan des X de la MWPC 1, et de la contrainte imposée par la Twin-MUSIC (un fragment de chaque coté). Enfin, il a été démontré que les meilleures résolutions sont obtenues lorsque la distance entre les fils d'anodes et les plans de cathodes est proche de la largeur des pistes (voir par exemple [Gatti 79] ou [Piuz 82]).

Des distances de 3.75 et 2.5 mm ont donc été choisies comme distance entre les plans de cathodes et d'anodes pour la petite et la grande chambre respectivement.

10.3.4 Segmentation de la MWPC 1

Pour pouvoir associer les bonnes valeurs X et Y, qui sont mesurées indépendamment, à chaque fragment, il est indispensable de couper la chambre MWPC 1 en deux, comme expliqué figure 10.2.

10.4 Choix du gaz de remplissage

Ce choix conditionne le dépôt d'énergie dans le gaz ainsi que la sensibilité du facteur d'amplification. Il faut également prendre garde à ne pas aboutir à un coefficient de recombinaison trop important. Les coefficients de diffusion longitudinaux et transversaux sont en revanche peu critiques car la zone de dérive des électrons est faible. Les différences entre les mélanges possibles résident dans l'énergie nécessaire à la création de paires électrons-ions. Les études faites pour

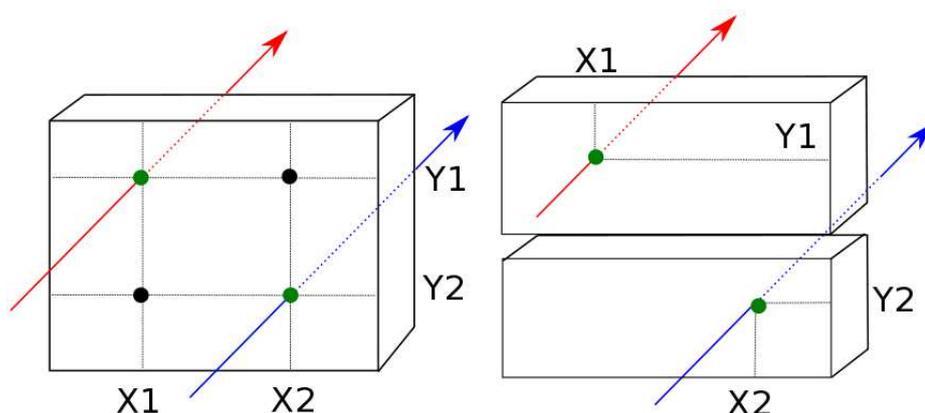


FIGURE 10.2 : Comparaison d'une chambre sans (à gauche) et avec séparation centrale (à droite). Dans le premier cas, il est impossible de savoir si la configuration de l'impact des ions correspond à $\{(X1, Y1); (X2, Y2)\}$ (points verts) où $\{(X1, Y2); (X2, Y1)\}$ (points noirs). Le problème est complètement résolu en séparant la chambre en deux parties car le faisceau est centré sur le milieu de la chambre (à droite).

les chambres à fils d'ALICE ont montré qu'un mélange d'argon-CO₂ dans des proportions respectives de 80 et 20 % présente un bon compromis entre tous ces facteurs, économique inclus. Ce mélange a donc été employé. Il est standard pour ces détecteurs et il présente notamment l'avantage d'être non inflammable.

10.5 Électronique de lecture

Les pistes électroniques des MWPCs sont trop nombreuses (492) pour avoir chacune sa chaîne électronique. Elles sont donc multiplexées par groupe de 16 grâce à des modules GASSIPLEX. Ces ASIC permettent à la fois de stocker le maximum du signal induit sur chaque piste et de couper la longue trainée hyperbolique induite par la dérive lente des ions dans le gaz. Ces amplitudes sont utilisées pour reconstruire la position de passage des ions via la méthode présentée partie 10.6.

10.6 Fonction de reconstruction pour la position

Deux fonctions sont possibles pour remonter à la position horizontale du point d'impact à partir des distributions en amplitudes sur les pistes. Elles donnent des résultats sensiblement égaux et ne sont dans tous les cas pas limitantes pour la résolution en masse (et encore moins pour celle en charge). La résolution a été estimée à l'aide d'un système de fibres optiques très fines.

10.6.0.1 Mathieson-Gatti

La distribution en amplitude des signaux sur les pistes peut être exprimée par une formule dépendante d'un seul paramètre K_3 [Mathieson 84]. Cette fonction est celle de Mathieson-Gatti et s'écrit :

$$\Gamma(\lambda) = K_1 \times \frac{1 - \tanh^2(K_2 \times \lambda)}{1 + K_3 \times \tanh^2(K_2 \times \lambda)} \quad (10.1)$$

avec $\lambda = \frac{\text{position avalanche}}{\text{distance cathode-anode}}$, K_3 est un paramètre dépendent de la géométrie de la chambre et K_1 , K_2 sont exprimés en fonction de K_3 .

10.6.0.2 Sécante hyperbolique

La fonction sécante hyperbolique est décrite dans [Lee 72, Barabash 85]. Une forme explicite est donnée dans [Lau 95] :

$$Q(x_i) = \frac{a_1}{\cosh^2\left(\frac{\pi \cdot (x_i - a_2)}{a_3}\right)} \quad (10.2)$$

ou x_i est la position de la piste considérée. a_1 , a_2 et a_3 représentent respectivement l'amplitude, la position et un indicateur de la largeur de la distribution de l'avalanche. Un gros avantage de cette formule, est la possibilité de donner directement la position a_2 sans passer par un fit si l'on ne considère que trois pistes (voir [Lau 95]).

Un exemple de reconstruction à partir de l'amplitude sur les pistes est donné figure 10.3. On y montre la différence (très faible) entre l'algorithme de sécante hyperbolique utilisé sur 3 et 5 pistes.

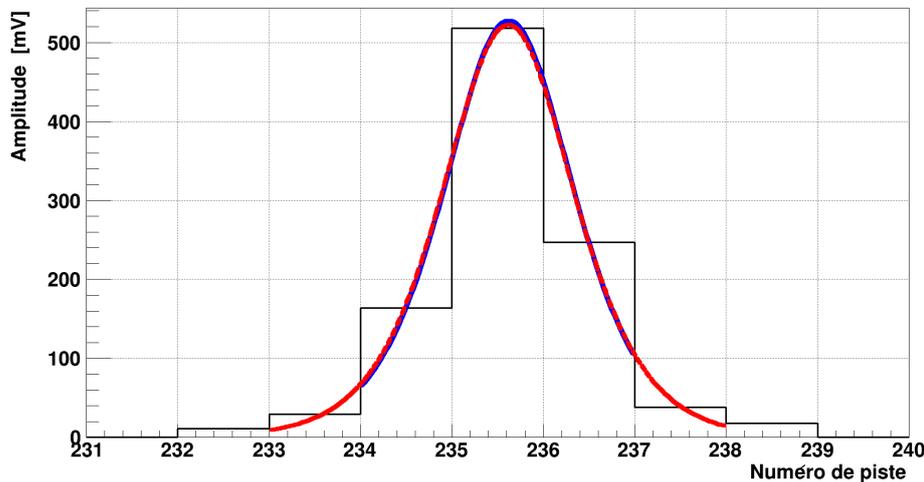


FIGURE 10.3 : Exemple de reconstruction en utilisant la sécante hyperbolique sur 3 (en bleu) et 5 pistes (en pointillés rouge).

10.7 Mesure expérimentale de la résolution en position horizontale par des fibres

La résolution en position de la MWPC 1 a été mesurée pendant une expérience test au GSI (donc avec des ions lourds relativistes) en utilisant un masque de fibres optiques scintillantes carrées de $250 \mu\text{m}$ de large, lues par un PMT, et placé juste devant le détecteur (figure 10.4).

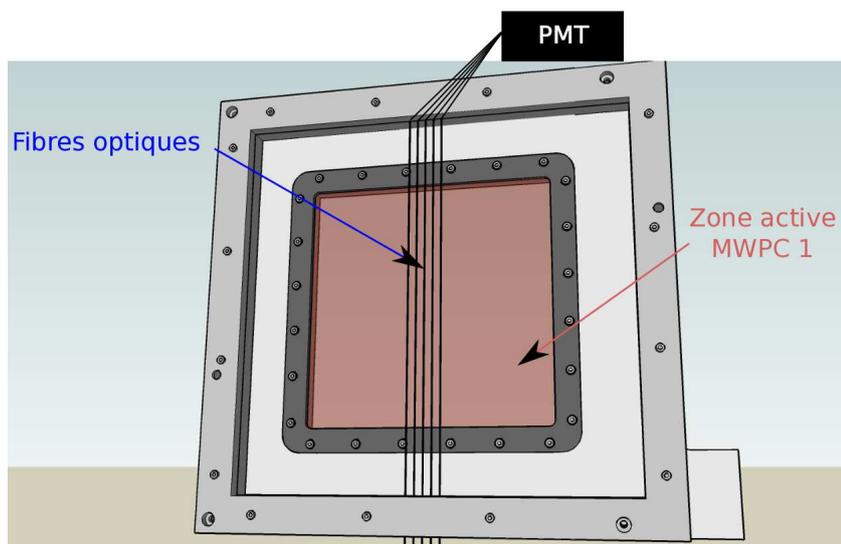


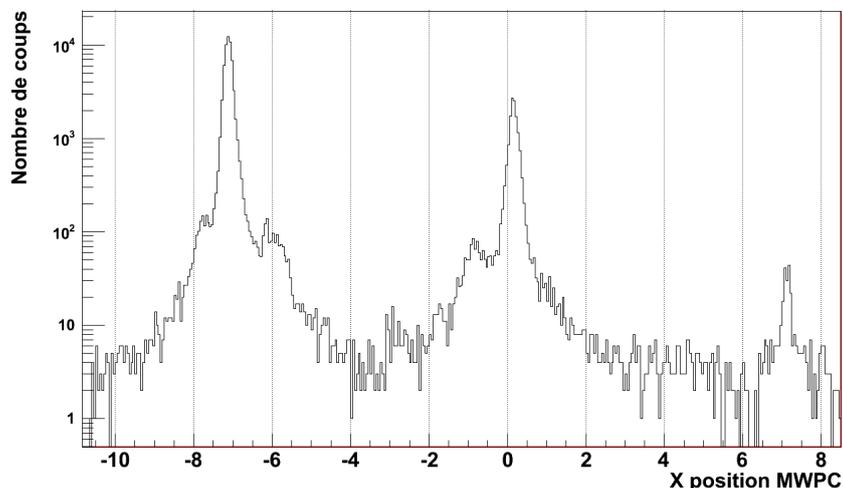
FIGURE 10.4 : Dispositif utilisé pour mesurer la résolution en position horizontale de la MWPC 1.

Un trigger était envoyé à l'acquisition lorsque ces fibres étaient touchées par un ion. Un spectre conditionné par ces fibres est présenté figure 10.5. Il permet d'estimer la résolution en position de la chambre. Par exemple, dans ce spectre, le pic avec le plus de statistique présente une résolution de $217 \mu\text{m}$ (FWHM). Ce qui correspond à une résolution intrinsèque pour la MWPC 1 R_{MWPC_1} (déconvolué de la résolution d'une porte carré) de :

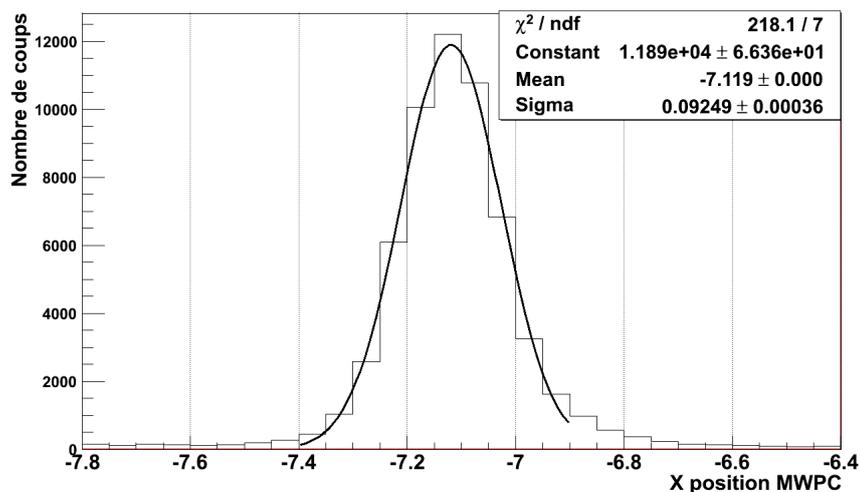
$$R_{MWPC_1} = \sqrt{217^2 - \frac{(2.35 \times 250)^2}{12}} = 135 \mu\text{m}$$

On voit que la valeur des 200 microns en résolution horizontale est largement atteinte en utilisant la sécante hyperbolique sur 3 pistes. De la même façon, nous avons estimé que la résolution (FWHM) de la MWPC 2, plus grande, donc plus capacitive et plus bruitée, est aux alentours de $300 \mu\text{m}$. Cette valeur est suffisante car la résolution en position en fin de parcours est moins critique que celle avant l'aimant.

Des résultats très similaires sont trouvés en utilisant la fonction de Mathieson-Gatti sur ce même nombre de pistes ou sur 5 pistes. Il semble donc que dans notre cas, le choix de l'algorithme n'ait pas une réelle importance.



(a) Plusieurs pics espacés d'un pas régulier de 7 mm environ apparaissent ici et signent la position des fibres.



(b) Zoom sur un pic.

FIGURE 10.5 : Spectre des positions X dans la MWPC 1 conditionné par le passage des fragments à travers les fibres optiques espacées de 7 mm. L'algorithme utilisé est la sécante hyperbolique sur 3 pistes.

Points clefs

Les MWPCs sont nos détecteurs en positions pour la mesure du ρ

- ❑ L'énergie déposée par les fragments dans une petite épaisseur de gaz est amplifiée par une avalanche autour des fils.
- ❑ Cette avalanche crée de nombreux électrons dont le déplacement rapide induit un signal sur des plans de cathode subdivisés en pistes horizontales ou verticales.

Les caractéristiques choisies pour ces détecteurs ont prouvé leur efficacité

- ❑ La reconstruction en position est faite avec l'algorithme de sécante hyperbolique ou de Mathieson-Gatti.
- ❑ Grâce à un masque de fibres optiques, nous avons montré que la résolution de la MWPC 1 atteignait une résolution meilleure que les 200 μm FWHM requis (135 μm FWHM mesurés).

Chapitre 11

Temps de vol

La mesure de temps est très exigeante : elle nécessite, comme on l'a vu dans la partie 7.1.4.4, une résolution de l'ordre de 40 ps FWHM pour pouvoir séparer les différentes masses. Le développement de ce détecteur a été intégralement réalisé au cours du post-doc d'Adeline Ebran. Les résultats obtenus ont conduit à une publication qui reprend tous les aspects étudiés [Ebran 13], excepté celui du TDC. Les choix techniques seront donc brièvement rappelés ici.

11.1 Choix technique pour le système de détection

Les mesures de temps de vol aux énergies relativistes sont généralement faites par un couplage de scintillateurs et photomultiplicateurs. Cette méthode expérimentale est largement employée au GSI

Cependant le coût devient relativement important lorsque de grandes surfaces de détection comme notre mur temps de vol ($90 \times 60 \text{ cm}^2$) sont nécessaires. Pour essayer de contourner cet inconvénient, des détecteurs résistifs à plaques parallèles (RPCs, pour Resistive Plate Chambers) ont été développés depuis quelques dizaines d'années (au CERN [Blanco 02], puis au GSI [Casarejos 12]). La résolution temporelle de ces détecteurs peut théoriquement descendre très bas, celle-ci évoluant comme \sqrt{n} , avec n le nombre de couches de gaz. Toutefois, jusqu'à aujourd'hui, ces détecteurs passent à peine sous la barre des 117 ps FWHM et ont donc été écartés comme choix possible pour la mesure du temps de vol.

En revanche, une équipe a atteint des résolutions de 16-20 ps FWHM en utilisant un couple spécifique de PMTs et scintillateurs plastiques [Nishimura 03]. Cette étude a servi de base de travail pour le développement de notre détecteur temps de vol.

11.2 Choix des scintillateurs

Les scintillateurs sont choisis en fonction de leurs temps de montée et descente du signal lumineux qui doivent être les plus courts possibles. La mesure de ces temps à l'aide d'une caméra à balayage de fente a montré que les scintillateurs ELJEN 232 sont les plus intéressants de ce point de vue. Ce constructeur peut de plus ajouter une molécule de quencher (MBZ) qui permet de diminuer encore la largeur temporelle du signal. Elle présente cependant l'inconvénient de

	Temps de monté	Temps de descente
EJ-232 (stop)	133	2543
EJ-232 (0.5 % MBZ) (start)	48	641

TABLE 11.1 : Caractéristiques des scintillateurs utilisés pour les détecteurs temps de vol.

réduire radicalement la quantité de lumière émise et n'a donc été utilisée que sur le scintillateur start qui est de petite taille (5 cm de long).

L'épaisseur du scintillateur start (1.5 mm) a été déterminée comme un compromis entre la maximisation de la quantité de lumière produite (augmente avec l'épaisseur et améliore la résolution) et la minimisation du nombre de réactions nucléaires. Pour le mur temps de vol (notre stop), une épaisseur de 5 mm a été choisie. Elle permet un dépôt d'énergie significatif des ions et limite l'étalement spatial du paquet lumineux causé par les réflexions sur les surfaces latérales.

11.3 Choix des PMTs

Deux types de photomultiplicateurs tubés (PMTs) ayant un temps de montée suffisamment rapide peuvent être considérés : les photomultiplicateurs standards sur bases dynodes (PMTs) et ceux sur base Micro-Channel-Plate (MCP-PMTs).

Les MCP-PMTs ont des temps de montée (~ 25 ps) largement plus rapides que ceux des PMTs, mais n'ont pas été retenus pour deux raisons. La première est que le diamètre externe d'un MCP-PMT est bien plus grand que celui de sa fenêtre d'entrée ce qui aurait imposé l'utilisation de guides de lumière, fortement déconseillés, car les réflexions lumineuses induites, détériorent la résolution. Ensuite, il ne semble pas forcément judicieux de prendre un photomultiplicateur dont le temps de montée est trop rapide par rapport à celui du PMT, comme signalé dans [Nishimura 03].

Le choix des PMTs est ensuite guidé par l'équation 11.1 :

$$R_{P.M.T} \propto \frac{T.T.S}{\sqrt{N_{p.e}}} \quad (11.1)$$

avec :

- T.T.S (Transit Time Spread) est la fluctuation du temps de transit d'un électron sur le trajet photocathode-1ère dynode ;
- $N_{p.e}$ est le nombre de photo-électrons émis à la photo-cathode. Il est corrélé (positivement) à l'efficacité quantique de la photocathode.

Le PMT Hamamatsu H6533 présente les meilleures valeurs de $T.T.S$ et $N_{p.e}$ et a donc été choisi. Cependant, son coût conséquent a limité son utilisation à une partie du mur seulement (18 PMTs sur 56). Les autres scintillateurs ont été lus par des H10580 dont le $T.T.S$, plus long que celui du H6533, a été partiellement compensé en disposant une photocathode de meilleure efficacité quantique. Ces derniers PMTs sont placés sur les côtés du mur temps de vol, car c'est à ces endroits que les fragments de fission légers touchent en majorité et pour lesquels la contrainte sur la résolution temporelle est moins importante.

11.4 Chaîne électronique

La résolution temporelle ne dépend pas uniquement de l'ensemble {scintillateur - PMT}. La chaîne électronique constituée des câbles, CFDs et modules TDC joue un rôle essentiel.

11.4.1 Câbles

Les signaux de PMTs montent typiquement en 1-2 ns environ. Les câbles qui transmettent ces signaux jusqu'au CFD doivent donc avoir une bande passante autour du GHz et doivent être le mieux isolés possible. Le câble LMR-240 a été choisi pour son double blindage électromagnétique et sa bande passante importante.

11.4.2 Discriminateurs à fraction constante (CFDs)

Des CFDs bas bruit ont également été conçus pour réduire au maximum le bruit et l'effet de walk (voir plus loin). Des Phillips Scientific 715 ont été utilisés.

11.4.3 TDCs

Pendant les premiers tests, des TACs standards ont été utilisés. Mais comme notre mur temps de vol est composé de 56 PMTs, cela aurait requis 112 TACs. Cette solution n'étant pas envisageable, nous nous sommes tournés vers des TDCs VFTX codés sur FPGAs (Field Programmable Gate Arrays) et qui utilisent l'algorithme de Wave Union [Wang 11], dont les performances atteignent 18 ps FWHM.

11.4.4 Résolution électronique

La résolution de l'ensemble de la chaîne électronique seule a été estimée à 20 ps (FWHM) grâce à un pulser.

11.4.5 Mesure des énergies pour corriger l'effet de walk

En théorie, une mesure temporelle qui utilise un CFD permet de s'affranchir de la dépendance entre l'amplitude du signal d'entrée et l'instant où le signal de type porte est déclenché (contrairement aux discriminateurs à seuil qui sont tributaires de cette corrélation appelée effet de walk). En pratique, même avec un CFD, cette dépendance est toujours légèrement présente. Dans notre cas, la différence entre les diverses amplitudes de signaux (faisceau, fragment, impact proche ou éloigné d'un PMT), couvre une large gamme en amplitude qui conduit à un décalage temporel d'environ 200 ps. Cette valeur est rédhibitoire si l'on veut séparer les masses puisque pour cela, la résolution temporelle nécessaire est de 40 ps FWHM. Pour pouvoir corriger cet effet nous l'avons d'une part quantifier sur chaque voie CFD associée à un PMT en laboratoire comme le montre la figure 11.1, et d'autre part, les amplitudes des signaux entrant au niveau du CFD ont été mesurés pendant l'expérience.

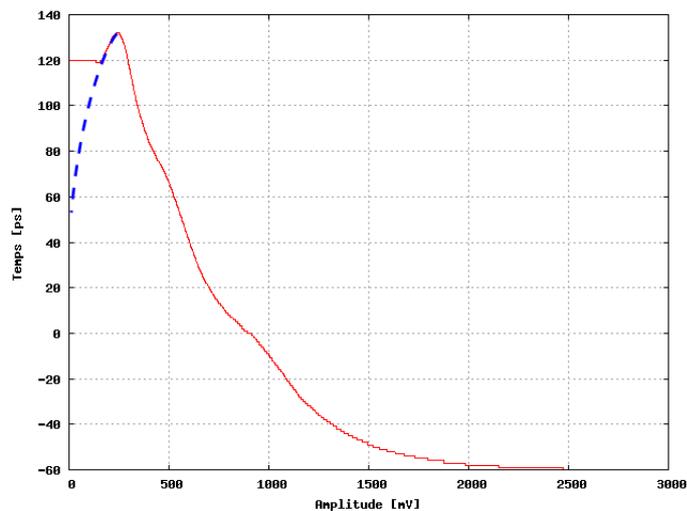


FIGURE 11.1 : Mesure de walk : écart en temps observé en changeant l'amplitude d'un des signaux entrant dans le CFD. Le trait en pointillés bleu prolonge la limite atteinte par les tests. La référence est prise à 1 volt.

11.4.6 Tests du temps de vol au GSI

Plusieurs tests ont été réalisés au GSI pour valider les différents choix technologiques. Les principaux sont résumés dans le tableau 11.2.

11.4.7 Mesure de temps de vol en conditions réelles

Les résultats des tests 1 et 2 sont exposés dans la référence [Ebran 13]. La figure 11.2 illustre la résolution obtenue pendant le test 3, qui démontre à nouveau que notre dispositif est bien adapté pour des mesures de temps à haute résolution.

N°	Faisceau et énergie	Dimensions start (mm ³)	Dimensions stop (mm ³)	PMTs start	PMTs stop	Module	Résolution FWHM (ps)
1	⁵⁶ Fe, 400 A.MeV	150 x 32 x 0.5	300 x 32 x 1	H6533	H6533	TAC	30 - 35
2	²³⁸ U, 600 A.MeV	150 x 32 x 0.5	600 x 32 x 4	H6533	H6533 et H10580	TAC	18
3	¹²⁴ Sn	600 x 32 x 1.5	600 x 32 x 5	H6533	H6533	TAC	30
4	²³⁸ U, 650 A.MeV	600 x 32 x 1.5	600 x 32 x 5	H6533	H6533 et H10580	TDC	40

TABLE 11.2 : Les expériences tests au GSI pour le ToF. Tous les scintillateurs utilisés étaient des EJ-232 et le start était toujours quenché à 0.25 % MBZ. Le quatrième test est l'expérience SOFIA.

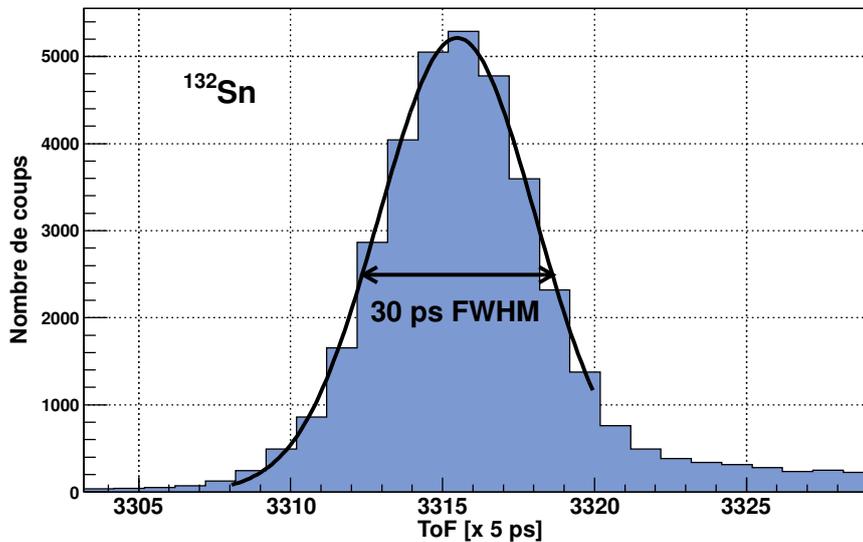


FIGURE 11.2 : Spectre temps de vol obtenu pour l'étain 132 à GSI (test n°3). La trainée sur la droite correspond à des évènements qui ont interagi dans les couches de matières en amont du détecteur stop (scintillateur, cible active ...).

Points clefs

Le détecteur temps de vol doit permettre de mesurer le temps de vol des fragments avec une résolution de l'ordre de 40 ps

- C'est uniquement avec cette résolution qu'il est possible de séparer les masses des fragments de fission.
- Aucun détecteur de la taille requise ne pouvant prétendre à une telle performance, un développement complet a été entrepris par notre collaboration.
- Le choix s'est finalement porté sur un ensemble de 28 scintillateurs plastiques EJ-232, lus par des PMTs, tous extrêmement rapides.

Plusieurs expériences tests en ions lourds ont permis de valider ce choix technologique

- D'abord en utilisant des modules TACs pour faire la différence des signaux start et stop.
- Puis (expérience finale), avec des modules TDC FPGA bénéficiant d'un algorithme à très haute résolution (indispensables pour éviter de traiter un nombre invraisemblable de modules TACs).

Analyse

L'analyse de nos données a été faite en plusieurs étapes. Tout d'abord, la charge nucléaire des fragments est extraite. La procédure est relativement longue car elle comprend l'analyse de l'ensemble des détecteurs. Vient ensuite la mesure des masses. Cette étape nécessite de la précision, mais est plus rapide que la précédente, car toutes les variables requises sont alors connues.

Chapitre 12

Détermination de la charge nucléaire

L'analyse des différents détecteurs est présentée ici. Tous sont indispensables pour pouvoir mesurer la charge des fragments.

12.1 Signaux Twin MUSIC

De chaque côté de la Twin MUSIC, les dix anodes fournissent un signal de préamplificateur de charge. Celui-ci est mis en forme avec 2 constantes de temps différentes afin d'extraire une mesure d'énergie et de temps de dérive des électrons d'ionisation. Ces deux informations permettent de remonter respectivement à la charge et à l'angle des fragments grâce aux procédures présentées ici.

12.1.1 Lecture des signaux énergie

12.1.1.1 Calcul de l'énergie moyenne

L'énergie des fragments est calculée sur la moyenne des énergies des 10 anodes pondérées par un poids $\omega_{E,i}$ qui tient compte de la corrélation entre l'anode i et $i+1$ (figure 12.1) afin d'éliminer les anodes qui auraient répondu de façon inappropriée. Comme cette procédure fait varier les anodes utilisées, un alignement précis des gains de chaque anode est nécessaire pour ne pas dégrader la résolution en énergie.

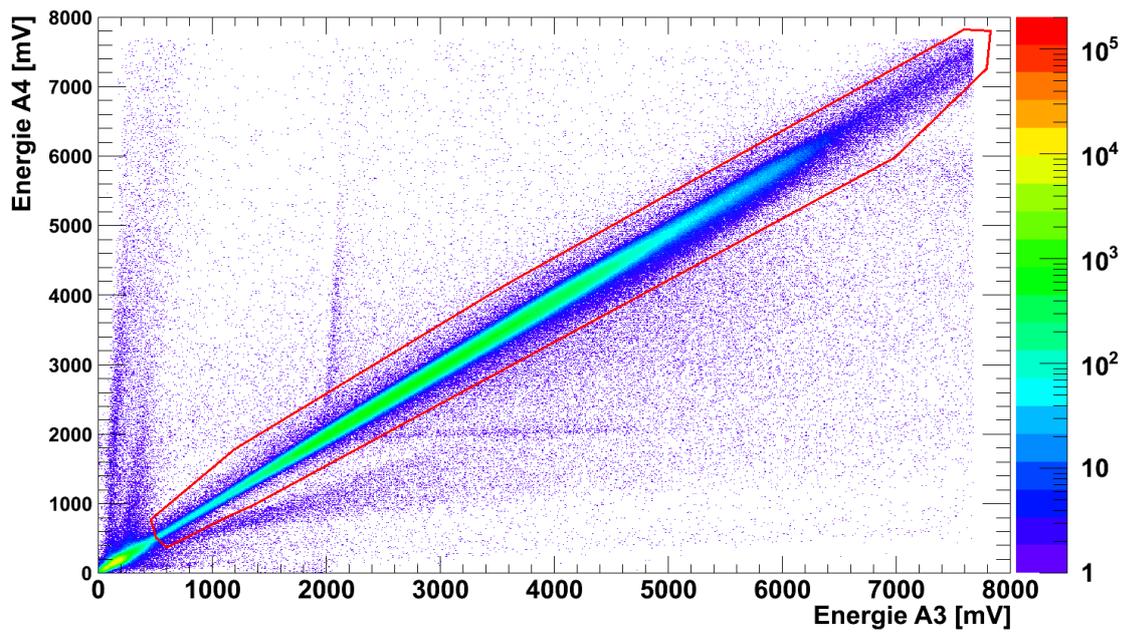


FIGURE 12.1 : Énergie de l'anode 4 en fonction de celle de l'anode 3 (coté gauche). La corrélation est excellente. Les pedestaux, et le bruit résiduel sont éliminés par la sélection graphique (en rouge).

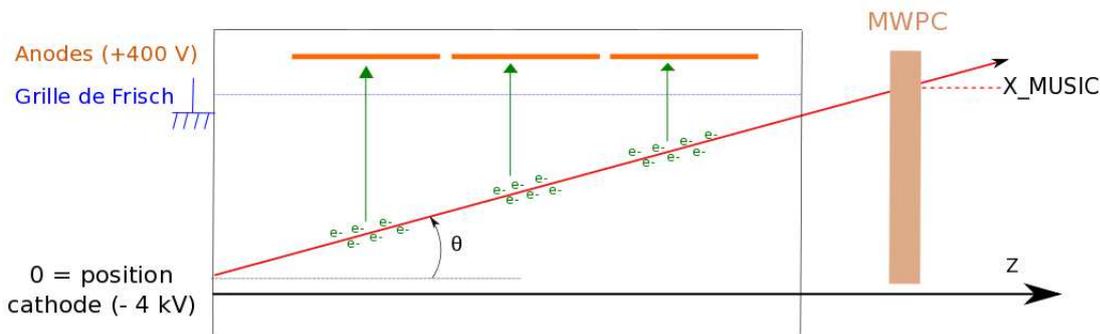


FIGURE 12.2 : Représentation schématique des temps de dérive des électrons (en vert). La trajectoire des fragments (en rouge) est déterminée par un fit linéaire sur ces derniers. Le 0 est fixé à la cathode pour se replacer dans le repère géométrique choisi au départ. Seules 3 anodes sont représentées ici.

12.1.1.2 Tri des évènements.

En plus du déclenchement de l'acquisition lors de certains passages du faisceau primaire, divers types d'évènements, comme par exemple le passage des deux fragments du même côté de la Twin-MUSIC sont à rejeter. Ce tri est fait en utilisant les combinaisons de saturation ou non des signaux énergie des anodes fragments.

12.1.2 Mesure de l'angle grâce aux temps de dérive

La calibration relative entre les signaux temps des différentes anodes (pour un côté donné) est la première étape pour obtenir l'angle. Il faut ensuite déterminer le plus exactement possible la valeur de la vitesse de dérive des électrons dans le gaz pour convertir le temps mesuré en une position. Le principe de la mesure de l'angle est résumé dans la figure 12.2.

12.1.2.1 Base de valeur pour les offsets des temps de dérive

Afin d'aligner les temps de dérive dans un premier temps, on utilise un petit pic gaussien, qui semble signer la présence de la grille de Frisch (pic grille de Frisch, voir figure 12.3). En effet, la différence entre le front cathode et le pic grille de Frisch vaut environ 10.17 cm (pour $v_{drift} = 4.3 \text{ cm}/\mu\text{s}$) à comparer avec la valeur théorique de 10 cm . Celui-ci doit en principe se trouver à la même position pour toutes les anodes et permet d'ajuster les offsets entre eux. Nous n'avons pas encore d'explication à la forte statistique observée dans ce pic.

On peut vérifier si l'alignement des temps de dérive est correct en regardant la différence de chaque temps mesuré par rapport à la trajectoire déterminée, comme expliquée dans la partie 12.1.2.2.

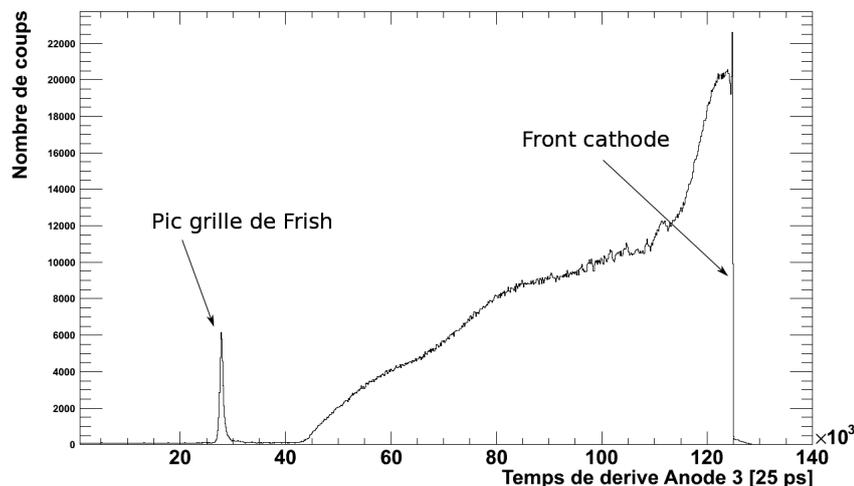


FIGURE 12.3 : Temps de dérive enregistrés sur l'anode 3. Le front cathode ainsi que le pic attribué à la grille de Frisch sont indiqués.

12.1.2.2 Calcul des poids $\omega_{DT,i}$ des signaux temps et ajustement des offsets

Pour aboutir à un calcul précis de la trajectoire, des nouveaux poids $\omega_{DT,i}$ propres aux signaux temps $DT(A_i)$ (Drift Time de l'anode i) de chaque anode sont calculés en deux étapes :

1. On calcule tout d'abord les trajectoires par un fit linéaire sur les temps de dérive avec, $\forall i, \omega_{DT,i} = 1$. Puis on utilise les distributions des écarts aux trajectoires calculées. L'inverse des résolutions σ_i de chaque distribution devient alors le nouveau poids $w_{DT,i}$ de chaque anode : $w_{DT,i} = \frac{1}{\sigma_i}$. De plus, les positions des spectres (gaussiens) d'écarts au fit sont injectées dans une procédure de convergence automatique pour tous les centrer à 0. La figure 12.4 montre le résultat de cette étape. Les résolutions par anode varient entre 60 et 135 μm (anodes de bord).
2. Ensuite, des valeurs erronées causées par des sauts électroniques du TDC sont éliminées grâce à une nouvelle sélection graphique : les $\omega_{DT,i}$ sont mis à 0 si le signal n'est pas inclus dans la fenêtre rouge de la figure 12.5.

12.1.2.3 Angle - Vitesse de dérive

L'angle θ des fragments est déduit du coefficient directeur a de la droite d'ajustement linéaire de la trajectoire et de la valeur choisie pour la vitesse de dérive V_{drift} :

$$\theta = \text{atan}(a \times V_{drift})$$

Pour le mélange néon, à 400 V/cm, GARFIELD donne $V_{drift} = 42.6 \text{ mm}/\mu\text{s}$ (voir partie 9.3.5.2). Toutefois, cette valeur résulte d'une simulation et doit être ajustée à nos conditions expérimentales. Pour accéder à l'angle absolu des fragments, c'est-à-dire pour ne plus dépendre

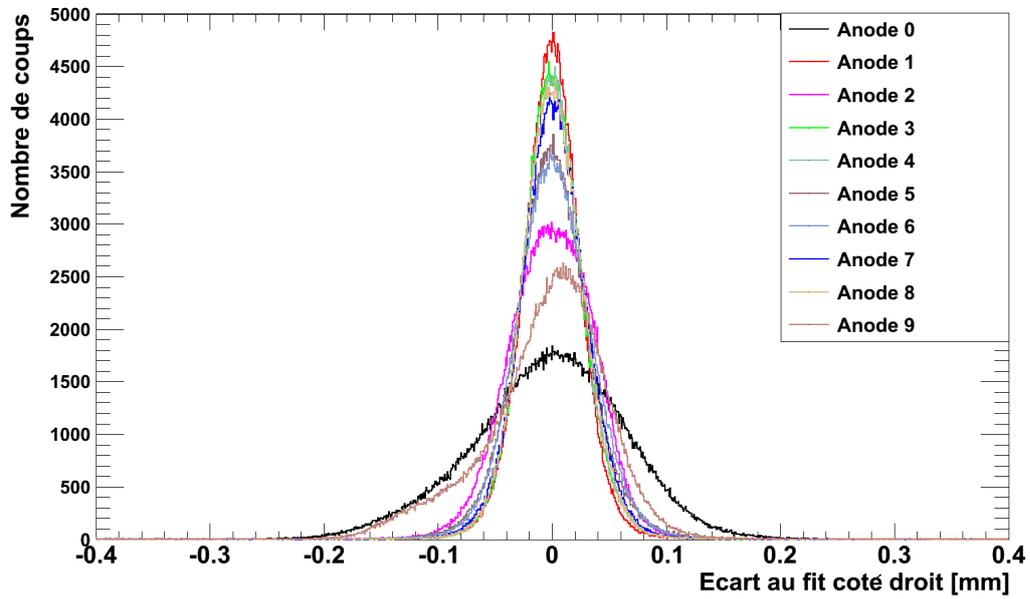


FIGURE 12.4 : Écarts au fit côté droit après la procédure d'alignement.

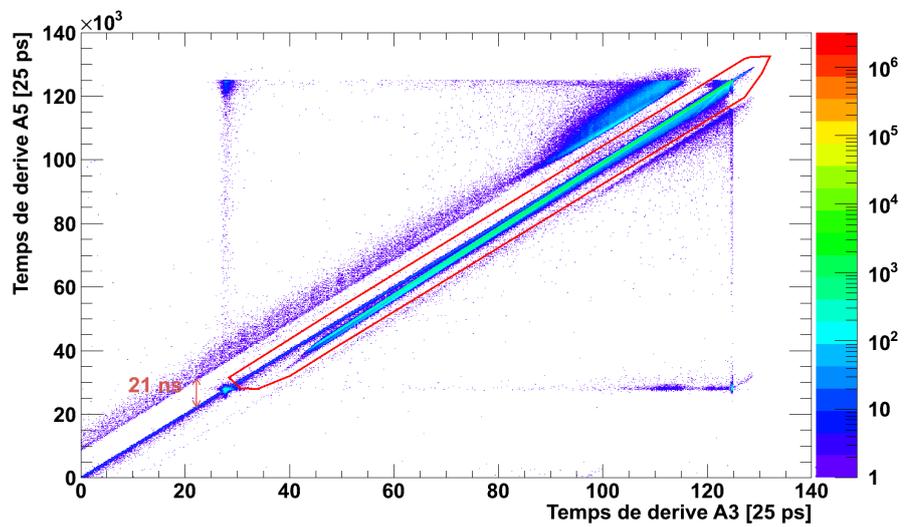


FIGURE 12.5 : Temps de dérive anode 5 en fonction de celui sur l'anode 3. Seule la zone dans la coupure graphique représentée en rouge est correcte. Les deux diagonales en dehors de cette coupure sont certainement dûes à des sauts électroniques du TDC.

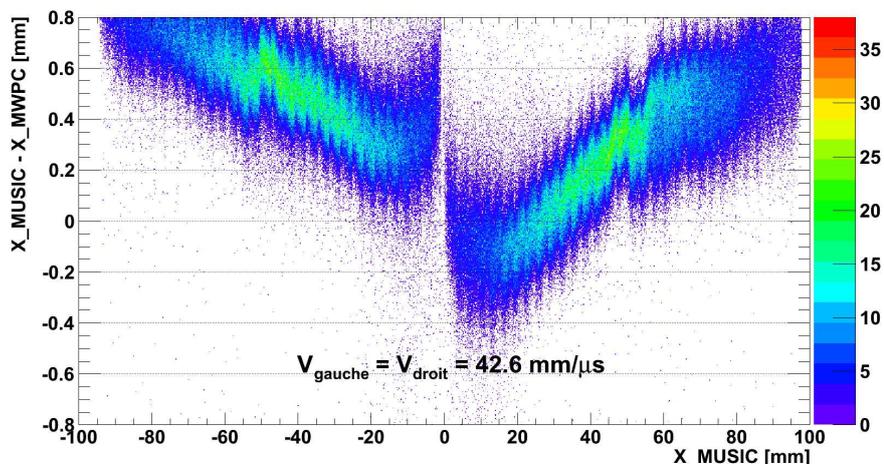


FIGURE 12.6 : Écart entre X_{MWPC} et X_{MUSIC} en fonction de X_{MUSIC} pour les fragments de fissions en utilisant la vitesse de dérive donnée par GARFIELD.

de l'incertitude sur V_{drift} , on utilise la corrélation avec la position donnée par la MWPC 1, qui ne dépend pas de paramètres à ajuster. La figure 12.6 montre l'écart entre la position X dans la MWPC 1 et la position extrapolée à partir des temps de dérive dans la Twin MUSIC au niveau de la MWPC 1 (notée X_{MUSIC} , voir figure 12.2) en fonction de X_{MUSIC} . Les pentes observées sur ce spectre sont corrigées en modifiant la valeur de la vitesse de dérive des deux cotés. Les deux bandes sont positionnées à zéro en ajoutant un offset constant à la position X_{MUSIC} . On obtient alors la figure 12.7.

La figure 12.7 montre un autre effet important de remontée du spectre proche de la cathode ($X_{MUSIC} = 0$), expliqué dans la partie suivante.

12.1.2.4 Correction des petits angles

Lorsque les ions passent très près du centre de la Twin MUSIC, les électrons émis en direction de la cathode peuvent être absorbés par cette dernière si leur énergie cinétique est supérieure à celle donnée par le champ électrique (recombinaison à la cathode). Le maximum du signal se trouve alors décalé et fausse la mesure de la position.

Cet effet peut être corrigé en utilisant le spectre de la figure 12.7 : une fonction de correction est appliquée sur ce spectre pour reproduire la tendance de l'effet de bord observé, et est utilisée pour chaque anode. On corrige ainsi les écarts aux petits angles.

Le résultat est visible sur la figure 12.8. Le saut à ± 50 mm n'a volontairement pas été corrigé car il correspond certainement à un léger défaut de la MWPC 1.

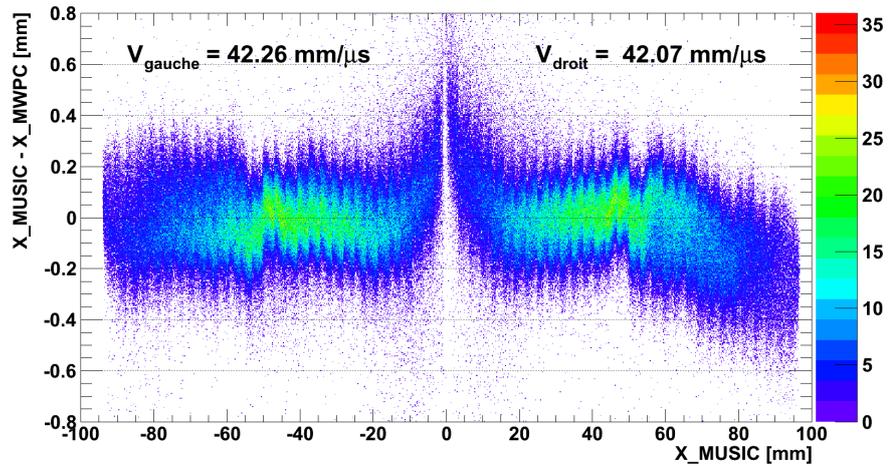


FIGURE 12.7 : Résultats après ajustement des vitesses de dérive (légèrement différentes à gauche et à droite), ainsi que des offsets respectifs. Pour une raison inexplicée, le coté droit n'est pas bien plat sur toute la gamme mais l'effet reste faible.

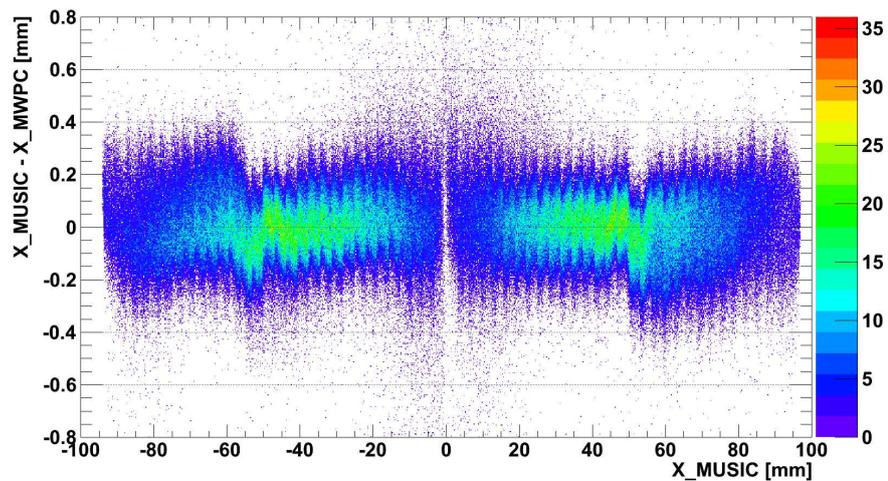


FIGURE 12.8 : Même figure que 12.7 après les corrections aux petits angles grâce à la fonction f (=spline).

12.1.2.5 Incertitude sur la mesure de l'angle

Celle-ci est déduite de l'incertitude sur le coefficient directeur du fit. Elle vaut environ 0.2 mrad (FWHM) pour les deux cotés et est donc largement suffisante par rapport à la valeur requise (voir partie 7.1.4).

Points clefs

Le traitement des signaux Twin MUSIC permet de :

- Mesurer l'énergie déposée par les fragments, qui est étroitement reliée à leur charge nucléaire, car les ions ne possèdent plus de cortège électronique.
- Déduire l'angle des deux fragments grâce à la mesure des temps de dérive sur les 10 anodes et à la calibration de la vitesse de dérive des électrons dans le gaz.

Différentes corrections ont été appliquées pour retrouver l'angle :

- Une calibration des offsets électroniques entre les différentes anodes,
- et une en utilisant la corrélation avec la MWPC 1, placée juste derrière la Twin MUSIC dont la mesure en position absolue permet une mesure très précise de la vitesse de dérive.

La mesure de l'angle est faite avec une incertitude d'environ 0.2 mrad, largement inférieure aux 0.8 mrad requis.

12.2 MWPCs

L'analyse des signaux issus des MWPCs comporte deux grandes étapes :

1. identifier correctement le type d'évènement dans ce détecteur, c'est-à-dire savoir si l'on a affaire à deux fragments ou du faisceau ;
2. reconstruire la position du point d'impact en utilisant les amplitudes sur les pistes à l'aide d'une fonctionnelle appropriée qui reproduit au mieux la forme de la distribution physique.

12.2.1 Identification de l'évènement

Pour ne pas compliquer inutilement l'analyse, il est commode d'utiliser l'identification des évènements déjà réalisée au niveau de la Twin MUSIC qui est particulièrement fiable. Une vérification est faite au niveau des détecteurs MWPCs. Par exemple si deux fragments ont été identifiés dans la Twin MUSIC, on attend évidemment la même chose dans les deux MWPCs.

12.2.1.1 MWPC 1

Pour la MWPC 1, le traitement est assez complexe car le plan de détection en position horizontale (plan des X) est divisé en deux parties (voir partie 10.3.4), ce qui engendre de nombreux cas différents. Par exemple pour deux fragments de fission, on peut avoir :

- les deux touchent un plan différent en X ;
- les deux touchent le même plan en X ;
- un des deux fragments peut interagir proche de la frontière entre les deux plans.

À cela, s'ajoute les cas où les deux fragments sont proches en Y. Les différentes configurations ont été traitées grâce à un algorithme dédié.

12.2.1.2 MWPC 2

Pour cette chambre, le traitement est beaucoup plus simple, car aucun des deux plans n'est divisé. Les positions X et Y sont simplement calculées à partir des deux maximums trouvés sur chaque plan. L'attribution du bon couple de coordonnées (X,Y) est faite en utilisant le mur temps de vol, comme détaillé dans la partie 12.4.2.

12.2.2 Distribution en positions

12.2.2.1 Position horizontale

Pour la mesure des positions, nous avons choisi d'utiliser l'algorithme de sécante hyperbolique dont la validité a été démontrée durant les expériences tests (voir partie 10.6). L'erreur systématique induite est visible dans un spectre des positions figure 12.9 où des trous dans la distribution apparaissent à un pas régulier égal à la largeur d'une piste (3.125 mm).

L'effet de l'écart systématique entre la position reconstruite et la position réelle est encore plus frappant en comparant la position X de la MWPC 1 et celle reconstruite au niveau de détecteur par la Twin MUSIC (voir figure 12.2) comme on le constate figure 12.10, ou est présentée la

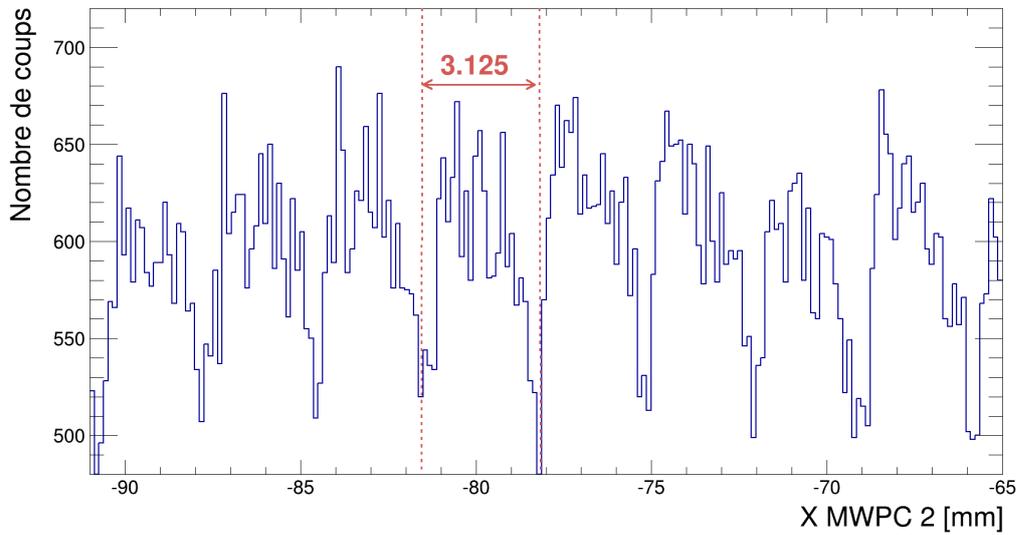


FIGURE 12.9 : Spectre des positions horizontales calculées avec la sécante hyperbolique sur 3 pistes dans la MWPC 2. Des structures régulières de la largeur d'une piste (3.125 mm) apparaissent.

différence de ces deux variables en fonction de la position Twin MUSIC. Des oscillations de période 1 piste apparaissent.

12.2.2.2 Position verticale

La résolution en position verticale est dominée par l'espacement entre les fils d'anodes car c'est à ces endroits qu'ont lieu les avalanches d'électrons. Ce sont donc la position des fils d'anodes que l'on verra principalement ressortir. Elle n'est heureusement pas critique pour mesurer les masses car l'aimant dévie uniquement les particules dans le plan horizontal. La figure 12.11 présente le spectre que l'on obtient en utilisant la sécante hyperbolique sur trois pistes pour la direction Y.

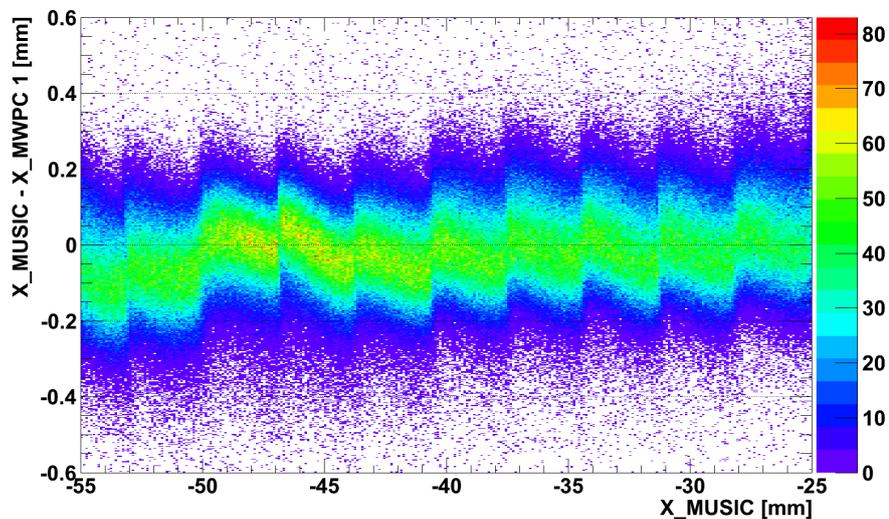


FIGURE 12.10 : Écart entre les positions reconstruites au niveau de la MWPC 1 et de la Twin MUSIC en fonction de la position MUSIC (voir schéma 12.2 pour l'explication). Les oscillations du spectre signent la limite de l'algorithme utilisé (sécante hyperbolique sur 5 pistes ici).

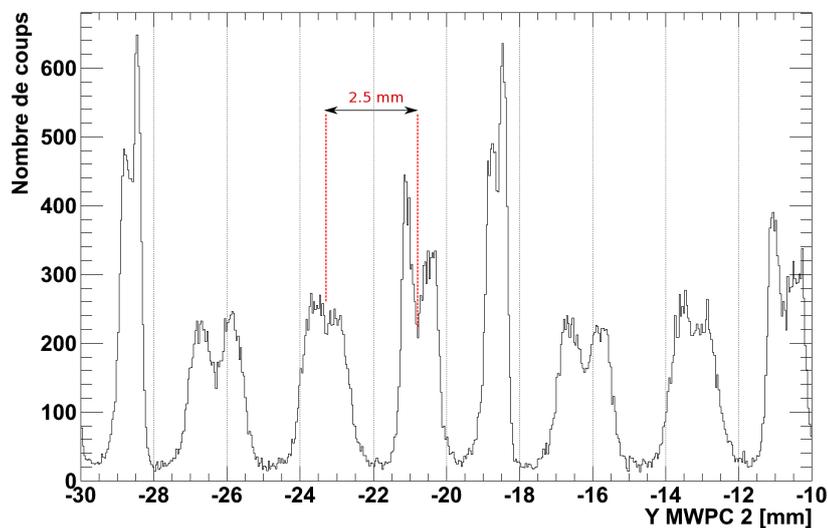


FIGURE 12.11 : Spectre des positions verticales dans la MWPC 2. On constate une structure régulière très découpée, de période 2.5 mm (= espacement des fils d'anodes).

Points clefs

Les signaux des MWPCs sont traités pour filtrer chacun des signaux fragments

La mesure de la position est obtenue en utilisant la distribution en charge sur 3 ou 5 pistes adjacentes

- En X comme en Y, des structures limitant la résolution apparaissent.
- Elles sont dues à l'algorithme de sécante hyperbolique utilisé en X,
- et en Y, d'avantage au fait que les avalanches soient localisées près des fils d'anodes qui sont parallèles aux pistes.

12.3 Temps de vol (ToF)

Nous rappelons que l'utilisation de TACs était impossible à cause du nombre de différences de temps auxquelles il fallait procéder (112). Un TDC tirant bénéfice d'un nouvel algorithme haute résolution, le Wave Union, a été codé sur des FPGAs. La résolution finale est donnée à environ 18 ps FWHM sur chacune des voies de TDC. Cette partie explique comment les temps de vol et les positions dans les scintillateurs sont obtenues à partir des données codées par ce TDC.

12.3.1 Mesure de temps dans le TDC

La mesure de temps ultra-précise du TDC est obtenue en combinant deux valeurs : un temps précis FT (pour fine time) en unité de picosecondes, et un temps CT (pour coarse time) d'unité 5000 ps. Le FT est compté modulo le CT entre deux instants, start et stop.

La mesure de FT se fait grâce à l'algorithme de Wave Union qui permet de dénombrer le nombre de bascules qui ont changé d'états dans un FPGA. Ce nombre doit donc être converti en unité de temps (ps) pour pouvoir être exploitable. Cette conversion est faite en utilisant des spectres tels que celui de la figure 12.12, qui ont été obtenus en utilisant un pulser pour générer des signaux de start et stop (décorrélés des fréquences des horloges), et qui représentent le nombre de coups enregistrés par canal (soit la différence de temps entre le start et le stop au sein d'un même CT). La distribution est inhomogène ce qui montre que les largeurs de canaux peuvent être sensiblement différentes (où autrement dit, que la durée nécessaire pour le changement d'état d'une bascule est variable d'une cellule à une autre). Pour réduire la sensibilité des mesures de temps à ces différences de largeur, il faut, dans un premier temps, faire une conversion proportionnelle en utilisant, le spectre 12.12 qui s'étend sur 5000 ps (période du CT) :

$$FT (ps) = 5000 \times \frac{\sum_0^{bin} \text{spectre}}{\sum_0^{bin_{max}} \text{spectre}} \quad (12.1)$$

avec "bin" = le numéro du canal enregistré lors de la mesure de temps, et "bin_{max}" = dernier bin $\neq 0$ (environ 900 sur la figure 12.12).

Le spectre intégré a une forme en escalier comme le montre la figure 12.13a. La tendance est désormais plus uniforme mais la figure 12.13b, montre que certaines marches entre deux bins consécutifs (667 à 668 par exemple) ont une largeur importante. Cet écart est un résidu des grandes différences de largeurs de deux bins consécutifs du spectre 12.12. Pour lisser cet effet on recalcule le temps en utilisant l'équation 12.2 qui utilise un coefficient aléatoire, R, compris entre -0.5 et 0.5.

$$\begin{cases} FT [ps] = FT_i + R \times (FT_{i+1} - FT_i) & \text{si } R > 0 \\ FT [ps] = FT_i - R \times (FT_i - FT_{i-1}) & \text{si } R < 0 \end{cases} \quad (12.2)$$

où FT_i représente le temps précis mesuré au canal i, converti en picosecondes grâce à l'équation 12.1.

Finalement, le temps physique sur un évènement est obtenu avec l'équation suivante :

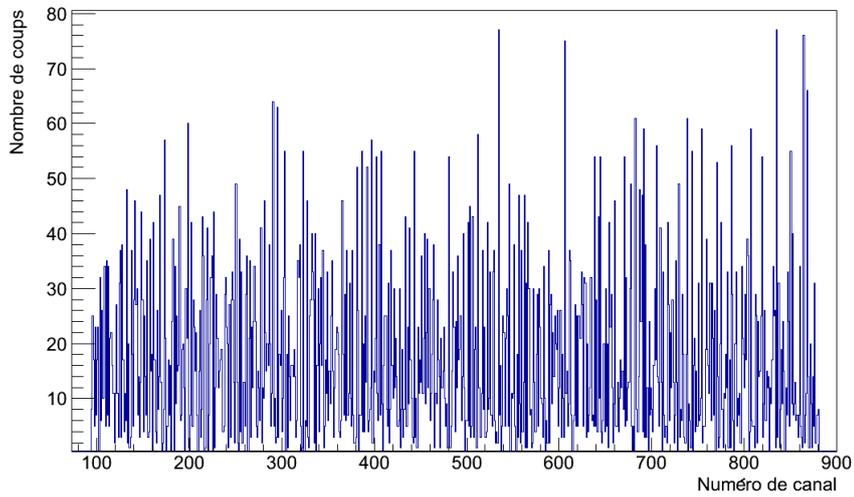
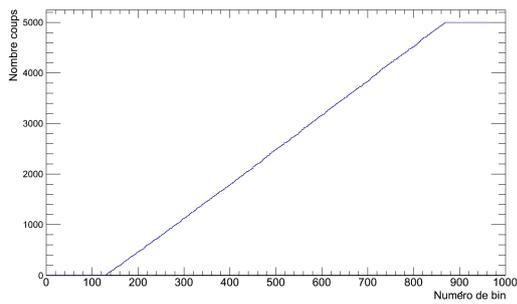
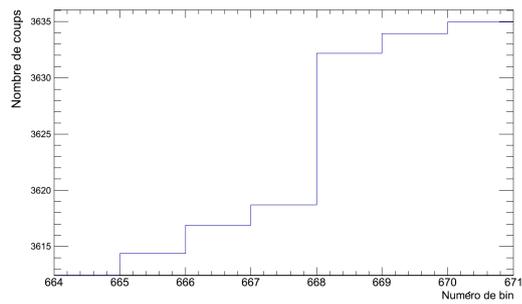


FIGURE 12.12 : Nombre de coups enregistrés en fonction du numéro de bin. Le spectre est obtenu à l'aide d'un pulser qui permet d'obtenir une différence de temps. On voit que tous les bins n'ont pas la même largeur car certains sont plus peuplés que d'autres.



(a) Vue d'ensemble



(b) Zoom.

FIGURE 12.13 : Spectre de type 12.12 converti en pico-secondes grâce à l'équation 12.1

$$temps_{physique} [ps] = 5000 \times CT + FT (ps) \quad (12.3)$$

12.3.2 Temps de vol des fragments

À un offset près, on obtient ensuite le temps de vol d'un fragment en utilisant l'équation 12.3. Pour chaque scintillateur, une moyenne des temps mesurés sur chacun des deux PMTs associé est faite pour s'affranchir de la position longitudinale du fragment. En effet, le temps mesuré augmente et diminue de la même quantité sur les deux PMTs si la position d'impact change dans le sens de la longueur. On mesure finalement le temps grâce à l'équation :

$$tof [ps] = \frac{(temps_{stop-haut} + temps_{stop-bas})}{2} - \frac{(temps_{start-gauche} + temps_{start-droit})}{2} \quad (12.4)$$

où les $temps_{a-b}$ sont calculés grâce à l'équation 12.3.

12.3.3 Position dans les scintillateurs du stop

La mesure de la position verticale dans les scintillateurs du mur temps de vol est importante pour attribuer le bon couple de coordonnées à la MWPC 2. Cette position est donnée par l'équation 12.5. Sa conversion en mm n'est pas indispensable.

$$position_{stop} [ps] = 0.5 \times (temps_{stop-haut} - temps_{stop-bas}) \quad (12.5)$$

La figure 12.14 illustre la bonne corrélation entre la position verticale calculée dans un scintillateur (le numéro 8) et celle calculée avec la MWPC 2. L'effet de walk se manifeste par une déformation de la diagonale, qui augmente à mesure que l'on se rapproche des bords de la distribution.

Résolution en position estimée

La figure 12.15 montre que pour une position Y fixée dans la MWPC 2 à $\pm 500 \mu m$ (qui sert donc de référence), celle dans le scintillateur possède une largeur de 2 mm sigma (notée σ_{tot}) environ. En considérant que la position Y de la grande MWPC est résolue à $\frac{2.5 \text{ mm}}{\sqrt{12}} \simeq 0.7 \text{ mm} = \sigma_{Y-MWPC}$, on peut déterminer la résolution intrinsèque en position du scintillateur :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{Y-MWPC}^2 + \sigma_{scintillateur}^2 + \frac{1000^2}{12}$$

d'où on extrait la valeur de la résolution en position dans le scintillateur $\sigma_{scintillateur}$:

$$\sigma_{scintillateur} = 1.85 \text{ mm}$$

soit une valeur de 4.3 mm environ à mi-hauteur.

La résolution n'est donc pas très bonne mais elle est cependant largement suffisante pour attribuer les bons couples (X ; Y) dans la MWPC 2.

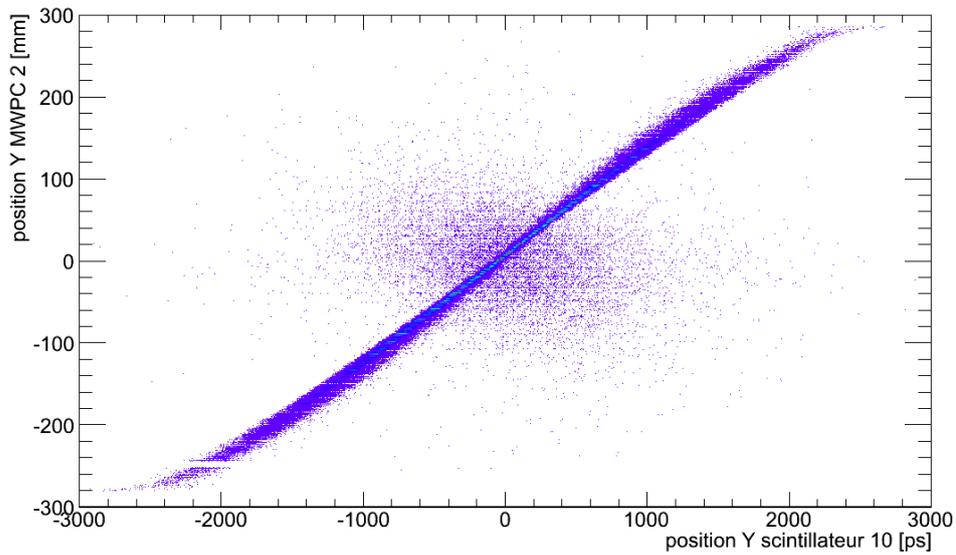


FIGURE 12.14 : Corrélation entre la mesure verticale de la position donnée par la MWPC 2 et celle donnée par le scintillateur 8. Le trou en Y MWPC aux alentours de -250 mm est un défaut de détecteur.

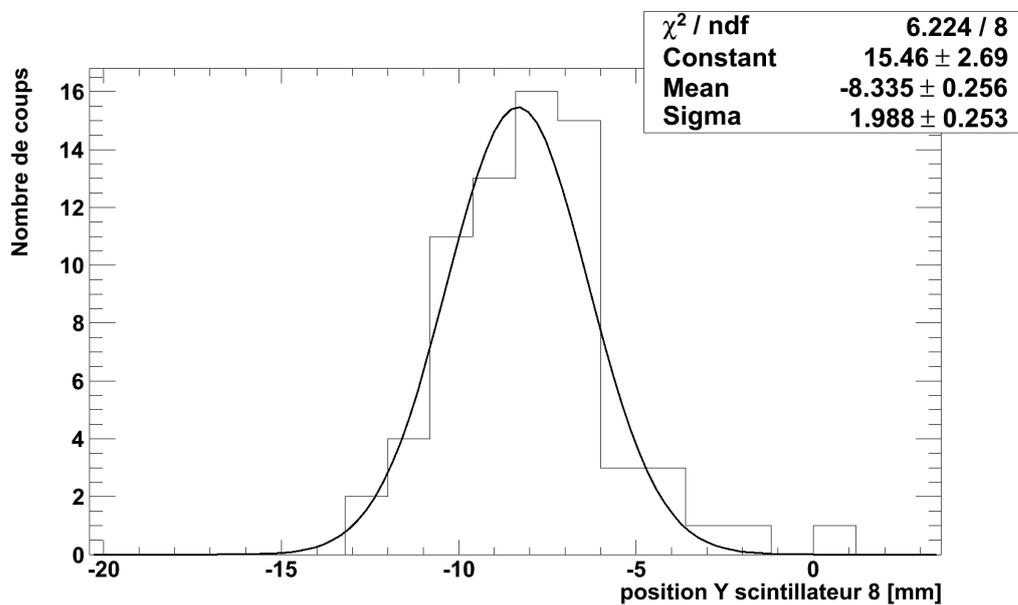


FIGURE 12.15 : Spectre de la position verticale dans le scintillateur 8 pour une position Y MWPC 2 variant de 0 à 1 mm.

Points clefs

Les signaux temps de vol sont déduits des informations enregistrées par le TDC

- Ce temps est codé grâce à deux horloges, une précise et une globale.
- Ces données doivent être traitées de façon appropriée pour permettre un étalonnage précis.

La résolution en position dans les scintillateurs est estimée grâce à la corrélation avec la MWPC 2

- Une valeur de 4.3 mm FWHM est trouvée.

12.4 Trajectographie

Ce chapitre présente des spectres en rayon de courbure des ions, calculés grâce aux positions horizontales et à l'angle données par les MWPCs et la Twin-MUSIC. Une très légère correction est apportée pour corriger des effets non-physiques. Notons que toutes les distances entre les détecteurs mesurées durant l'expérience ont été considérées comme exactes. Un positionnement précis des détecteurs a donc été crucial pour cette expérience (à moins de 5 mm pour les grandes distances).

12.4.1 Distributions en ρ et ajustements des angles

À partir des calculs de trajectoire on mesure le rayon de courbure ρ des fragments, ainsi que les longueurs de trajectoires.

12.4.1.1 Résolution en ρ

La figure 12.16 montre la distribution en ρ du faisceau primaire. On distingue nettement les trois états de charge de l' ^{238}U . Les résolutions des trois pics sont présentées dans le tableau 12.1.

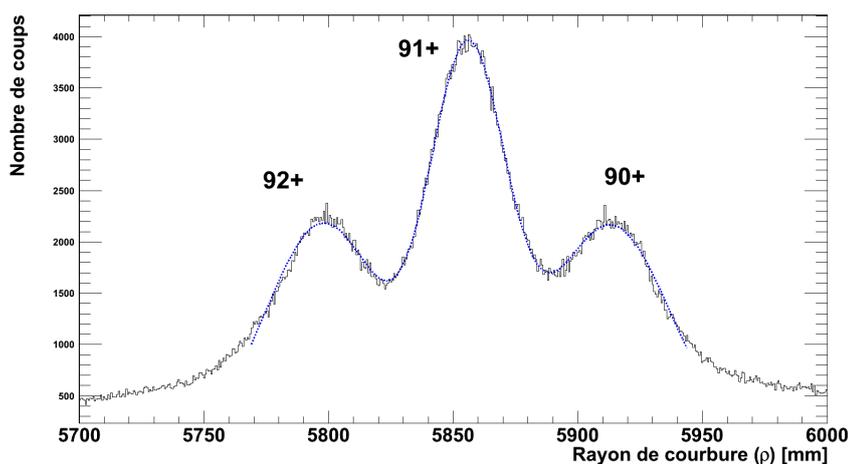


FIGURE 12.16 : Rayon de courbure (ρ) du faisceau primaire. Les positions des trois états de charge sont indiquées. On constate que le 91+ domine la statistique.

	90+	91+	92+
Résolution relative FWHM (%)	0.9	0.6	0.9
Taux (%)	31	37.5	31.6

TABLE 12.1 : Résumé des valeurs en ρ trouvées grâce au spectre de la figure 12.16

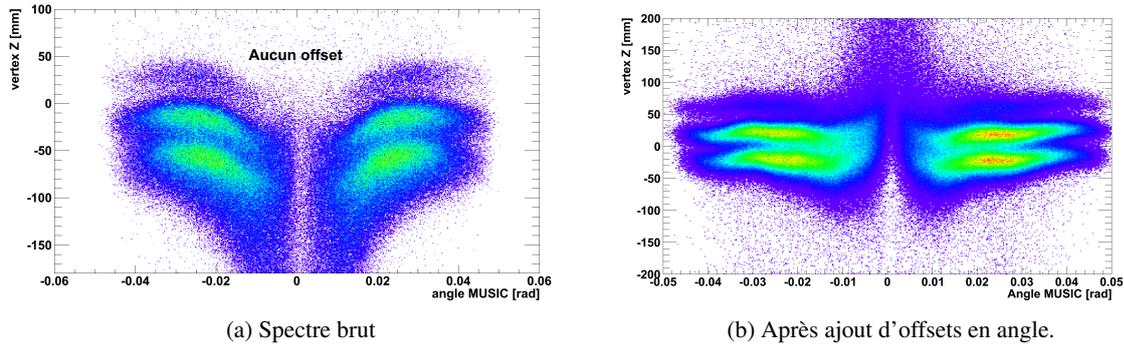


FIGURE 12.17 : Vertex Z reconstruit en fonction de l'angle MUSIC mesuré

12.4.1.2 Le problème des offsets en angle

Les détecteurs comme leur positionnement ne sont jamais parfaits. Comme les mesures sont faites avec une très bonne résolution, les moindres défauts de placement apparaissent.

Une façon pratique de constater le décalage en angle est de comparer le vertex de fission longitudinal Z reconstruit avec les positions mesurées des plateaux de la cible active. Sans offset, on constate que, non seulement les positions des plateaux de la cible active sont décalées de -15 mm environ, mais qu'une dépendance du vertex calculé en angle assez forte existe (figure 12.17). En ajoutant un offset sur la différence des angles ($\Delta\theta' = \Delta\theta + \theta_{offset}$), la dépendance peut être pratiquement annulée.

Pour conclure sur le sujet, même s'il apparaît clairement qu'un décalage en angle existe entre les deux cotés de la Twin MUSIC, il semble que l'ajout de ces offsets jouent assez peu sur la résolution en masse finale. Une correction en angle peut de toute façon être directement appliquée sur les masses si nécessaire.

12.4.2 Attribution de l'ensemble des coordonnées d'un fragment

Notre expérience permet de détecter les deux fragments de fission en coïncidence. Leurs positions dans les détecteurs MWPCs sont mesurées, mais sans corrélation entre le X et le Y de chaque fragment. En conséquence, chaque MWPC ne fournit que 2 valeurs de X et 2 de Y sans corrélation entre elles. Dans la MWPC 1, la coupure physique du détecteur permet de ne pas attribuer le X du fragment 1 avec le Y du fragment 2. Pour la MWPC 2, qui n'est pas divisée, on utilise la corrélation avec le mur temps de vol qui est lui scindé en 28 parties (les scintillateurs) horizontales. Enfin, on fait correspondre les coordonnées du fragment passé à gauche dans la MWPC 1 avec celles données par la MWPC 2 en utilisant le fait que l'aimant ne dévie que dans la direction horizontale. Le fragment qui est le plus haut dans la MWPC 1 doit également l'être dans la MWPC 2.

Points clefs

La trajectoire des fragments est calculée :

- Elle montre une qualité de reconstruction en rayon de courbure excellente.

Les coordonnées des fragments sont correctement attribuées :

- D'une part, en utilisant la corrélation entre la MWPC 2 et le mur temps de vol.
- D'autre part, en utilisant le fait que les fragments ne peuvent pas se croiser dans la direction verticale durant leur parcours.

12.5 Accès à la charge nucléaire des fragments

Cette partie détaille la méthode employée pour identifier les charges des fragments de fission avec la meilleure résolution possible.

Pour cela, on utilise essentiellement la somme des signaux énergie issus des dix préamplificateurs de charge de la Twin MUSIC, préalablement traités comme détaillé dans la partie 12.1. Une très forte dépendance de ces signaux avec la vitesse des fragments est d'abord corrigée. Des corrections mineures permettent ensuite d'atteindre la résolution en charge maximale.

12.5.1 Corrections de l'énergie

Les corrections de l'énergie en fonction des différents paramètres ont toutes été appliquées pour les fissions d'intérêt, c'est-à-dire celles qui ont lieu dans la cible active. En dehors, des corrections légèrement différentes ont dû être implémentées pour ne pas dégrader la résolution finale en charge.

12.5.1.1 En vitesse

Aux énergies relativistes d'environ 600 A.MeV, à cause de la répulsion coulombienne à la fission (environ 80 MeV d'énergie cinétique par fragment), un noyau d' ^{132}Sn possède une énergie d'environ 557 A.MeV ou 646 A.MeV selon qu'il est émis à un angle de 180° ou de 0° respectivement dans le laboratoire. On voit sur la figure 12.18 que la gamme couverte par le recul de fission seul fait varier le dépôt d'énergie d'un fragment lourd dans le néon d'environ $\pm 3\%$.

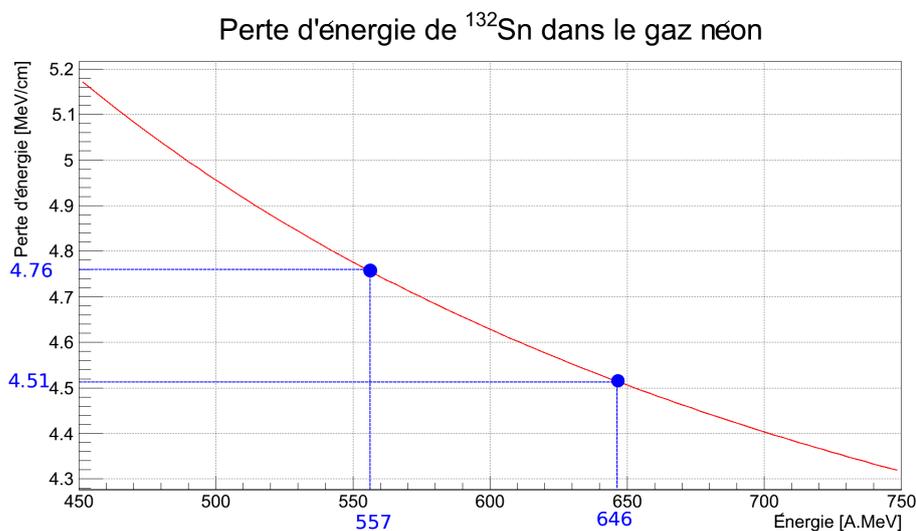


FIGURE 12.18 : Perte d'énergie par cm de l' ^{132}Sn dans du néon en fonction de son énergie par nucléon dans le laboratoire. Les positions des énergies correspondantes aux reculs de fission sont indiquées.

Dans les données, figure 12.19a, cette valeur devient $\pm 5\%$ car la fission peut avoir lieu à

des endroits variables dans un des 3 plateaux de la cible active, ce qui élargit également la distribution en vitesse des fragments. Cette dépendance en vitesse a donc été corrigée comme présenté sur les spectres de la figure 12.19.

12.5.1.2 En position horizontale près de la cathode

On constate ensuite que, pour une charge donnée, le dépôt d'énergie diminue lorsque le fragment s'approche près de la cathode (figure 12.20). Cette chute est attribuée à la recombinaison d'un certain nombre d'électrons d'ionisation à la cathode (voir partie 12.1.2.4).

12.5.1.3 Corrections de diaphonie (cross-talk)

Une dépendance inhabituelle est apparue, due à des effets de diaphonie entre les cotés gauche et droit de la Twin MUSIC. Nous avons en effet constaté (voir figure 12.21) que, lorsque du faisceau primaire passe d'un côté de la Twin MUSIC, un signal de faible amplitude, mais tout de même mesurable est observé sur les anodes du côté opposé. Ce défaut apparaît également avec les fragments de fission et détériore la résolution en énergie.

Cette dépendance est attribuée au signal induit par les électrons durant leur dérive vers la grille de Frisch qui est "vu" par la grille du côté opposé via la connexion commune à la masse.

L'amplitude du signal induit sur le côté B par un fragment passant du côté A augmente avec la charge du fragment qui est passé côté A, avec le temps de dérive de ce fragment (l'amplitude augmente avec la distance parcourue), et lorsque la différence entre les temps de dérive de A et B est petite.

La correction est ici un peu délicate car elle n'est pas proportionnelle à l'énergie. Une solution (mon choix) est de corriger séparément chaque bande d'énergie par sa propre fonctionnelle. Cette méthode donne de bons résultats, mais est assez fastidieuse. Une solution alternative est de trouver une fonction simple dont les paramètres varient en fonction de l'énergie.

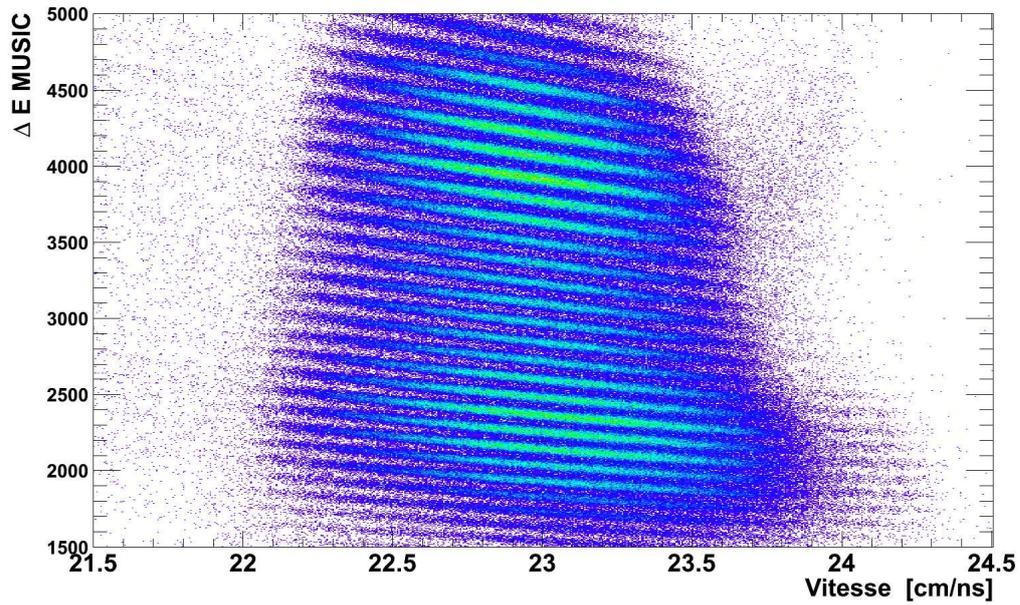
12.5.1.4 Correction en position verticale (Y MWPC)

Une dernière dépendance assez faible pour l'énergie a été observée en fonction de la position verticale Y. On peut voir sur la figure 12.23 que les bandes en énergie remontent lorsque l'on s'approche des extrémités de la distribution.

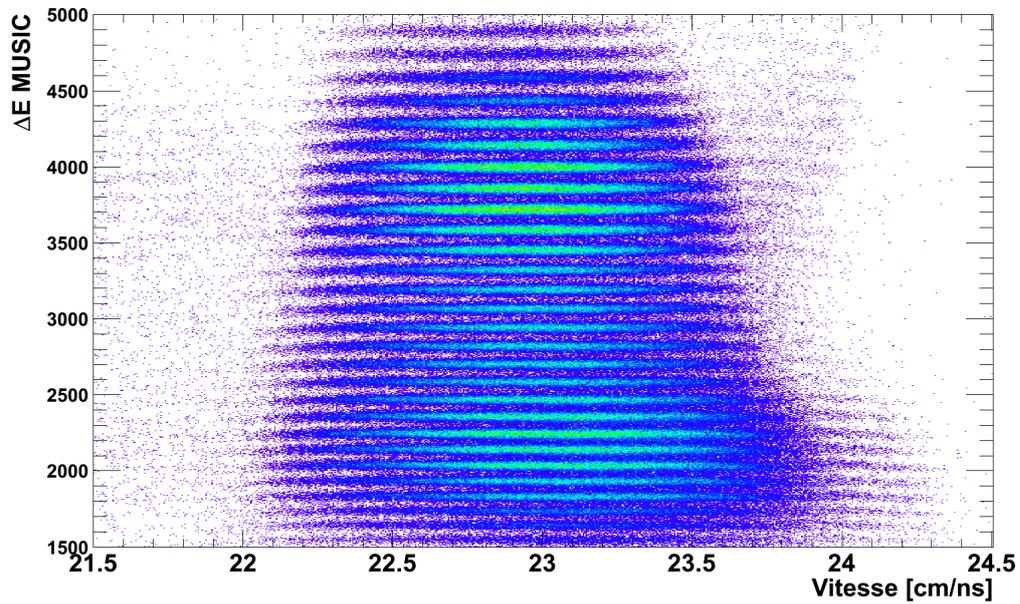
12.5.2 Calibration du mur temps de vol

Les offsets en temps δt_i des 28 scintillateurs (i) du mur temps de vol sont déterminés grâce à des runs de balayage du mur par le faisceau primaire (en changeant la valeur du champ dans ALADIN). Deux runs à différentes énergies faisceau sont en principe nécessaires car les longueurs de trajectoire L_i sont également connues à un offset δL_i . Ceux-ci ont cependant été supposés égaux à zéro pour des raisons pratiques car nous avons une bonne confiance dans nos mesures de distances à ± 5 mm environ.

Un seul run de balayage suffit alors pour déterminer les δt_i en utilisant l'équation suivante :



(a) Spectre brut de l'énergie déposée dans la Twin MUSIC en fonction de la vitesse. Une anti-corrélation très nette est observée.



(b) Après correction

FIGURE 12.19 : Dépendance de l'énergie déposée dans la Twin MUSIC en fonction de la vitesse, avant (a) et après (b) correction (coté gauche de la Twin MUSIC).

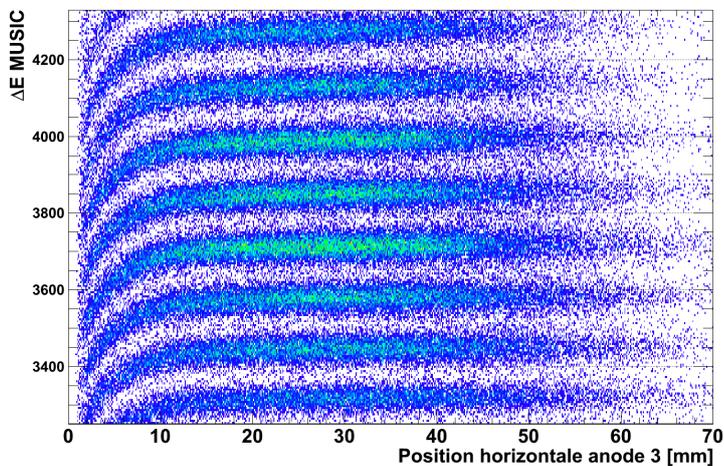


FIGURE 12.20 : Énergie des signaux Twin MUSIC en fonction du temps de dérive mesuré dans ce détecteur (sans correction). On constate une forte chute des amplitudes proche de la cathode dû à un effet d'absorption des électrons proche de la cathode, surtout visible sur les 10 premiers mm de dérive.

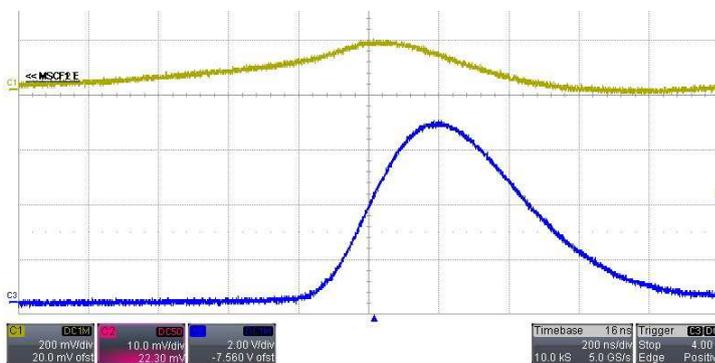


FIGURE 12.21 : Mise en évidence de l'effet de diaphonie dans la Twin MUSIC grâce au faisceau primaire. Les signaux sont les sorties énergies de l'amplificateur spectroscopique enregistrés à l'oscilloscope. En bleu, on voit le signal d'une anode située du côté où est passé le faisceau primaire. Ce signal a la forme et l'amplitude attendue. Le signal jaune est celui d'une anode du côté opposé. Ce dernier commence à monter, lentement, 600 ns environ avant le signal bleu. Le rapport des amplitudes est ici de $\sim 3\%$.

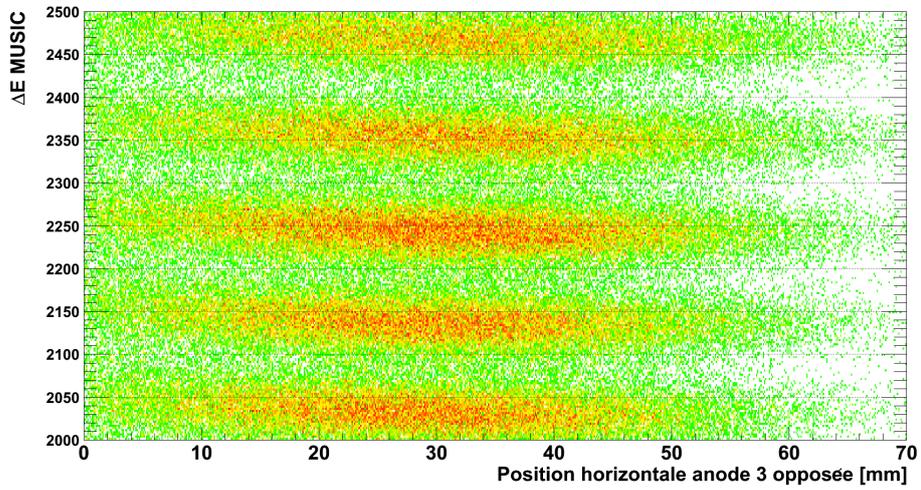


FIGURE 12.22 : Visualisation de l'effet de diaphonie : les signaux côté gauche dépendent de la position horizontale du coté droit (et inversement).

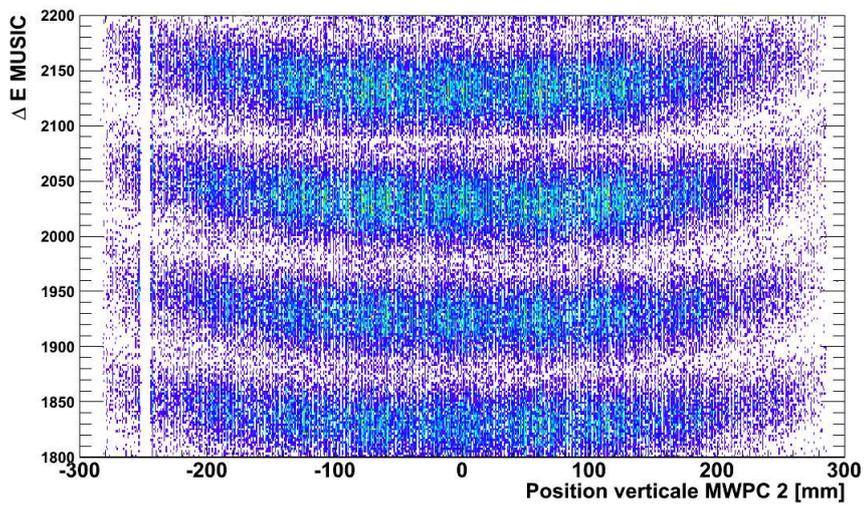


FIGURE 12.23 : Énergie Twin MUSIC en fonction de la position verticale dans la MWPC 2.

$$v_{PB} = \frac{L_i}{tof_i + \delta t_i} \quad (12.6)$$

avec v_{PB} = vitesse du faisceau primaire (fournie par le logiciel de simulation LISE). Cependant cette méthode ne s'est pas avérée aussi efficace que prévue en raison de l'effet de walk important généré par la grande différence des dépôts d'énergie du faisceau primaire et des fragments dans les scintillateurs. En effet, si les énergies PMTs ont été enregistrées dans le but de corriger cet effet, la précision requise est simplement hors d'atteinte. Ces problèmes seront exposés lors de la reconstruction en masse. Pour vérifier que les δt_i sont corrects, on peut regarder un spectre des énergies corrigées (de la vitesse au moins), en fonction de la position horizontale dans la MWPC 2 (qui est corrélée au numéro de scintillateur). Si les δt_i sont mal ajustés, un décalage apparaît entre les bandes en énergie d'un scintillateur à un autre comme le montre la figure 12.24. Il est préférable de faire cet ajustement avant les corrections de cross-talk qui sont un peu délicates.

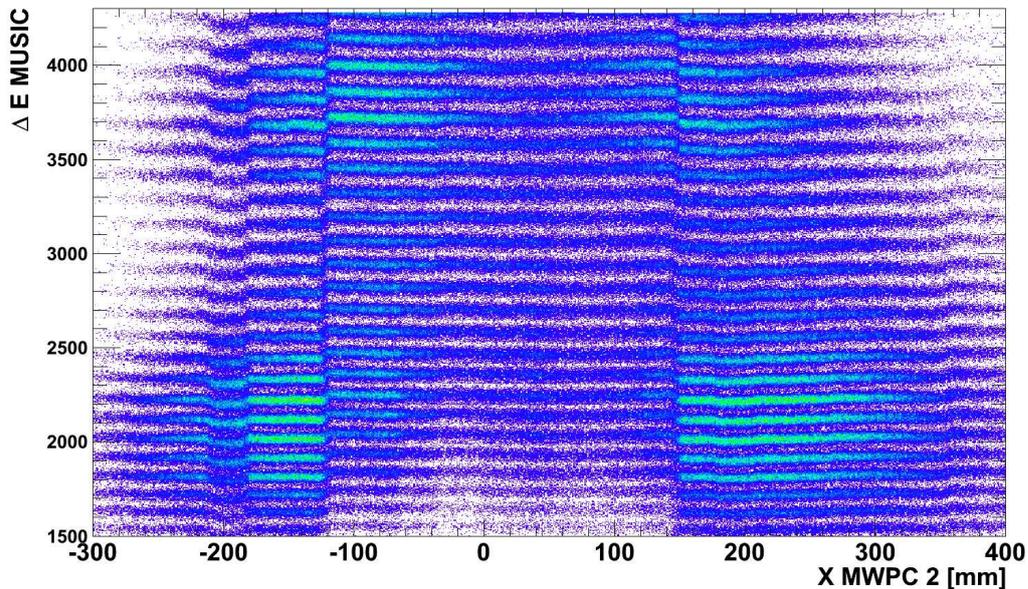


FIGURE 12.24 : Énergies en fonction de la position horizontale dans la MWPC 2. On constate que des bandes en énergie des différents scintillateurs (qui occupent chacun environ 32 mm en X) sont décalées entre elles. Un ajustement manuel des δt_i permet de corriger ce problème.

12.5.3 Passage de E à Z

Cette étape suppose que toutes les corrections des dépendances de l'énergie en fonction des différents paramètres ont été faites.

Chaque bande en énergie correspond à un numéro atomique Z que l'on cherche à calibrer. Les étapes sont les suivantes :

1. Par l'intermédiaire d'un polynôme d'ordre 2, on transforme les canaux ADC des gaussiennes en charge, à un offset près (figures 12.25a et 12.25b).
2. Les offsets en charge des différents scintillateurs sont trouvés en utilisant les données (charge 52 la plus produite, voir [Donzaud 98], ainsi que l'effet pair-impair (charges paires d'avantage produites que leurs voisines).
3. On vérifie enfin que chaque scintillateur est correctement calibré en sommant les charges associées avec celles du second fragment pour les fissions dans la cible active. En effet, sous cette condition, les fissions électromagnétiques de basse énergie, pour lesquelles la somme des charges des fragments est égale à celle du système fissionnant (92 ici), prédominent par rapport aux différentes fissions nucléaires (somme des charges inférieures à 92). Si l'offset du scintillateur sélectionné est correct, le spectre présente un pic important à $Z_1 + Z_2 = 92$ comme dans la figure 12.26.

12.5.4 Soustraction de la contribution nucléaire

La sélection des fissions dans la cible active englobe les fissions électromagnétiques (e.m.) comme nucléaires. Ces dernières sont soustraites en deux étapes :

1. Sélection des fissions pour lesquelles la somme des charges mesurée vaut 92.
2. Suite à cette première sélection, on soustrait une composante correspondante aux fissions où seuls des neutrons ont été émis suite à une interaction nucléaire. Pour cela, on utilise les fissions dans des matériaux légers ou seules des fissions d'origines nucléaires peuvent avoir lieu.

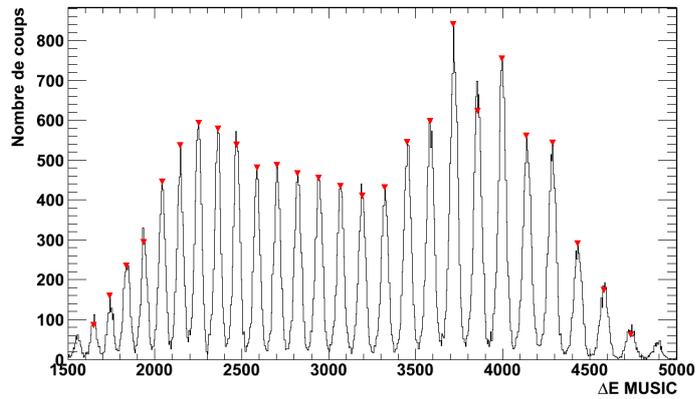
12.5.4.1 Sélection des fissions conservant la charge du faisceau

La fission induite par excitation coulombienne porte le noyau à des énergies maximales de 20 MeV environ et aucun proton ne sera émis (l'évaporation neutron ou la fission évacuent l'énergie disponible). Pour supprimer les fissions où la charge du faisceau n'est pas conservée (c'est-à-dire les fissions nucléaires), on impose une coupure graphique sur la bande $Z_1 + Z_2 = 92$ du spectre de Z_1 en fonction de Z_2 , comme montré figure 12.27a. Différentes zones apparaissent nettement comme on le voit sur le zoom, figure 12.27b.

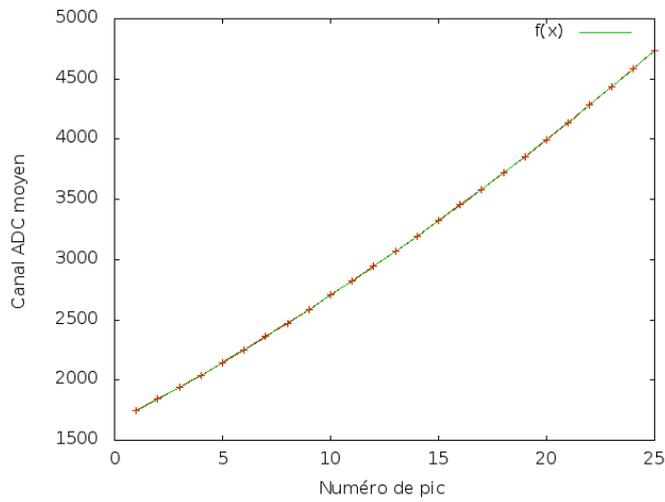
Notons que lorsqu'un proton est émis lors d'une interaction nucléaire, son dépôt d'énergie dans la Twin MUSIC est suffisamment faible pour être négligé et ne modifie pas les amplitudes des signaux des deux fragments de fission.

12.5.4.2 Soustraction des fissions où seuls des neutrons ont été enlevés suite à une interaction nucléaire

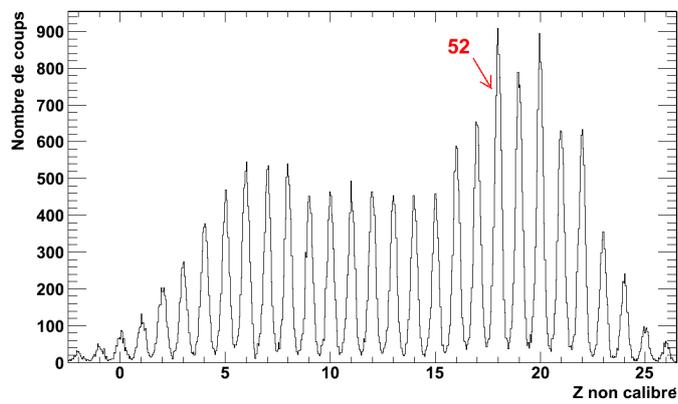
La sélection en charge décrite dans le paragraphe précédent permet de supprimer la totalité des fissions pour lesquelles la charge du noyau incident n'est pas conservée (92 ici). Cette condition n'est toutefois pas suffisante car pour certaines interactions nucléaires périphériques, seuls



(a) Spectre en énergie pour le plastic 10 (coté gauche).



(b) Position des pics en fonction de leur numéro. La courbe d'ajustement (polynôme d'ordre 2), en vert, suit parfaitement la tendance.



(c) Spectre en charge obtenu après la conversion. Le pic le plus produit correspond à la charge 52.

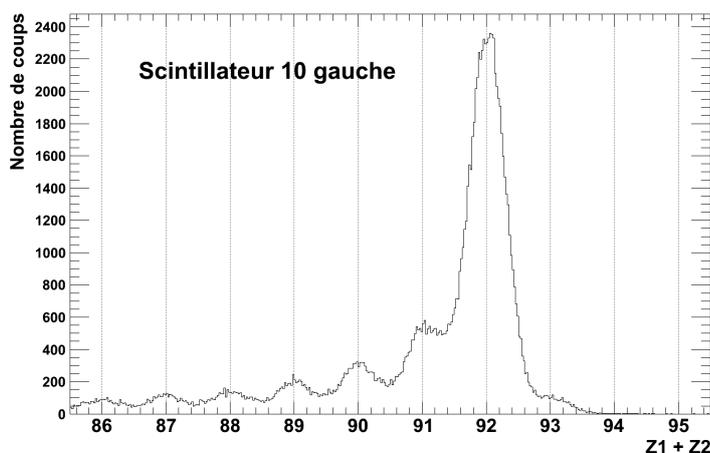


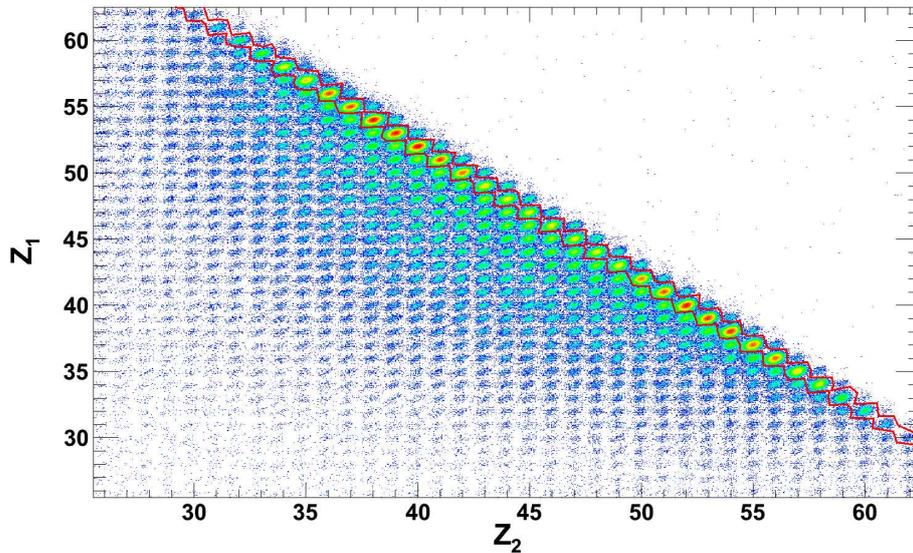
FIGURE 12.26 : Somme des charges des deux cotés de la Twin MUSIC pour un scintillateur et pour les fissions dans la cible active. On voit que l’offset en charge est correct car le pic principal est bien situé à 92.

des neutrons peuvent être enlevés (au moment de la réaction d’abrasion) ou émis (pendant la désexcitation). Ces cas conduisent à la fission sans émission de protons et ne sont donc pas identifiables événement par événement dans notre analyse.

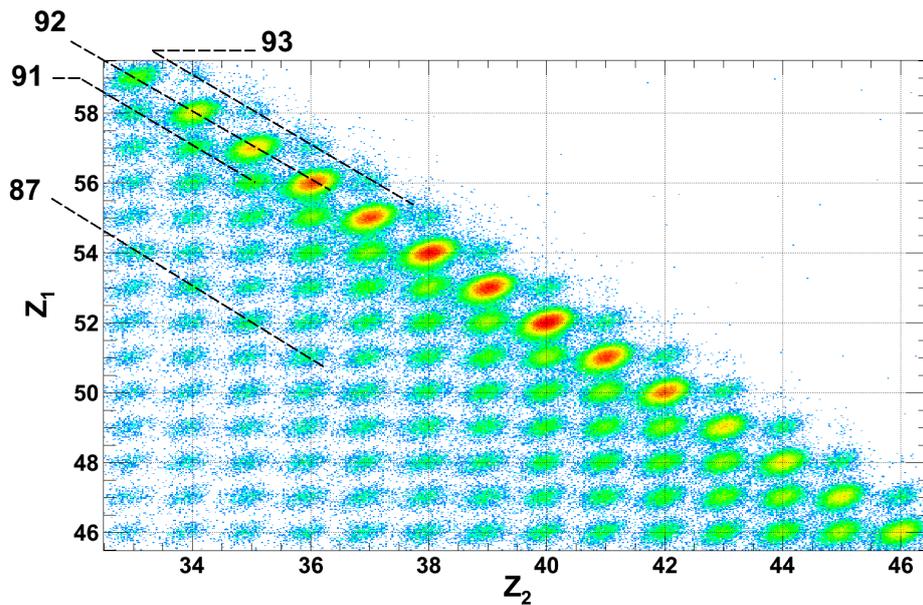
La soustraction de ces fissions à haute énergie d’excitation se fait en utilisant les fissions dans les matériaux de numéro atomique faible ($\ll 35$) où la fission ne peut être induite que par une interaction nucléaire (section efficace de fission e.m. trop faible).

La méthode est la suivante :

1. En imposant la fission dans la cible active, on additionne les distributions en charge des deux fragments conditionnées par la coupure graphique qui impose $Z_1 + Z_2 = 92$ (spectre noir figure 12.29a). Dans ce spectre, il existe des événements qui n’ont pas fissionné à basse énergie mais que l’on ne voit pas, car seuls des neutrons ont été émis. La soustraction de ces événements se fait en utilisant le spectre, également conditionné par la somme des charges valant 92, des fissions induites dans des matériaux légers (anodes en aluminium et fenêtre de la MUSIC 2 en verre (voir schéma en annexe A), notées fissions MUSIC2-anodes). Ces fissions sont donc le résultat d’une interaction nucléaire pour lesquelles la charge du noyau fissionnant est tout de même égale à 92 (spectre rouge figure 12.29a).
2. La méthode de la soustraction expliquée à l’étape 1 ne peut être appliquée que si les probabilités de réaction entre les fissions induites dans les matériaux légers et celles induites dans les cathodes de la cible active sont les mêmes. Ce n’est évidemment pas le cas, notamment à cause des différences entre les épaisseurs de matière. Pour mettre le spectre des fissions nucléaires à l’échelle de celui des fissions induites dans les cathodes de la cible active, on va utiliser et vérifier l’hypothèse de “limiting fragmentation regime” [Benecke 69] qui indique que les proportions de résidus d’évaporation produits lors d’une interaction nucléaire sont les mêmes quelle que soit la cible. Ainsi, en superposant le spectre de la



(a) Corrélation entre les charges des fragments pour les fissions issues de la cible active. Le trait rouge correspond à la coupure graphique $Z_1 + Z_2 = 92$.



(b) Zoom du spectre 12.27a (sans le cut graphique). On distingue nettement les lignes formées par $Z_1 + Z_2 = K$ ($=$ constante), indiquées par des traits pointillés sur la figure. La ligne $K = 92$ est la plus peuplée et signe les fissions électromagnétiques. La ligne $K = 93$ correspond à la transformation d'un neutron en un proton dans le système fissionnant lors d'une réaction d'échange de charge (certainement dans la cible). Pour les autres lignes, des protons se sont évaporés avant la fission car la somme des charges est inférieure à 92 ; ces événements font suite à une interaction nucléaire dans la cible.

FIGURE 12.27 : Méthode de la sélection en charge des fissions de basses énergie en utilisant la propriété de la conservation de la charge du système fissionnant.

	Nombre total de fissions	% fissions telles que $Z_1 + Z_2 = 92$	% fissions e.m.	% $\frac{\text{fissions e.m.}}{\text{fissions nucléaires}}$
Uranium 1	5.2×10^5	49	37.2	60
Uranium 2	5×10^5	49	37.6	60
Plomb	5.6×10^4	46	34.5	52.7

TABLE 12.2 : Pourcentages associés aux réactions de fissions dans la cible active. Les valeurs des deux dernières colonnes sont données par rapport au nombre total de fissions.

somme des charges pour les fissions qui ont lieu dans et hors des cathodes de la cible, on doit retrouver la même tendance pour tous les pics de position inférieure ou égale à 91 (le 92 est forcément différent à cause des fissions e.m. dans les cathodes). L'intégrale du pic 92 du spectre des fissions hors de la cible active donne la proportion de fissions nucléaires qui conservent le nombre de protons. Cette méthode est schématisée dans la figure 12.28. On voit également qu'il est plus juste de ne pas utiliser les scintillateurs pour réaliser cette soustraction nucléaire. L'hydrogène contenu dans ces derniers fausse l'hypothèse de départ. Elle est au contraire bien respectée par les fissions MUSIC2-anodes. Ce sont donc ces dernières que l'on va utiliser.

3. L'étape 2 permet de trouver le facteur d'échelle pour réaliser correctement la soustraction entre les spectres en charge des fissions cathodes et des fissions MUSIC2-anodes. Cette soustraction est représentée dans la figure 12.29. Le spectre en bleu représente les rendements à intégrer, (aux corrections d'efficacité près, voir partie 12.5.6). La bosse résiduelle à $Z = 91$ laisse penser que pour une raison pas bien comprise, le facteur de mise à l'échelle est très légèrement sous estimé. Aussi, il a été augmenté de 3 % pour l'obtention des rendements. L'incertitude systématique associée à cette modification a été prise en compte.

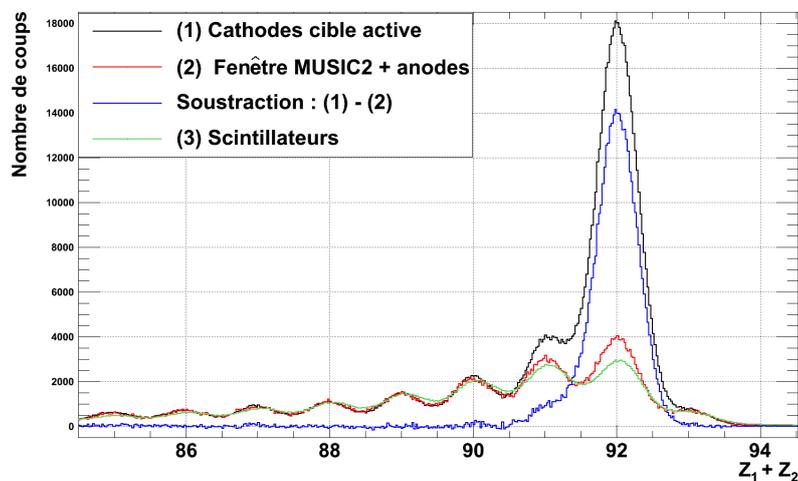
12.5.4.3 Taux de fissions électromagnétiques et nucléaires dans la cible active (cathodes)

Les spectres présentés figures 8.3 et 12.29 permettent d'estimer le nombre de fissions nucléaires originaires des plateaux de la cible active et qui conservent ou non le nombre de protons. Comme attendu le taux de fissions nucléaires est toujours plus important que celui des fissions électromagnétiques, mais l'écart diminue lorsque les fissions ont lieu dans de l'uranium plutôt que dans du plomb. Quelques pourcentages sont résumés dans le tableau 12.2.

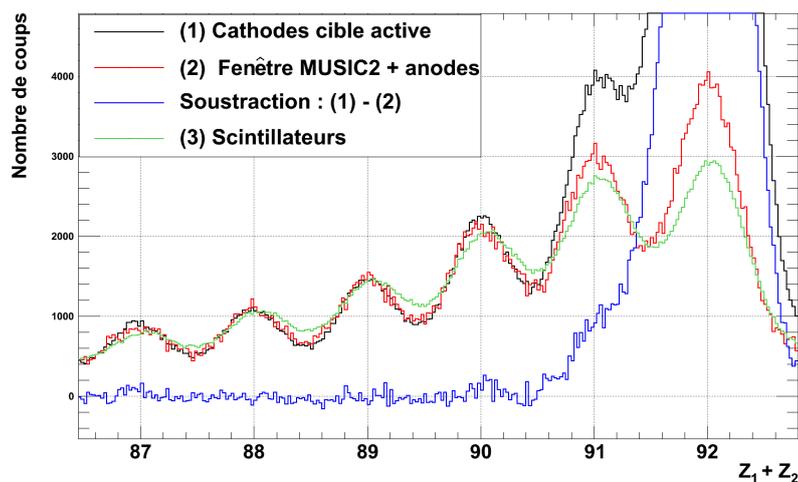
12.5.5 Obtention des rendements en charge et incertitudes associées

12.5.5.1 Rendements

Les rendements en charge pour la fission électromagnétique de l' ^{238}U sont obtenus en intégrant les pics du spectre 12.29b à l'aide d'un mutifit-gaussien. Le rendement en charge $Y(Z)$ pour un Z donné s'écrit alors :

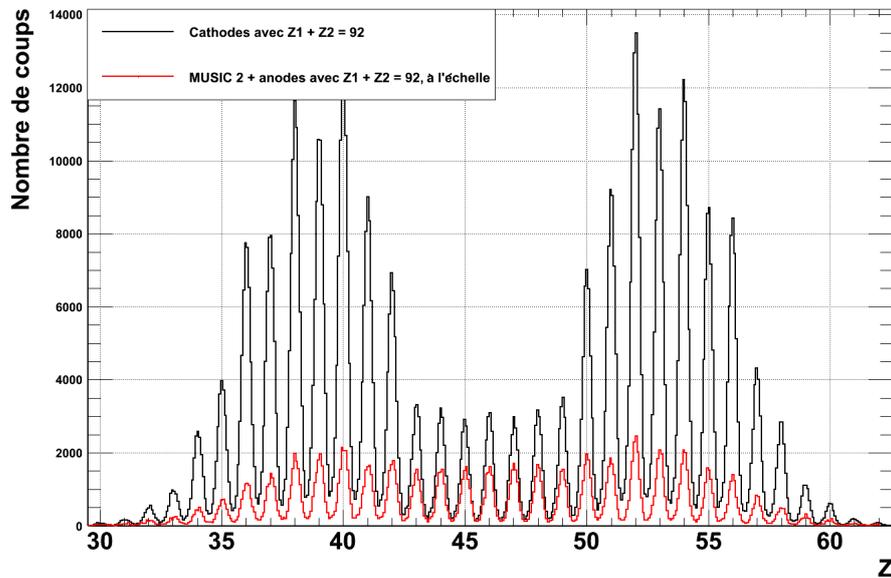


(a) Vue d'ensemble de la mise à l'échelle des spectres de la somme des charges pour différentes sources de fission. Le spectre bleu est le résultat de la soustraction des fissions dans les cathodes par les fissions MUSIC2-anodes.

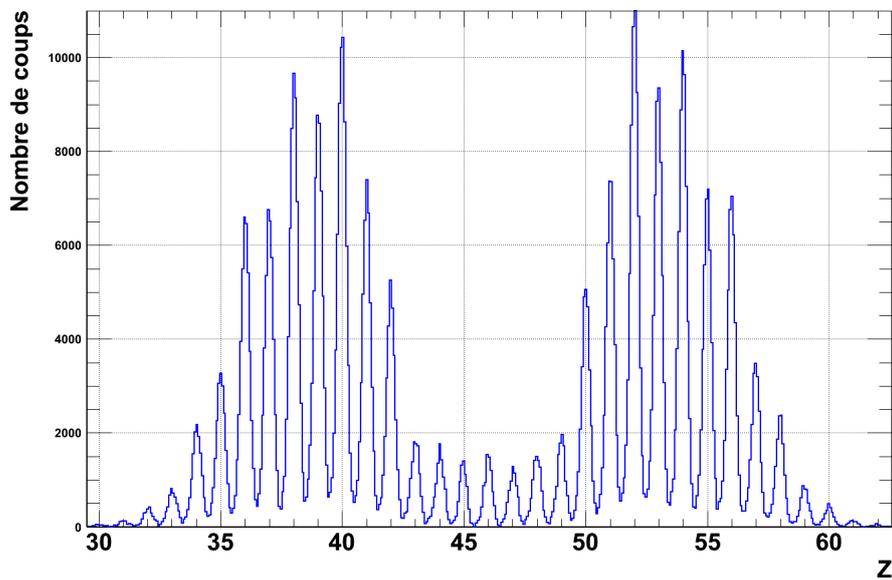


(b) Zoom dans la région 87-92. On voit clairement que les fissions {fenêtre MUSIC2 + anodes} suivent bien mieux la tendance des fissions cathodes, en comparaison avec celles des scintillateurs. Cet écart est attribué à la grande quantité d'hydrogène dans ces derniers.

FIGURE 12.28 : Soustraction de la contribution nucléaire en utilisant les fissions dans des matériaux légers (fenêtres de verre de la MUSIC2 et anodes), en rouge. Ce spectre est mis à l'échelle ($\times 2.7$) de celui des fissions dans les cathodes cible active. On voit que la tendance est exactement la même pour toutes les valeurs inférieures à 91, ce qui est confirmé par le spectre bleu, résultat de la soustraction des spectres noir et rouge, qui vaut 0 pour cette région.



(a) Superposition des spectres en charges des fissions cathodes et des fissions MUSIC2-anodes. On voit nettement que pour ces dernières la fission de haute énergie est largement favorisée car la composante symétrique est très forte.



(b) Résultat de la soustraction des fissions cathodes et MUSIC2-anodes. Le rapport des composantes symétriques sur asymétrique diminue, conséquence de la suppression d'une composante de fission à haute énergie d'excitation qui peuple significativement la vallée symétrique.

FIGURE 12.29 : Mise en œuvre de la soustraction nucléaire. Le spectre des fissions MUSIC2-anodes est soustrait à celui des fissions dans les cathodes. Sur tous ces spectres, la sélection $Z_1 + Z_2 = 92$ a été imposée.

$$Y(Z) = 200 \times \frac{\sigma_Z \times A_Z \times \sqrt{2 \cdot \pi}}{Norm} \quad (12.7)$$

avec :

- σ_Z et A_Z respectivement le sigma et l'amplitude de la gaussienne ajustée sur le pic Z donné.
- $Norm$ est le facteur de normalisation égal à la somme des rendements : $Norm = \sum Y(Z)$, avec sommation sur tous les Z considérés.

Ces rendements sont ensuite corrigés de l'efficacité comme expliqué dans la section 12.5.6.

Ensuite, comme la résolution en charge présente une petite incertitude, le spectre des rendements présente une très faible dissymétrie non-physique entre deux charges complémentaires. Pour y remédier, le rendement final Y_{sym} est calculé pour chaque Z en prenant la moyenne des rendements des charges complémentaires :

$$Y_{sym}(Z) = 0.5 \times [Y(Z) + Y(92 - Z)] \quad (12.8)$$

12.5.5.2 Incertitudes

Les incertitudes sur les rendements sont calculées à partir des erreurs statistiques et systématiques. Les premières sont directement prises en compte par le logiciel ROOT (qui propage l'erreur statistique après la soustraction de spectre expliquée à la partie 12.5.4.2).

Les erreurs systématiques sont calculées à partir des incertitudes sur le fit. En effet, on a, d'après la relation 12.7 :

$$\sigma_{Y(Z)}^2 = \frac{200 \times \sqrt{2 \cdot \pi}}{Norm} \times \left[\left(\frac{\partial Y}{\partial A_Z} \right)^2 \times \sigma_{A_Z}^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial \sigma_Z} \right)^2 \times \sigma_{\sigma_Z}^2 + 2 \times cov_{\sigma, A} \times \frac{\partial Y}{\partial A_Z} \times \frac{\partial Y}{\partial \sigma_Z} \right] \quad (12.9)$$

$$\sigma_{Y(Z)}^2 = \frac{200 \times \sqrt{2 \cdot \pi}}{Norm} \times \left[\sigma_Z^2 \times \sigma_{A_Z}^2 + A_Z^2 \times \sigma_{\sigma_Z}^2 + 2 \times cov_{\sigma, A} \times \sigma_Z \times A_Z \right] \quad (12.10)$$

La relation 12.9 est à appliquer pour $Y_{Légers}$ et Y_{Lourds} . On trouve ensuite l'erreur systématique sur les rendements symétrisés, qui découle de l'équation 12.8 :

$$\sigma_{Y_{sym}(Z)} = 0.5 \times \sqrt{\sigma_{Y(Z)}^2 + \sigma_{Y(92-Z)}^2}$$

12.5.6 Corrections d'efficacité

Pendant l'expérience, un mauvais réglage des tensions, trop faibles, sur les PMTs du centre (type H6533) a entraîné un non-déclenchement du trigger (4 PMTs passent le seuil) lorsqu'un fragment léger passe proche d'un de ces PMT. Cet effet est très clair si l'on compare les distributions en charge des fragments en fonction de la position verticale Y pour les deux types de PMTs comme dans la figure 12.30. Les pertes sur le nombre total de fission varient entre 7 et 40 % selon la valeur de la charge.

12.5 Accès à la charge nucléaire des fragments

D'autre part, les fragments qui passent trop proches de la cathode de la Twin MUSIC, qui la traverse ou qui passent tous deux du même côté conduisent également à de légères pertes, environ 20 % du total.

Ces défauts d'efficacité ont été reproduits dans les simulations CONFID [CON] ce qui a permis de les corriger.

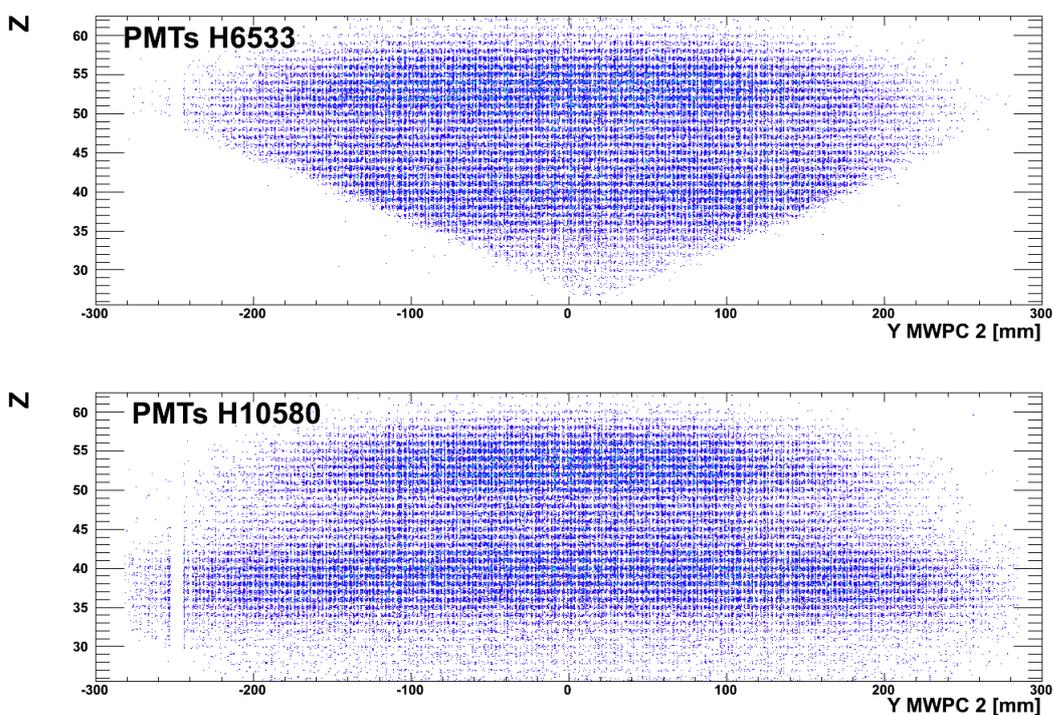


FIGURE 12.30 : Spectre des charges en fonction de la position verticale MWPC 2 pour des scintillateurs lus par les deux types de photomultiplicateurs (PMTs). On voit clairement une coupure artificielle dans les fragments légers avec les PMTs H6533.

Points clefs

La reconstruction en charge est obtenue par plusieurs corrections de dépendance des signaux énergie Twin-MUSIC

- ❑ En premier lieu, ces signaux sont corrigés de la vitesse des fragments (large gamme causée par le recul de fission), qui modifient significativement le dépôt d'énergie dans le gaz.
- ❑ Plusieurs corrections mineures (cross-talk, position horizontale et verticale) permettent ensuite d'atteindre la résolution maximale.
- ❑ Les charges sont ensuite calibrées pour chaque scintillateur du mur temps de vol en utilisant la somme des charges des deux fragments.

Les fissions dans la cible active comportent un grand nombre de fissions nucléaires. Les fissions électromagnétiques sont extraites en deux étapes :

1. En imposant que la somme des charges des deux fragments soit égale à 92, les fissions qui ne conservent pas le nombre de protons sont supprimées.
2. Les fissions nucléaires au cours desquelles seuls des neutrons ont été otés au système fissionnant sont éliminées en utilisant les fissions nucléaires dans les matériaux légers.

Les rendements sont alors calculés après une correction d'efficacité.

Chapitre 13

Mesure de la masse

Les étapes précédentes de l'analyse, identification des charges incluse, ont permis de mesurer l'ensemble des variables nécessaires à la reconstruction en masse des fragments de fission. Cette dernière étape est cependant la plus délicate de l'analyse car elle nécessite une précision redoutable sur l'ensemble des variables. Comme prévu, la correction de l'effet de walk s'est avérée indispensable pour obtenir une résolution en masse convenable. La méthode de calibration des masses est également expliquée ici. Enfin, les spectres en masses finaux seront présentés. Ils démontrent que l'expérience est un succès puisque la résolution est clairement obtenue sur toute la gamme des fragments de fission.

13.1 Discussion sur la méthode de reconstruction

Deux méthodes s'offrent à nous pour reconstruire et calibrer les masses des fragments de fission : à partir de l'écart en rayon de courbure par rapport à celui du faisceau (voir [lawAdrich]), ou simplement en utilisant des données d'expériences précédentes.

La première méthode est en principe la plus juste car elle ne s'appuie que sur la masse du faisceau. Elle est cependant difficile à mettre en œuvre car cela suppose que les calibrations des différentes variables (angles, distances ...) sont excellentes. Or, comme on l'a vu à la partie 12.4.1.2, la mesure absolue de l'angle est complexe. Ensuite, la mesure du temps de vol à 40 ps impose de pouvoir corriger précisément l'effet de walk ce qui s'est avéré très délicat étant donné la grande différence en amplitude des signaux fragments et faisceau dans les PMTs. Dans tous les cas, il semble donc indispensable de confronter la calibration à des données. La masse a donc été simplement calculée à partir de l'équation :

$$B \cdot \rho = \frac{\gamma \cdot v \cdot A}{Z}$$

13.2 Correction de l'effet de walk ...

Pour un temps physique donné, la mesure de temps associée change avec l'amplitude du signal sur le photomultiplicateur (effet de walk, voir partie 11.4.5). Cet effet dépend de la position verticale mais aussi de la charge nucléaire du fragment et doit donc être corrigé. La méthode employée est détaillée dans les paragraphes suivants.

Sur la figure 13.1, on montre qu'une variation très nette des masses en fonction de la position verticale est observée. Ceci traduit la sensibilité de la mesure de temps à l'amplitude des signaux PMTs qui varie avec la position Y à cause de l'absorption de la lumière dans le scintillateur. La dépendance en angle est illustrée un peu plus loin, figure 13.2a.

La correction de cette dépendance peut être faite de deux façons différentes : en utilisant les mesures de walk faites en laboratoire, ou bien en corrigeant directement (par une fonctionnelle) le spectre, puis en résolvant la dépendance en Z^2 .

La première méthode est en principe la plus propre, car elle corrige simultanément la dépendance en position verticale et en charge mais elle est difficile à appliquer.

Nous avons également constaté que le temps mesuré changeait avec la position horizontale dans la MWPC 2 de façon non-physique.

13.2.1 ... avec les mesures en laboratoire (PMTs H6533)

Pour ces PMTs, j'ai pu utiliser les mesures de walk faites en laboratoire de la façon suivante : le temps physique t_{phys} que l'on cherche est de la forme :

$$t_{phys} = t_{raw} - \frac{walk(ampl_{CFD_{up}}) + walk(ampl_{CFD_{down}})}{2} + offset_{global}$$

avec :

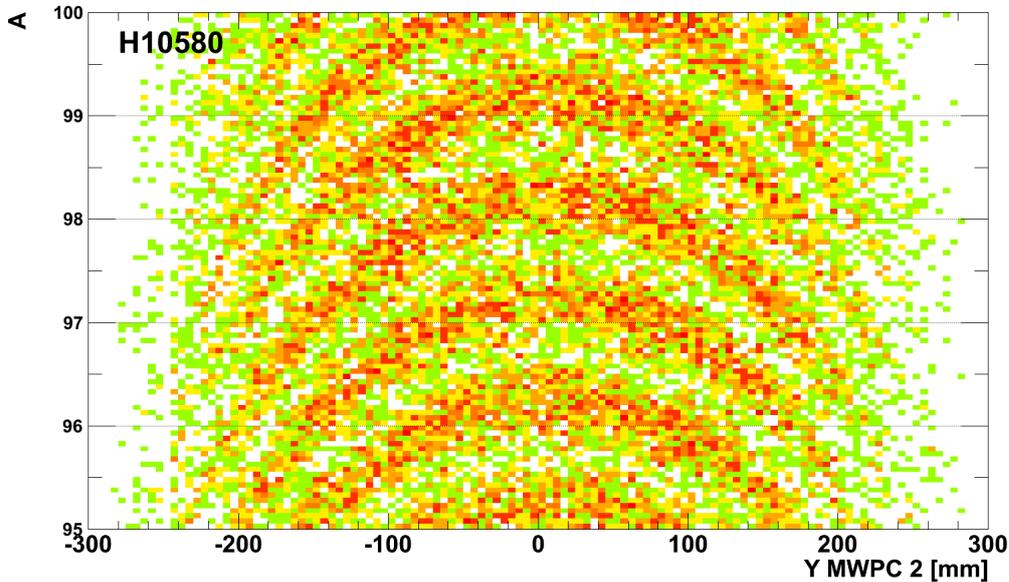


FIGURE 13.1 : Masse calculée en fonction de la position verticale de la MWPC 2 pour un scintillateur lu par des PMTs H10580. La dépendance très forte observée (jusqu'à 4 unités de masse) traduit l'influence de l'effet de walk.

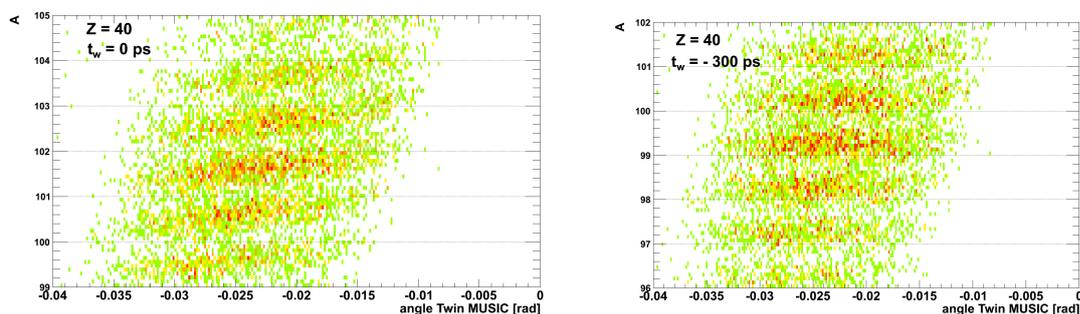
- t_{raw} , le temps mesuré sur chaque photomultiplicateur.
- $walk(ampl_{CFD_{up/down}})$, le décalage temporel (en ps) dû à l'effet de walk, correspondant au signal d'amplitude $ampl_{CFD_{up/down}}$ à l'entrée du CFD. La fonction $walk$ est donnée par les courbes telles que celle figure 11.1.
- la variable $offset_{global}$ tient compte des retards induits par toute la chaîne électronique. Il a déjà été déterminé à la section 12.5.2.

Le problème vient alors du fait que la valeur $ampl_{CFD_{up/down}}$ doit être déduite en divisant la valeur enregistrée dans l'ADC par le gain G des amplificateurs spectroscopiques (qui mesurent approximativement la charge intégrée des signaux PMTs), qui est inconnu pour des raisons complexes liées à la bipolarité du signal de sortie. Il peut être retrouvé à tâtons en regardant pour quelle valeur la dépendance de la masse en fonction de la position verticale est annulée.

Cette méthode fonctionne plutôt bien pour les PMTs H6533, mais pas pour les H10580. Pour ces derniers, une correction avec une fonctionnelle a été utilisée.

13.2.2 ... avec une fonctionnelle et en fonction de la charge (PMTs H10580)

Pour les scintillateurs lus par des PMTs H10580, on corrige localement les spectres tels que ceux de la figure 13.1 avec une fonctionnelle. Cette correction est complétée par une autre, qui fait intervenir la charge. L'effet de walk, pour une charge sélectionnée se traduit par une légère



(a) $Z = 40$, sans ajout d'offset. Une dépendance nette apparaît. (b) $Z = 40$ après ajout d'un offset en temps. La dépendance est annulée.

FIGURE 13.2 : Spectres des masses pour la charge 40 en fonction de l'angle Twin MUSIC, avant et après l'ajout d'un offset en temps.

dépendance de la masse en angle, visible sur la figure 13.2a. Celle-ci est corrigée pour différents Z par l'ajout d'une valeur $t_w(Z)$ au temps original (on aboutit à un offset dépendant de la charge) comme le montre la figure 13.2a.

13.2.3 Correction en position horizontale MWPC 2

On constate que pour chaque scintillateur, il existe une dépendance de la masse en fonction de la position horizontale (X) dans la MWPC 2 (figure 13.3). Cet effet est peut-être attribué à l'absorption de la lumière par de la peinture noire placée sur les tranches des scintillateurs (pour éviter les effets de diaphonie). Une correction est faite pour chaque scintillateur.

13.3 Calibration absolue du nombre de masse A

Les masses des fragments doivent être alignées précisément et indépendamment pour les différents scintillateurs du mur, car chacun dispose de sa propre calibration en temps.

Les masses sont dans un premier temps positionnées exactement sur des nombres entiers (calibration relative).

Pour la calibration absolue, on utilise tout d'abord un scintillateur où la statistique est forte et on se réfère aux données de la référence [Donzaud 98] dont les résultats sont attendus très proches des nôtres puisque cette expérience mesure également les rendements isotopiques de la fission de ^{238}U en excitation coulombienne. La calibration en masse dans cette expérience est sans ambiguïté puisque les mesures ont été réalisées au FRS, où l'ensemble des masses comprises entre celles du faisceau et des fragments sont mesurées. Ces données indiquent que pour la charge $Z = 40$, la masse 100 est la plus produite dans les fissions de relativement basse énergie (c'est-à-dire en imposant $Z_1 + Z_2 = 92$). Les autres scintillateurs sont calibrés par rapport à cette référence en suivant la position des masses pour une seule charge. Par sécurité, il est important de regarder, pour différentes charges, l'évolution de la masse moyenne du spectre en

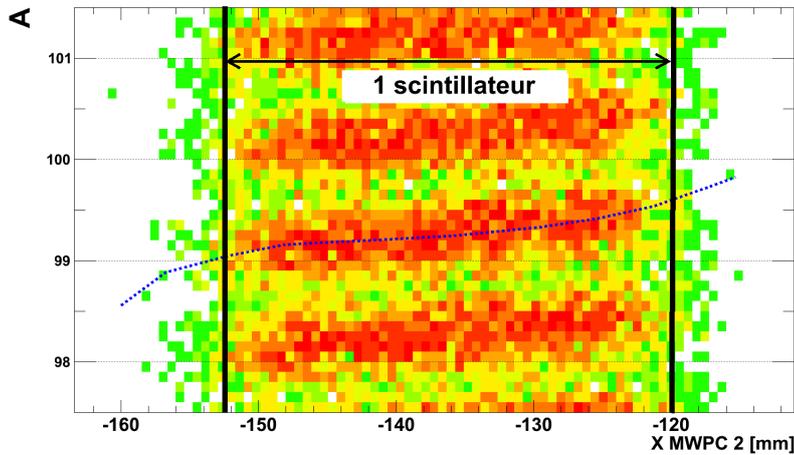


FIGURE 13.3 : Visualisation de la dépendance de la masse avec la position horizontale d'impact dans un scintillateur. La tendance est indiquée par le trait pointillé.

fonction du numéro de scintillateur. Si la calibration est correcte, cette évolution doit être faible d'un scintillateur à un autre comme présenté figure 13.4. Un décalage d'une unité en masse semble improbable : nous imposons que la masse $A = 100$ soit la plus produite pour $Z = 40$ et la totalité des données sont consistantes avec ce point de référence. Dans le cas contraire, des décalages sur l'effet pair-impair neutrons ou le nombre de neutrons émis apparaîtraient ; comme on le verra plus loin ces effets ne sont pas observés.

13.3.1 Spectre en masse

Le spectre en masse de l'ensemble des fissions dans la cible active est présentée figure 13.5a. Une bonne résolution est obtenue pour toute la gamme, jusqu'à $A = 150-160$ environ. L'évolution de la résolution relative est montrée figure 13.5b. On voit qu'elle diminue de façon exponentielle avec la masse jusqu'à atteindre $\frac{\Delta A}{A} = 0.57$ pour la masse 140, c'est-à-dire pratiquement la valeur utilisée au départ pour le dimensionnement de l'expérience ! (0.5, voir partie 7.1.4). La résolution absolue est toutefois supérieure pour les fragments légers : elle vaut $\Delta A = 0.57$ unité de masse pour $A = 80$ et $\Delta A = 0.78$ pour $A = 140$.

13.4 Sélection des fissions d'origine électromagnétiques

De même que les charges, les masses doivent également subir des opérations pour supprimer la contribution des fissions nucléaires. Dans un premier temps, une sélection sur la somme des charges ($Z_1 + Z_2 = 92$) est faite en utilisant une coupure graphique (voir partie 12.5.4.1). Ensuite, on soustrait la part restante des fissions d'origine nucléaires au cours desquelles seuls des neutrons ont été enlevés, en utilisant les fissions qui ont eu lieu dans la fenêtre de la MUSIC2 et dans les anodes de la cible active. Les spectres en masse bruts sont comparés figure 13.6 avec

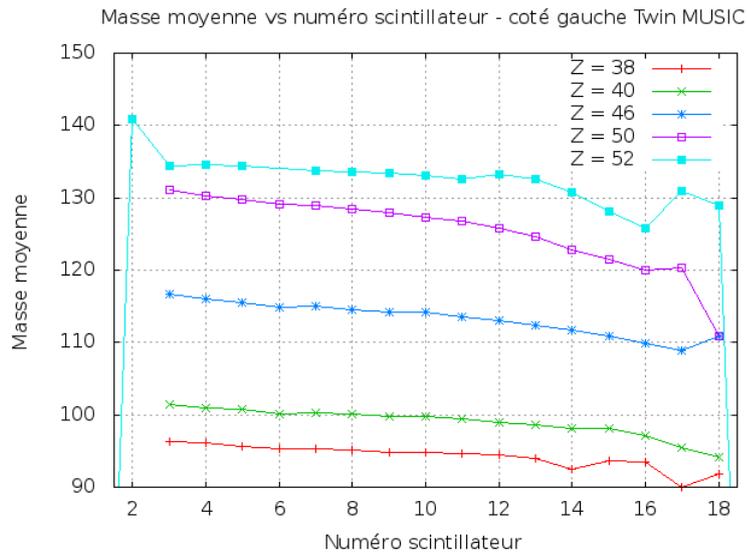


FIGURE 13.4 : Masse moyenne en fonction du numéro de scintillateur pour différentes charges. La calibration semble correcte car la variation est lente entre deux scintillateurs. Il est difficile de conclure avec certitude pour les scintillateurs 2,17 et 18 où la statistique est extrêmement faible et n'impacte donc pas les résultats de ce fait.

ceux ne comportant que des fissions électromagnétiques pour deux charges en particulier. On voit clairement que les isotopes les plus déficitaires en neutrons, caractéristiques des fissions de haute énergie, sont supprimés. Cet effet est particulièrement vrai pour la charge 52 ici.

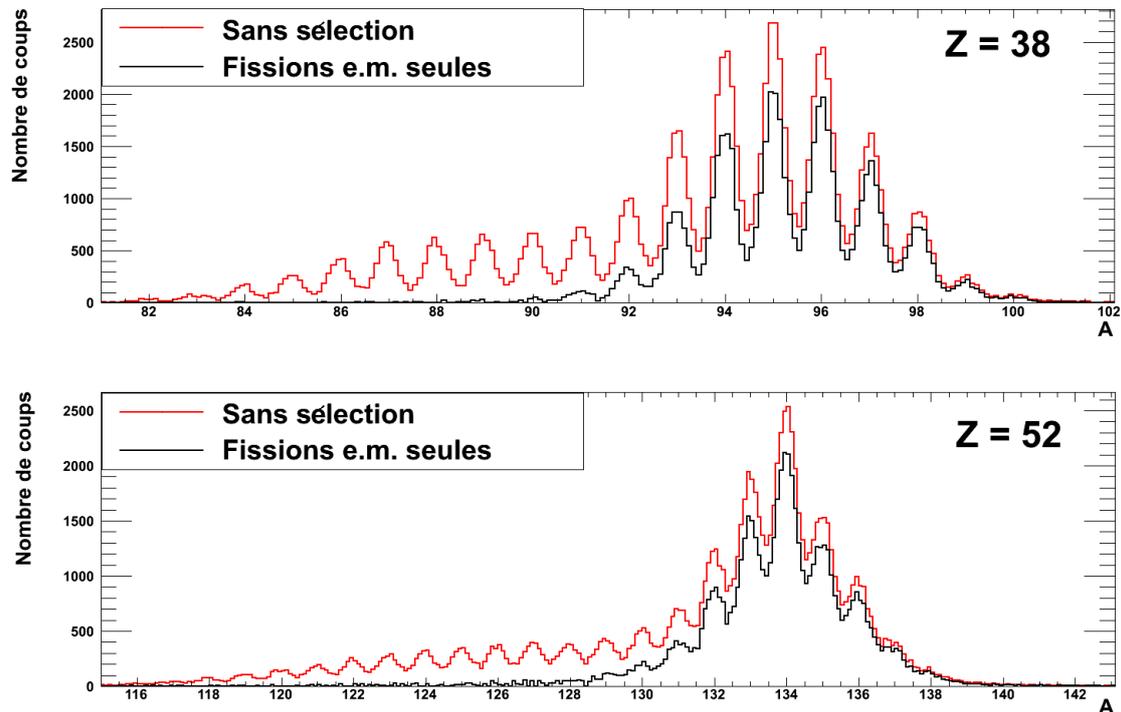


FIGURE 13.6 : Comparaison des spectres de masse pour deux charges, entre toutes les fissions (en rouge) et uniquement celles d'origine électromagnétique (en noir).

13.5 Spectres isotopiques

Un spectre isotopique des noyaux issus de la fission de basse énergie de l' ^{238}U pour notre expérience est présenté sur les figures 13.7. On peut voir la statistique de chaque isotope en fonction de la masse et de la charge correspondante ainsi que différents zooms. Pour illustrer l'hypothèse UCD¹ (le rapport $\frac{A}{Z}$ des fragments est le même que celui du système fissionnant), une droite d'équation $A = \frac{234}{92} \times Z$ est également tracée. Nous supposons ici que 4 neutrons environ ont été émis à la fission. On voit dès à présent que les charges moyennes légères sont situées en dessous de cette droite alors que c'est le contraire pour les charges lourdes. La transition est brutale autour de $Z = 50$.

1. Unchanged Charge Density

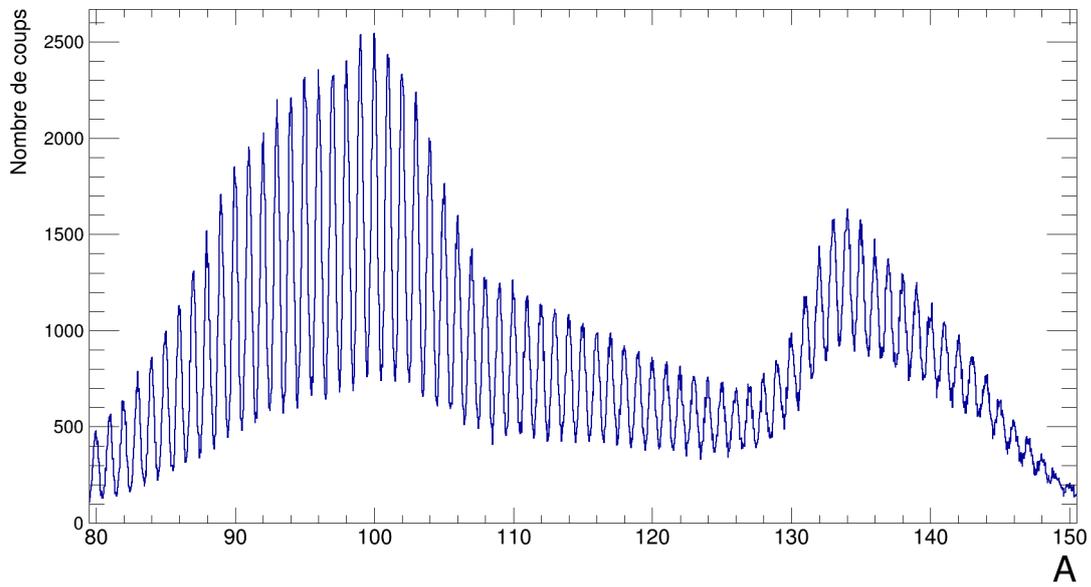
Points clefs

Les masses des fragments sont obtenues :

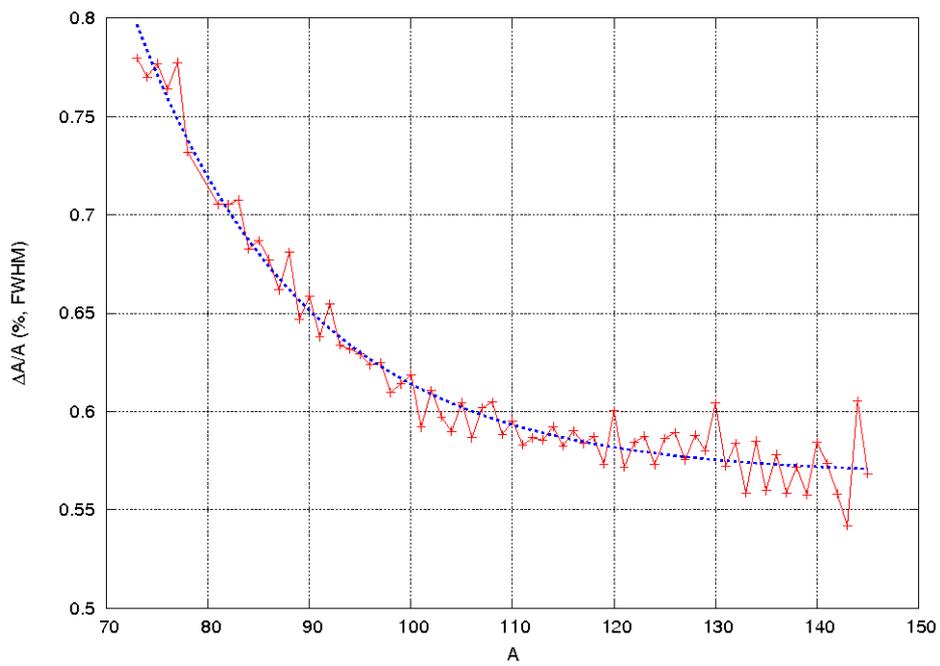
- À partir du $B \cdot \rho$ et de la mesure du temps de vol des fragments.
- En corrigeant l'effet de walk en deux étapes. Celui-ci limite radicalement la résolution.
- En corrigeant également d'une légère dépendance en position X (effet de bord des scintillateurs).
- En calibrant les masses par rapport aux données.

Les distributions isotopiques sont alors mesurées après la soustraction de l'ensemble des fissions d'origines nucléaires

La résolution isotopique couverte sur toute la gamme montre clairement que notre expérience a atteint son objectif initial.

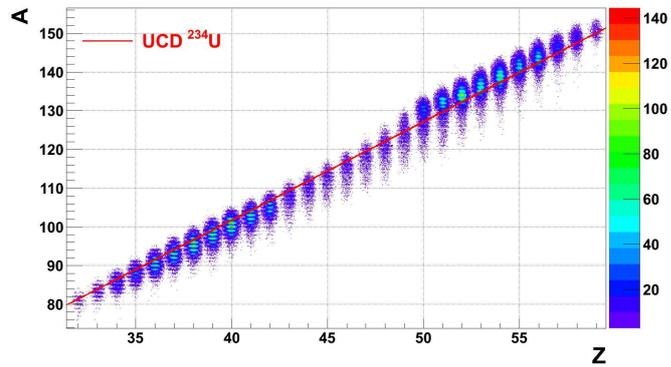


(a) Spectre en masse pour les deux fragments. La résolution est clairement couverte sur toute la gamme des fragments de fission.

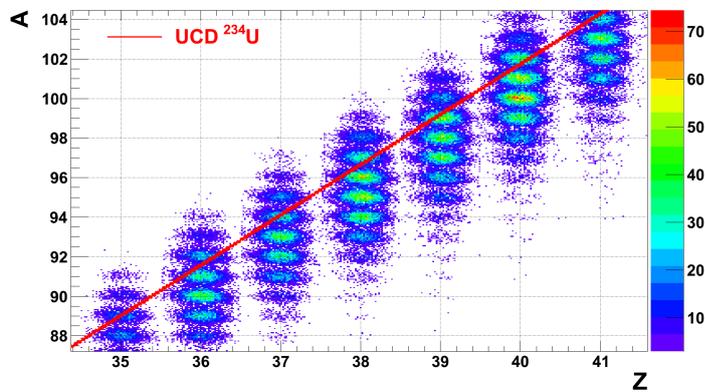


(b) Évolution de la résolution relative en masse en fonction de la masse.

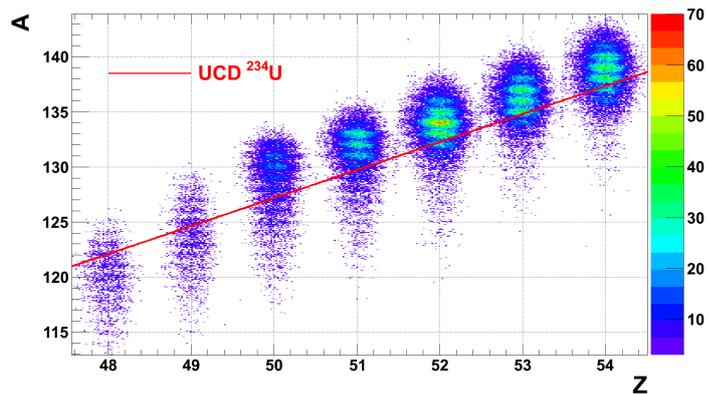
FIGURE 13.5 : Spectre de masse final et résolution relative associée.



(a) Sur toute la gamme



(b) Zoom dans la région des légers. Les fragments sont en moyenne en dessous de la ligne UCD



(c) Zoom dans la région des lourds. Les fragments sont en moyenne au dessus de la ligne UCD. La transition est brutale à $Z = 50$.

FIGURE 13.7 : Masses vs charges des taux de production isotopique des fragments de fission électromagnétique de ^{238}U pour l'ensemble de la gamme, et pour deux régions en particulier. Un seuil à été imposé sur les figures.

Résultats et interprétations

Le chapitre précédent nous a permis d'accéder aux distributions en charges et isotopiques. Les rendements pour la fission électromagnétique (e.m.) de ^{238}U (spectres intégrés) sont présentés ici.

À ma connaissance, une seule expérience de mesure de rendements des fragments de fission de ^{238}U est directement comparable à nos résultats puisque les conditions expérimentales étaient semblables aux nôtres (la fission est induite par excitation e.m.).

Les noyaux les plus proches de ^{238}U dont les rendements de fission ont été étudiés par le passé sont ^{239}U (issus de $n+^{238}\text{U}$) et ^{238}Np ($n+^{237}\text{Np}$). Les mesures sur le neptunium sont cependant d'un intérêt limité pour la comparaison des rendements, car les barres d'erreurs associées sont importantes (environ 20 % sur les rendements isotopiques). La fission de ^{236}U ($n_{th}+^{235}\text{U}$) en neutrons thermiques a été très largement étudiée du fait de son importance historique et servira donc également de point de comparaison dans la suite.

Nos résultats sont aussi comparés avec ceux de deux modèles théoriques de rendements de fissions SPY et GEF.

Chapitre 14

Charges

14.1 Rendements

14.1.1 Comparaison aux données

Les rendements en charge obtenus dans notre expérience sont présentés figure 14.1. Ils sont tout d'abord comparés à ceux de Donzaud et al. [Donzaud 98] mesurés en 1992 pour la fission e.m. de l' ^{238}U . Ces résultats ont également été obtenus en cinématique inverse à une énergie très proche de la nôtre (750 A.MeV) en utilisant le FRS au GSI. Cette expérience est toutefois légèrement différente de la nôtre car seul un des deux fragments de fission a pu être identifié à cause de la faible acceptation en angle (± 15 mrad) et en impulsion (± 1 %) du FRS, comparée à la dispersion des fragments de fission sortant de la cible (± 30 mrad et $\pm 11\%$ respectivement). Cette contrainte empêche de sélectionner directement les fissions de basse énergie en imposant $Z_1 + Z_2 = 92$, mais sont cependant filtrées grâce aux étapes suivantes :

1. une sélection en rigidité magnétique supérieure à celle du faisceau, $B \cdot \rho > B \cdot \rho_0$ est appliquée. Ceci conserve essentiellement les noyaux dont la vitesse est supérieure à celle du faisceau, c'est-à-dire ceux qui ont subi une répulsion coulombienne vers l'avant grâce à la fission, et dont le rapport A/Z lui est proche (peu d'émission de neutrons car peu d'excitation en fission e.m.) ;
2. par une soustraction de la contribution des fissions nucléaires sans émission de protons, qui utilise pratiquement le même principe que celui détaillé partie 12.5.4.2 ;
3. et enfin par une symétrisation des spectres isotopiques pour réduire les rendements des noyaux trop déficients en neutrons.

L'étape 3 est introduite car l'étape 1 n'est pas assez contraignante pour sélectionner les fissions de basse énergie d'excitation. Elle introduit cependant un biais arbitraire dans les résultats. On constate pourtant que les rendements en charge mesurés sont très proches de ceux que nous obtenons. Les différences essentielles, mis à part la plus grande gamme couverte par notre expérience, est que l'effet pair-impair (voir parties 14.2 et 14.3) est plus fort dans nos résultats, et également, que notre vallée symétrique est moins peuplée. Ce résultat s'explique par la difficulté à sélectionner les fissions de basse énergie d'excitation dans l'expérience de 1992.

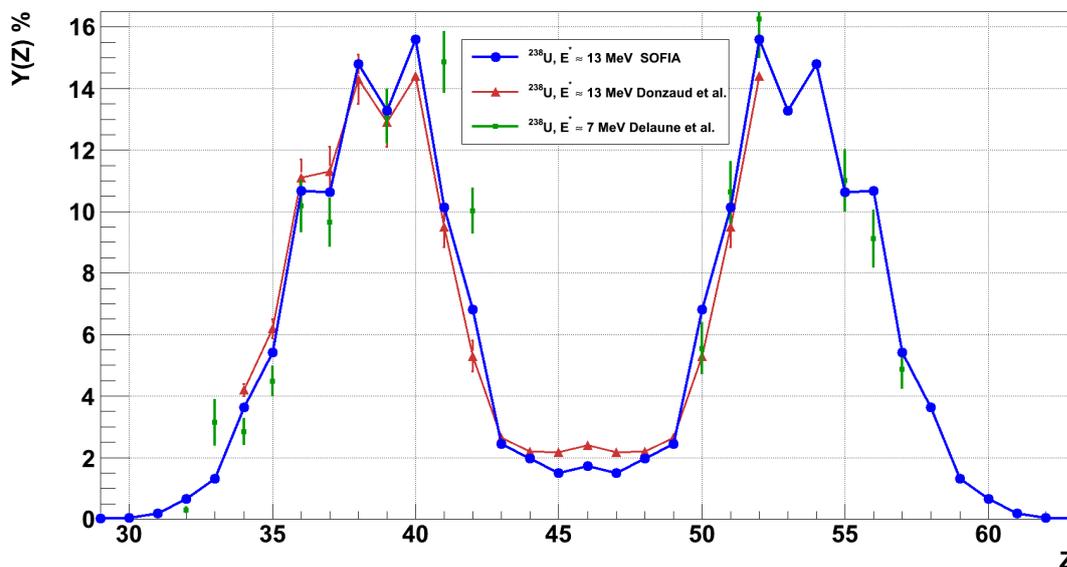


FIGURE 14.1 : Rendements en charges obtenus sur SOFIA (bleu), par Donzaud et al. (rouge) et par le groupe de F.Farget (vert, thèse de O. Delaune). Les incertitudes sur nos valeurs sont souvent plus petites que les points. Les carrés verts à $Z = 53$ (le plus produit) et $Z = 54$ sortent de la figure.

Toujours sur la même figure, on trouve (en vert) les rendements de fission de ^{238}U à très basse énergie d'excitation, environ 7 MeV, issus de l'expérience réalisée par F. Farget et al. en cinématique inverse au GANIL [Delaune 12, Caamaño 13]. La précision de ces dernières données est limitée par la résolution en charge de l'expérience qui ne permet plus de distinguer clairement les pics après $Z = 52$, ce qui explique probablement pourquoi c'est la charge lourde $Z = 53$ qui est la plus produite. On voit cependant que pour les charges légères, l'accord global avec notre expérience est raisonnable.

14.1.2 Comparaison aux modèles

Les spectres produits par GEF et SPY (voir parties 5.2 et 6) sont obtenus en utilisant un spectre d'excitation en énergie tel que celui présenté figure 8.6 (figure d). Les résultats des calculs sont comparés à nos données figure 14.2. Le modèle microscopique SPY est encore au stade de développement et les rendements sont encore largement dominés par les effets de couches des noyaux sphériques dont la formation est énergétiquement favorable, ce qui explique l'énorme production de $Z = 50$ ($\sim 70\%$).

En revanche le code GEF (version 2.1) donne un résultat très proche de celui observé, bien que la charge la plus produite soit trouvée à $Z = 54$ contre $Z = 52$ dans nos données. Remarquons tout

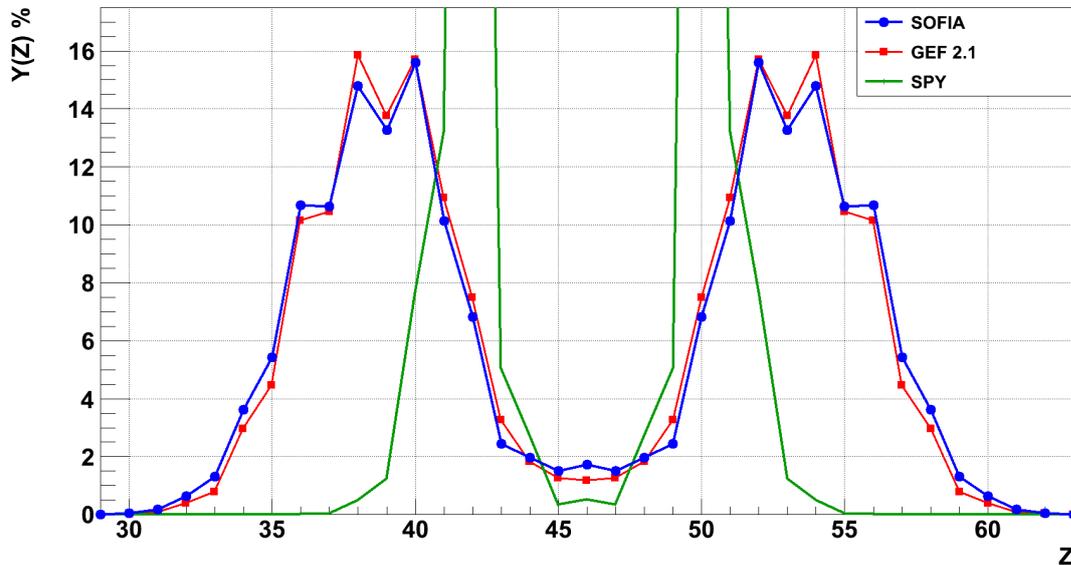


FIGURE 14.2 : Rendements en charges de l' ^{238}U mesurés sur SOFIA (bleu) et calculés avec les codes GEF (rouge) et SPY (vert).

de même que la paramétrisation de l'effet pair-impair est ajustée sur les résultats de l'expérience de 1996 en excitation coulombienne [GEF].

14.2 Effet pair-impair proton global ($G_{p,e-o}$)

Cet effet mesure la probabilité d'appariement d'un type de nucléon (ici en protons mais équivalent pour les neutrons). Il est calculé par l'équation suivante :

$$G_{p,e-o}(\%) = \frac{Y_e - Y_o}{Y_e + Y_o} (\%) \quad (14.1)$$

où Y_e et Y_o sont respectivement les rendements des valeurs (ici des charges) paires et impaires.

Le tableau 14.1 regroupe les différentes valeurs de l'effet pair-impair protons trouvées dans les codes et expériences présentées précédemment. La valeur de Donzaud et al. est 15 % plus faible que la notre car la méthode employée au FRS ne permet pas de supprimer complètement les fissions à haute énergie d'excitation (voir partie 14.1.1).

On constate d'autre part que la valeur donnée par GEF est très proche de celle obtenue expérimentalement, ce qui semble indiquer que la façon dont GEF calcule l'effet pair-impair, via le concept d'"energy sorting", est très raisonnable (voir partie 6.3).

L'amplitude de l'effet pair-impair a été paramétrée en fonction de l'énergie d'excitation par Pommé et al. pour la fission de ^{238}U [Pommé 93] (induite par absorption de photons). La comparaison avec nos données est faite figure 14.3. La courbe semble indiquer que notre énergie

	Noyau	E^* (MeV)	$G_{p, e-o}(\%)$
SOFIA	^{238}U	~ 14	10.11 ± 0.17
Donzaud et al.	^{238}U	~ 14	8.6
Lang et al.	^{236}U	6.5	23.7 ± 0.7
F.Farget et al.	^{238}U	7	12.98 ± 0.35 ($Z < 44$)
GEF (2.1)	^{238}U	~ 14	9.98

TABLE 14.1 : Effet pair-impair global proton ($G_{p, e-o}$) des différentes expériences ou codes. L'énergie d'excitation moyenne E^* du système est indiquée.

d'excitation est comprise entre 8.2 et 10 MeV environ ($B_f(^{238}\text{U}) \simeq 5.7$ MeV), donc bien plus faible que celle attendue ($E^* \sim 14$ MeV). Ce problème a déjà été signalé dans [Donzaud 98] et [Schmidt 00] mais nous insistons sur le fait que cette courbe est seulement donnée à titre indicatif : son incertitude est trop importante pour pouvoir en tirer des conclusions solides.

Notre valeur est également comparée, figure 14.4, à celle mesurée en fission e.m. pour les isotopes de l'uranium [Schmidt 00], en fonction du paramètre de fissilité, comme recommandé dans [Caamaño 11]. La valeur trouvée sur SOFIA est plus basse que la tendance des résultats de 1996. Cette différence peut s'expliquer par l'origine des fissions employées pour soustraire la contribution nucléaire. Nous avons utilisé celles issues des anodes de la cible active (en aluminium) et de la fenêtre en verre d'un détecteur qui sont donc provoquées par des collisions avec des atomes de Z supérieurs à 8. Dans [Schmidt 00], les auteurs utilisent les fissions dans les scintillateurs plastiques provoquées en partie par l'interaction avec les noyaux d'hydrogène. Ceux-ci induisent des cascades intranucléaires qui augmentent l'énergie d'excitation moyenne, ce qui a pour effet de réduire effet pair-impair par rapport aux fissions utilisées dans les anodes et la fenêtre en verre de la MUSIC2. Dans notre cas, l'étape de soustraction nucléaire (partie 12.5.4.2) réduit donc l'effet pair-impair de façon plus significative.

14.3 Effet pair-impair local

L'effet pair-impair local permet de mesurer l'écart de la distribution des rendements par rapport à une tendance gaussienne pour chaque valeur de charge. On le calcule par l'expression suivante [Tracy 72] :

$$\delta\left(Z + \frac{3}{2}\right) = \left(-\frac{1}{8}\right)^{Z+1} \times \{\ln(Y[Z+3]) - \ln(Y[Z]) - 3 \times \ln(Y[Z+2]) + 3 \times \ln(Y[Z+1])\} \quad (14.2)$$

Le résultat pour nos données est tracé en fonction de la charge, parallèlement à celles de ^{234}U (fission e.m.) et de ^{236}U (fission thermique de ^{235}U). Pour ce dernier noyau, l'effet moyen est naturellement plus grand que pour les deux autres à cause de la faible énergie d'excitation du noyau composé. Les courbes présentent généralement la même allure bien que les

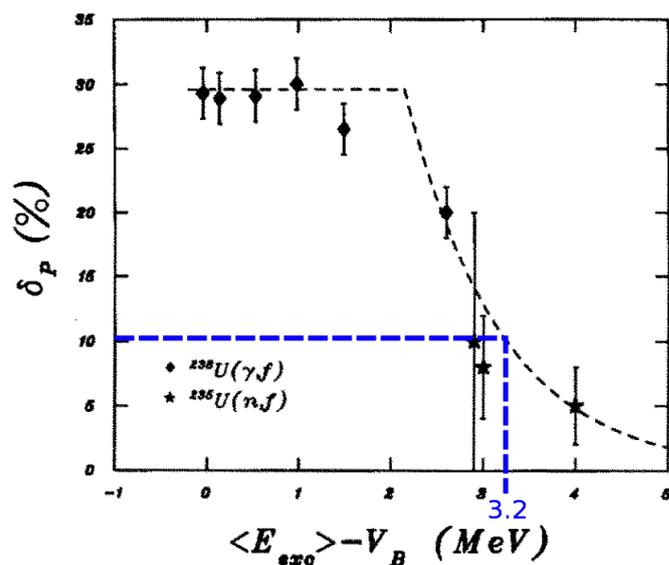


FIGURE 14.3 : Paramétrisation de l'effet pair-impair en fonction de l'énergie d'excitation du système par rapport à la hauteur de la barrière (d'après [Pommé 93]). Notre valeur est indiquée par le pointillé bleu.

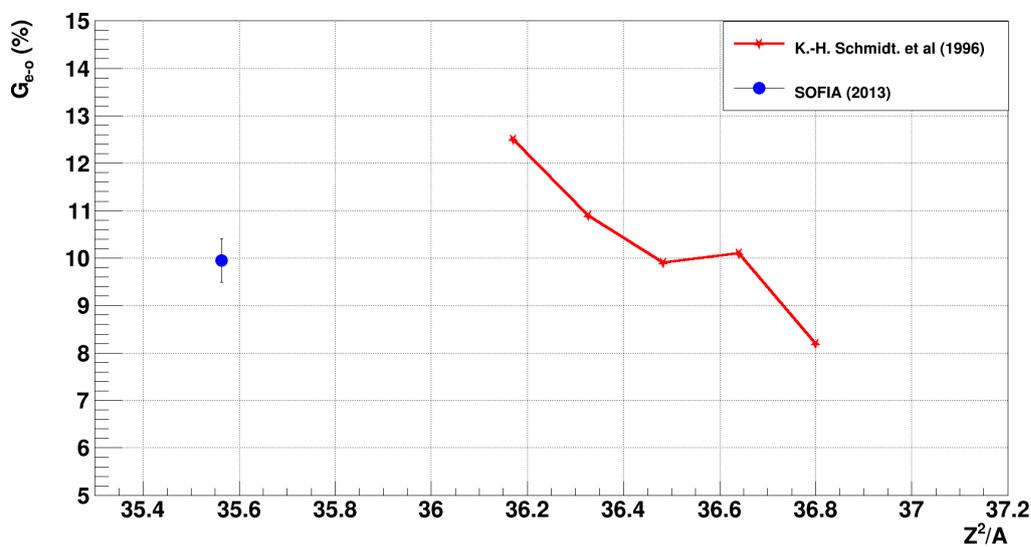


FIGURE 14.4 : Effet pair-impair global mesuré pour plusieurs isotopes de l'uranium. Notre valeur (en bleu) est comparée à celles trouvées dans [Schmidt 00].

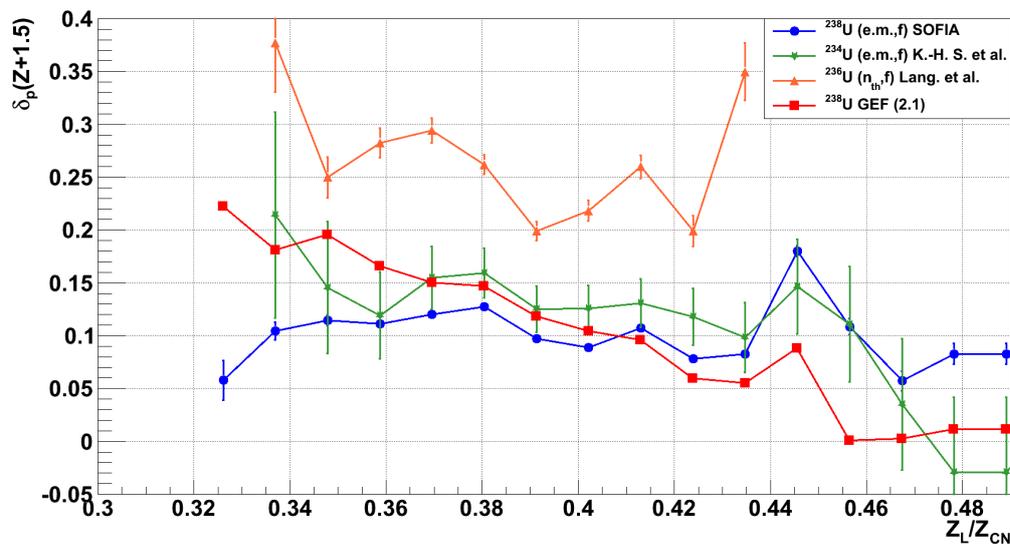


FIGURE 14.5 : Effet pair-impair local comparé de l' ^{238}U et de quelques noyaux proches, en fonction du rapport de la charge légère sur la charge du noyau composé (92 ici). Les résultats de GEF sont également indiqués.

amplitudes soient différentes. Au niveau de la symétrie, l'écart entre nos données et celles issues de [Schmidt 00] est important, très certainement causé par la différence de méthode utilisée pour réaliser la soustraction des fissions nucléaires (voir 14.2). L'augmentation de l'effet très net pour $Z_1/Z_{CN} = 0.48$ est causé par le changement brutal de pente à la charge $Z = 43$.

Le résultat de notre expérience est également comparé à celui donné par GEF. On constate plusieurs choses :

1. Tout d'abord, GEF prédit une diminution nette de l'effet proche de la symétrie. Cette tendance n'est pas nette dans nos données.
2. Il apparaît que GEF reproduit raisonnablement la forme locale de notre spectre, à un facteur d'échelle près, pour Z compris entre 37 et 55. Par exemple, les pics à $Z_L/Z_{CN} \simeq 0.38$, 0.41, 0.445, et 0.48 sont présents dans les deux spectres.
3. La stabilisation/diminution de l'effet pair-impair local pour les fissions très asymétriques ($Z_1 < 35$) dans nos données n'est pas reproduite par GEF.

14.4 Charge lourde moyenne

La moyenne de la charge lourde \bar{Z}_H est déduite d'un ajustement de 3 gaussiennes sur la distribution en charge : deux pour les composantes asymétriques, et une pour la composante symétrique. Ceci permet de reproduire la même méthodologie que celle utilisée dans [Schmidt 00] pour ce calcul. Le poids (l'intégrale) et la largeur de chaque composante sont regroupés dans le tableau 14.2.

\bar{Z}_H	$Y_{sym}(\%)$	$Y_{asym}(\%)$	σ_{sym}	σ_{asym}
53.39 ± 4.10^{-3}	1.4	98.6	0.89 ± 2.10^{-3}	2.62 ± 3.10^{-3}

TABLE 14.2 : Mesures pour l' ^{238}U sur SOFIA : charge lourde moyenne (\bar{Z}_H), poids des composantes symétriques (Y_{sym}) et asymétriques (Y_{asym}) et les largeurs σ_{sym} et σ_{asym} associées.

La figure 14.6 montre la moyenne des charges lourdes mesurées en fission e.m. pour plusieurs isotopes de l'uranium et du protactinium (tirés de la référence [Schmidt 00]). On observe que les valeurs s'articulent autour de $\bar{Z}_H = 54$. L'écart de notre valeur à ce nombre n'est que de 0.7 unité de charge, ce qui confirme la relative stabilité du nombre de protons sur une chaîne isotopique de systèmes fissionnant assez longue. Une tendance se dégage cependant grâce aux données précédentes : \bar{Z}_H diminue très légèrement quand le nombre de neutrons du système augmente, ce qui semble également vrai (dans une moindre mesure) pour la chaîne des protactiniums. Dans leur étude des différents modes de fission, C. Bökstiegel et al. [Bökstiegel 08] déconvoluent les distributions en charges de nombreux systèmes selon les 3 modes de fissions Standards I, II (SI, SII) et Super-Long (SL). Ils montrent que, pour les deux chaînes isotopiques du protactinium et du plutonium (au moins), le mode SI, qui se positionne autour du noyau doublement sphérique ^{132}Sn , augmente fortement avec le nombre de masses. L'hypothèse proposée est que, à mesure que la masse d'un élément donné augmente, le rapport N/Z s'approche progressivement de celui de l' $^{132}_{50}\text{Sn}$ ($\simeq 1.64$ contre 1.58 pour l' ^{238}U), ce qui permet de former d'avantage ce noyau. Le point que nous déterminons ici semble confirmer cette hypothèse, ou du moins, que la production de SI est corrélée avec le rapport N/Z du système fissionnant. De plus, comme on peut le vérifier dans le spectre 14.2, la charge la plus produite dans la fission de l' ^{238}U est la 52, alors qu'il s'agit de 54 pour tous les isotopes de l'uranium de $A \leq 235$ [Schmidt 00, Lang 80]. Il est donc clair que les poids des différents modes de fission sont influencés par le nombre de neutrons du système fissionnant. Cette évolution est cependant très progressive car, pour la chaîne des uraniums, on voit que \bar{Z}_H ne change que de 0.7 unité de charge pour une différence de 9 neutrons initiaux.

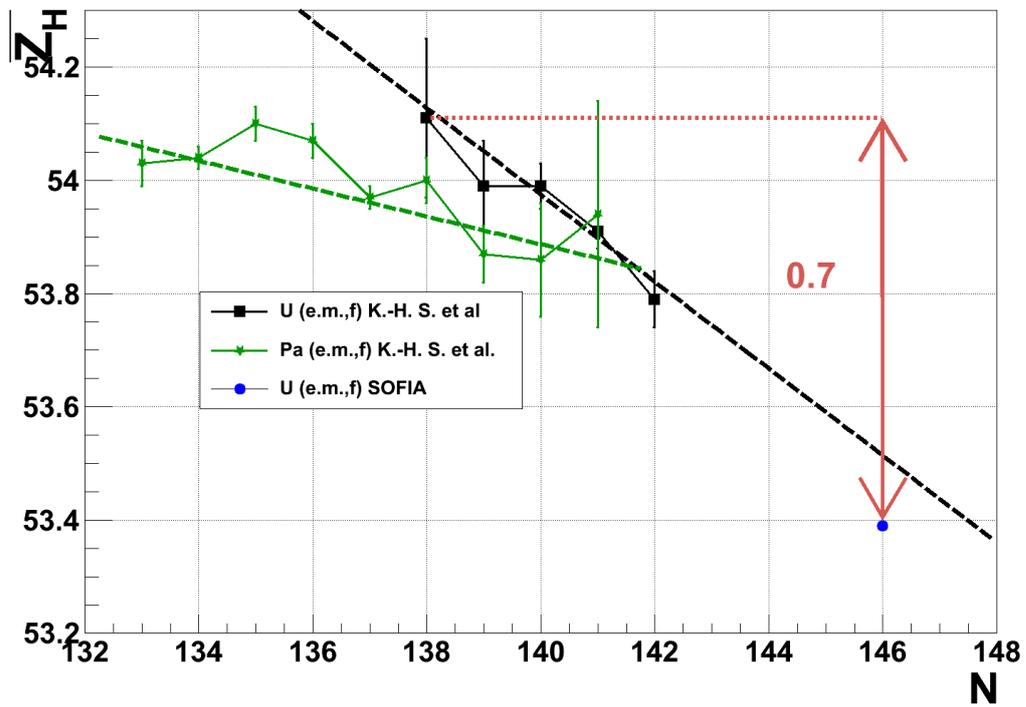


FIGURE 14.6 : Charge lourde moyenne (\bar{Z}_H) pour plusieurs systèmes fissionnants en fonction du nombre de neutrons du système. Des fits linéaires permettent de guider l'oeil sur les tendances.

Chapitre 15

Rendements isotopiques

Les rendements isotopiques ont été mesurés de la charge $Z = 31$ à $Z = 60$ par intégration des spectres (multifits gaussiens) tels que ceux présentés figure 13.6. Chaque spectre est normalisé au rendement de la charge correspondante tel que déterminé à l'étape précédente.

Ces données sont comparées à deux expériences antérieures mais sont véritablement innovantes car c'est la première fois que l'ensemble de la gamme des fragments de fission peut-être analysée, et surtout, avec une telle précision.

15.1 Comparaison aux données

L'ensemble des distributions isotopiques mesurées sont comparées aux résultats de Lang et al. ($^{235}\text{U}(n_{th},f)$), figure 15.1 et Donzaud et al. (fission e.m. de ^{238}U) en figures 15.1 et 15.2 pour les charges légères et lourdes respectivement.

15.1.1 Comparaison avec Donzaud et al.

Le premier constat que l'on peut faire est que pour de nombreux éléments, les distributions de cette expérience sont très proches de celles que nous mesurons. En particulier, pour Z compris entre 35 et 41 (inclus), l'accord est remarquable pour la grande majorité des noyaux. Pour les charges plus lourdes en revanche, des désaccords importants peuvent être observés. Pour $Z \in \{45; 49\}$ les masses des données de Donzaud et al. présentent une distribution plus gaussienne que les nôtres. Par exemple, pour $Z = 46$, le rendement de la masse 116 est supérieur de 70 % à celui que nous mesurons. Cette différence s'explique par la méthode de symétrisation employée par les auteurs de [Donzaud 98] qui entraîne la suppression des fissions de haute énergie d'excitation mais également de données physiques qui pourraient se trouver sur les masses déficientes en neutrons. Remarquons enfin que les distributions de Donzaud et al. reprennent une forme proche de celle que nous trouvons pour $Z \geq 50$.

15.1.2 Comparaison avec Lang et al.

Ces mesures donnent les rendements de fission de ^{236}U . Ce système fissionnant possède deux neutrons de moins que le nôtre mais l'énergie d'excitation importante apportée en excita-

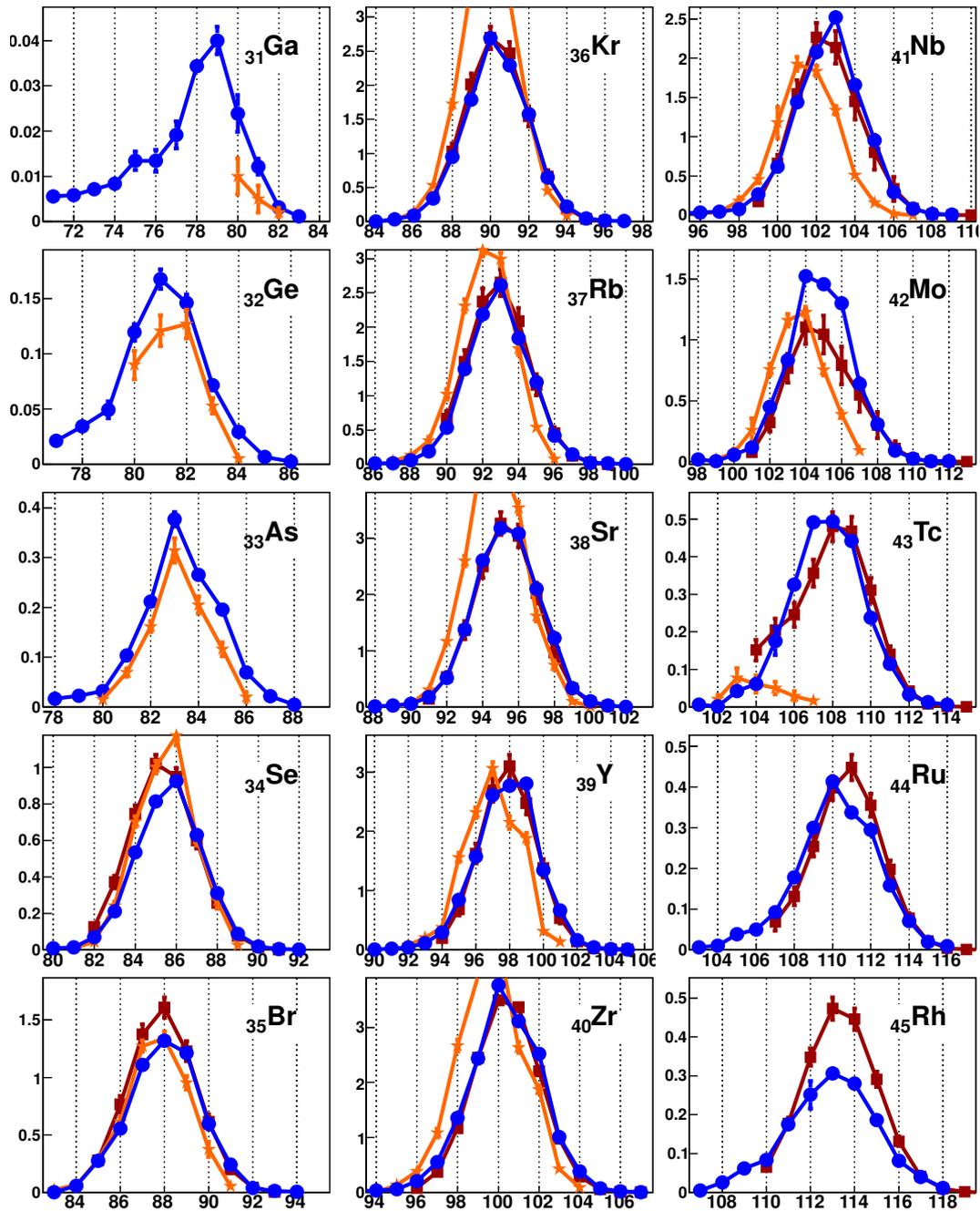


FIGURE 15.1 : Comparaison des rendements isotopiques de notre expérience (en bleu) avec Donzau et al. (en rouge foncé) et Lang et al. (en orange). Abscisse : masse. Ordonnée : rendement en %.

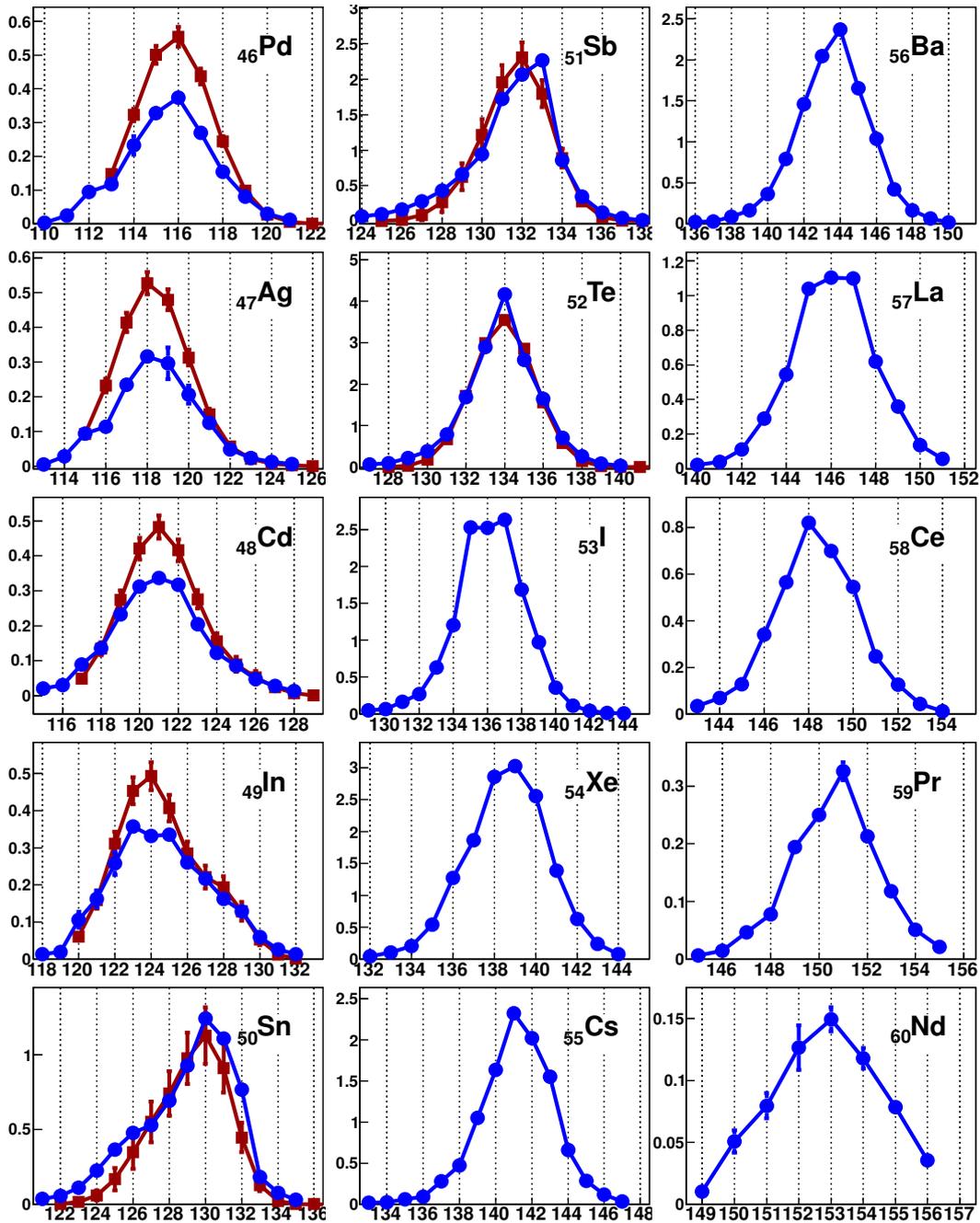


FIGURE 15.2 : Suite de la comparaison de nos rendements isotopiques (en bleu) avec Donzaud et al. (en rouge foncé) et ceux de Lang et al. en $\%$. Abscisse : masse. Ordonnée : rendement en $\%$.

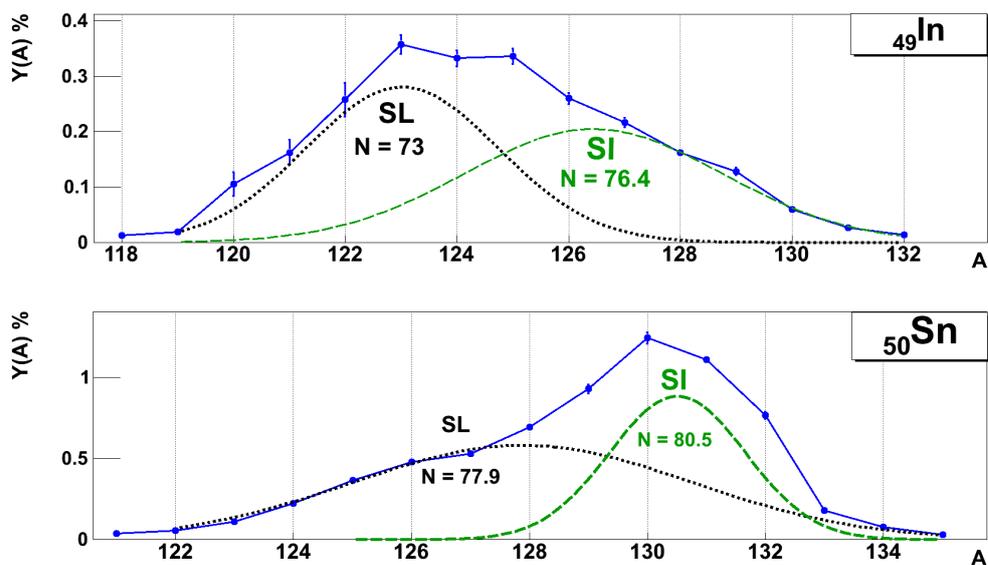


FIGURE 15.3 : Comparaison des distributions isotopiques des charges 49 et 50. Les valeurs moyennes de chaque gaussienne est indiquée en nombre de neutrons.

tion électromagnétique compense cet écart par une émission de 4.27 neutrons environ, contre 2.42 pour l' ^{236}U (évaluation ENDF/B-VII). Cette hypothèse semble se vérifier pour les charges légères puisque la forme de la distribution est proche de celle que nous trouvons jusqu'à $Z \sim 35$ environ. Au-delà, l'écart augmente significativement.

15.1.3 Transition $Z = 49$, $Z = 50$

La transition entre le $Z = 49$ et $Z = 50$ est intéressante. Une vision détaillée est présentée figure 15.3. L' $_{49}\text{In}$ est en effet le seul élément pour lequel on observe une bosse significative (autour de $\{A = 128; N = 79.2\}$) plus riche en neutrons que la distribution majoritaire (autour de $\{A = 123.7; N = 74.7\}$). L'effet inverse est observé pour la charge $Z = 50$: une bosse minoritaire à $\{A = 126.9; N = 76.9\}$ et une bosse majoritaire à $\{A = 130.5; N = 80.5\}$. Il est très probable que ces bosses signent la compétition entre les deux modes de fissions Super-Long et Standard I. Les positions des bosses correspondantes entre les deux distributions ne sont pas égales en nombre de neutrons mais il faut tenir compte du fait que l'étain 132 est formé préférentiellement sphérique et possède donc, à priori, moins d'énergie d'excitation disponible pour l'émission de neutrons. Il semble donc que pour ces deux valeurs de charges, le fragment lourd ait le choix entre deux configurations stables pour le rapport N/Z .

15.2 Comparaison au code GEF

Des comparaisons de nos résultats avec le code GEF sont présentées figure 15.4. On constate quelques différences mais globalement l'accord obtenu est excellent. Pour les charges 36 à 42

et 51 à 57 en particulier les distributions de GEF (v. 2.2) sont très proches de celles que nous mesurons. Pour les charges 48 et 49 notamment, GEF prévoit des distributions plus riches en neutrons que les nôtres. Pour les charges légères, les formes des distributions sont également semblables, bien que le taux de production isotopique soit sous-estimé à mesure que la charge baisse (effet visible à partir de $Z < 34-35$).

15.2.0.1 Polarisation en charge

La polarisation en charge traduit l'excédent de protons des fragments par rapport au nombre qu'ils possèderaient si le ratio des protons et des neutrons du noyau père était conservé. On tient tout de fois compte de l'émission des neutrons prompts (environ 4) dans la suite et c'est le rapport de $N(^{234}\text{U})/Z(^{234}\text{U})$ qui est utilisé par la suite pour la comparaison.

La figure 15.6 montre le rapport du nombre de neutrons moyen normalisé par la charge, en fonction de la charge nucléaire du fragment. Les valeurs de GEF (2.1) et de ^{234}U sont également indiqués. La tendance générale est semblable entre nos données et la simulation : par rapport à la valeur du système fissionnant, la polarisation est négative pour les fragments légers et décroît jusqu'à la charge 42 environ (43 pour GEF). Elle remonte ensuite progressivement avec une pente de plus en plus accentuée pour finalement devenir fortement positive à partir de la charge 50. À partir de là, les valeurs décroissent ensuite progressivement. Le creux à $Z = 42$ s'explique par la valeur importante de ce rapport pour le fragment complémentaire ($Z = 50$). La figure montre clairement que l'hypothèse UCD (unchanged charge density), qui suppose que le rapport N/Z du faisceau est conservé par les fragments, n'est correcte qu'en moyenne seulement¹.

La variation brutale de la polarisation est sans ambiguïté liée à la présence du noyau doublement magique ^{132}Sn . Cette tendance a déjà été relevée dans le modèle de Wilkins [Wilkins 76] et confirmée pour plusieurs noyaux (voir pp 397-399 de [Wagemans 91]). Ce changement peut être attribué à deux propriétés du noyau ^{132}Sn . En premier lieu, celui-ci est sphérique à la scission et l'énergie d'excitation disponible pour l'émission de neutrons sera donc plus faible que pour les noyaux déformés. Ensuite, les effets de couche réciproques jouent certainement un rôle important puisque, la magie de la couche neutrons à $N = 82$ augmente encore le gap du premier état excité de la couche proton $Z = 50$, et inversement [Schmidt 80].

Le point à $Z = 31$ est nettement plus déficient en neutrons que le point à $Z = 32$. La raison de ce changement n'est pas encore bien claire.

1. La polarisation des fragments de fission (FF) telle que définie ici est équivalente à $\frac{N_{FF}}{Z_{FF}} - \frac{N_o - 4}{Z_o}$. Cela conduit à une définition légèrement différente de celle habituellement donnée (initialement par A. C. Wahl) : $Z_{lourd} - Z_{UCD}$ et $Z_{UCD} - Z_{léger}$ avec $Z_{UCD} = A_{FF} \times \frac{Z_o}{A_o}$. Les indices 0 se rapporte au noyau composé initial (^{238}U ici)

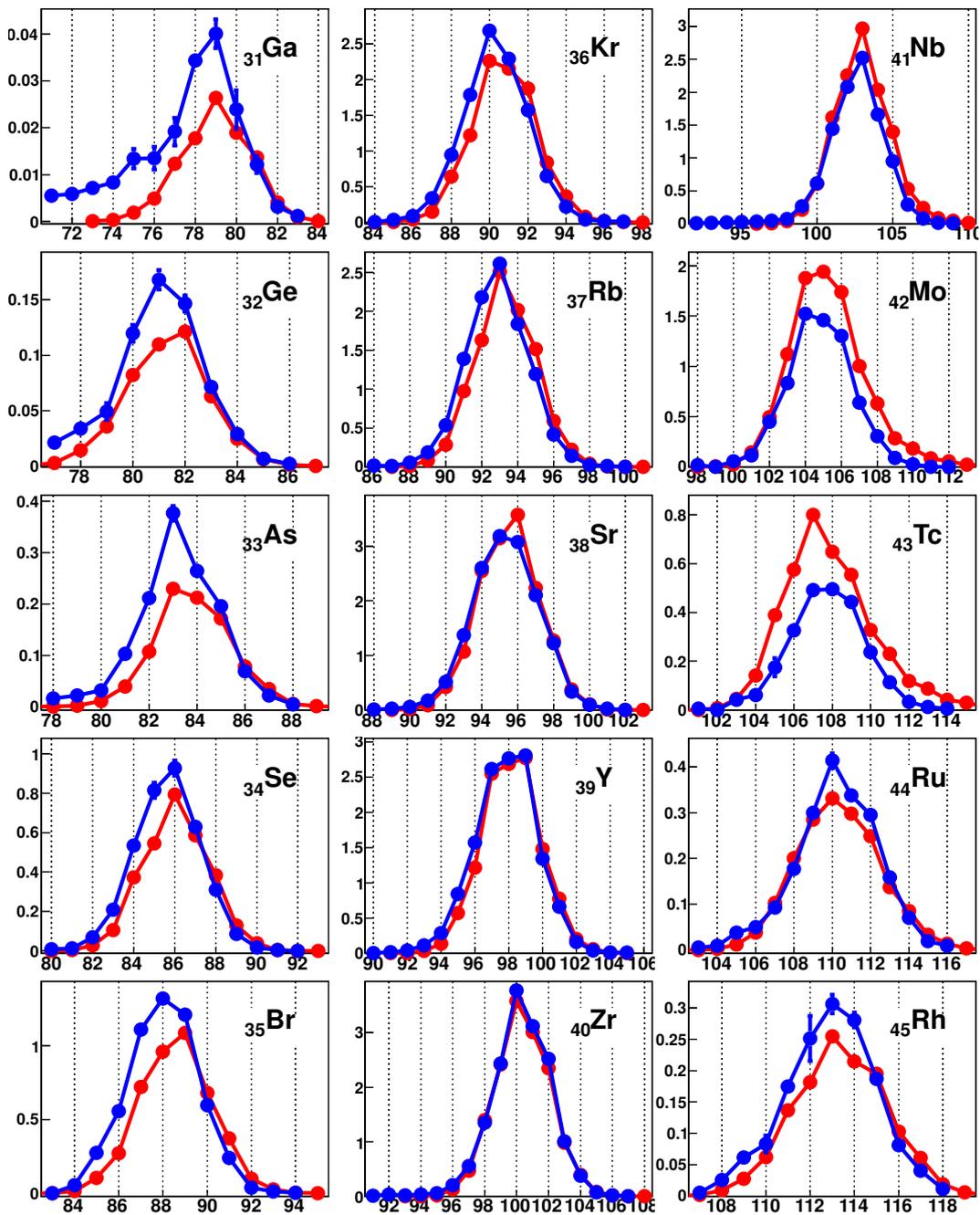


FIGURE 15.4 : Rendements isotopiques de fission de l' ^{238}U comparés entre SOFIA et GEF 2.2 pour la même énergie d'excitation. Abscisse : masse. Ordonnée : rendement en %.

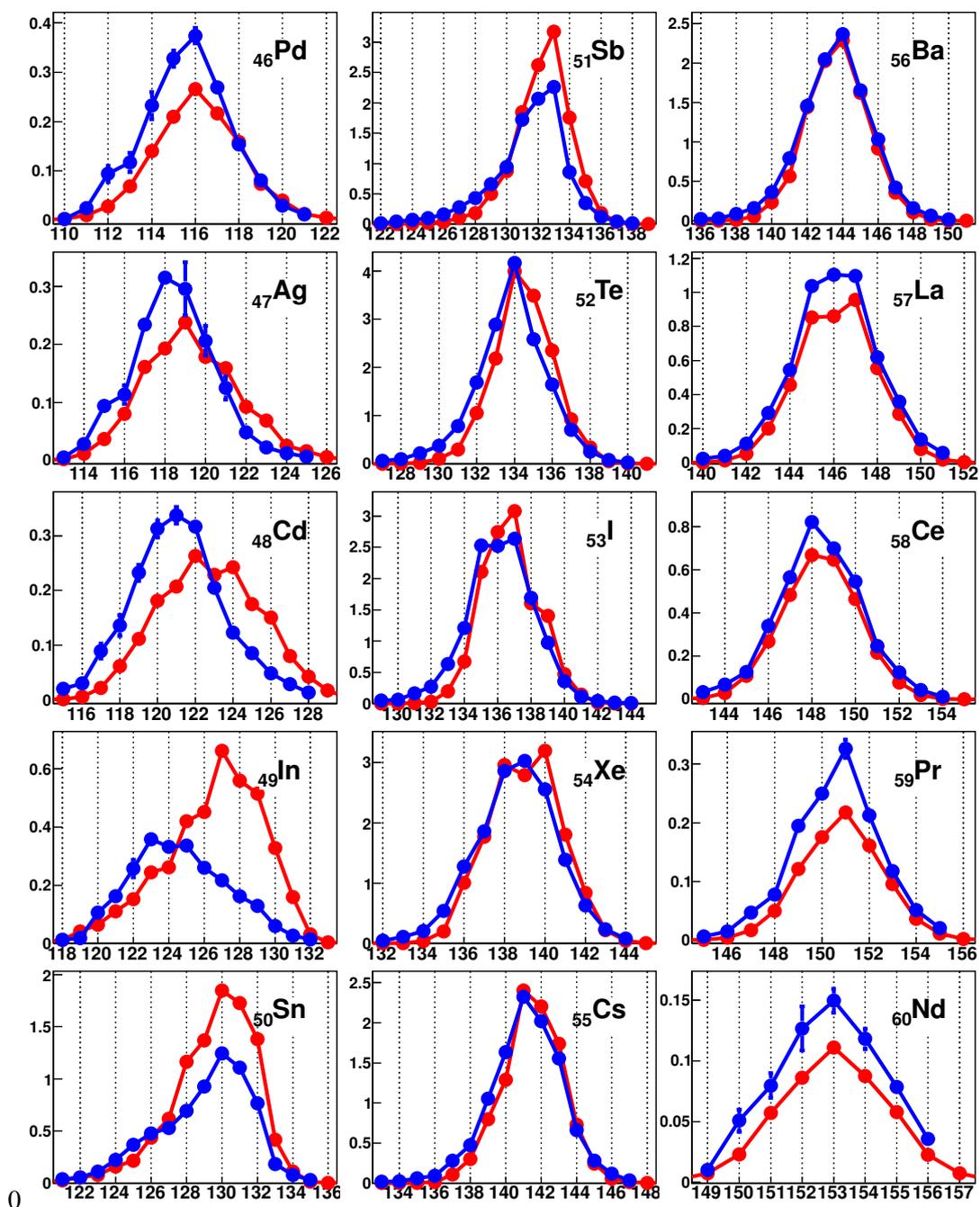


FIGURE 15.5 : Suite de la figure 15.4 : charges lourdes. Abscisse : masse. Ordonnée : rendement en %.

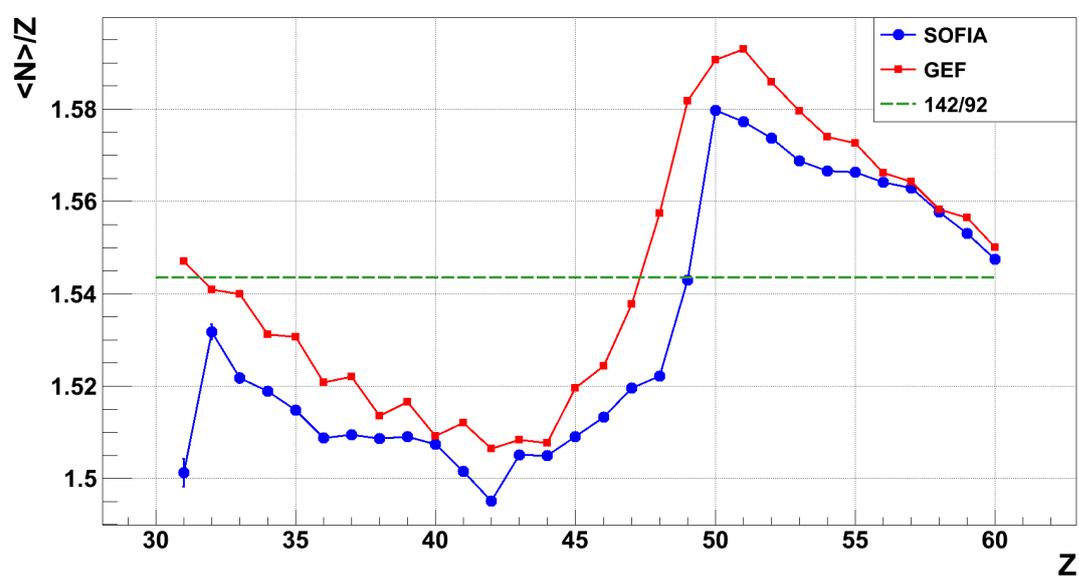


FIGURE 15.6 : Nombre moyen de neutrons normalisé par la charge en fonction de cette charge. Les valeurs de notre expérience (bleu) sont comparées avec celle de GEF (rouge). La valeur de ce rapport pour ^{234}U est également indiquée par le pointillé vert.

Chapitre 16

Rendements isobariques

16.1 Comparaison aux données

Les rendements en masses de SOFIA sont présentés figure 16.1 et comparés avec plusieurs jeux de données évaluées (ENDF/B-VII). Les rendements mesurés sur l' ^{238}U en neutrons rapides de 14 MeV devraient être proches des nôtres car les énergies d'excitation sont respectivement de $E^* \simeq 18.8$ MeV et $E^* \simeq 14$ MeV soit une différence de 4.8 MeV, c'est-à-dire la valeur de l'énergie de séparation neutron de l' ^{239}U . On constate figure 16.1, que cette hypothèse semble bien vérifiée car les deux distributions sont très semblables (aux incertitudes près). La forme du pic lourd est en particulier très similaire. Pour les masses légères les écarts peuvent s'expliquer par les grandes incertitudes (en particulier pour $A = 100$). Comme attendu, la vallée de fission symétrique est un peu plus peuplée pour la fission de l' ^{239}U à cause du supplément d'énergie d'excitation. On remarque aussi que la position d'un pic dominant à $A = 139$ est trouvée dans les deux jeux de données.

Les données évaluées en ^{235}U montrent en revanche des différences notables avec nos données. En particulier la vallée de symétrie, qui n'est pas peuplée, part préférentiellement dans le mode SII ($\bar{A} \approx 139 - 140$).

Nos données sont également comparées aux résultats de GEF 2.2, figure 16.2. À nouveau ici, les écarts sont faibles en moyenne. GEF trouve cependant un pic autour de $A = 134$ plus fortement peuplé que dans nos données.

16.2 Rapport contributions asymétrique / symétrique

L'évolution du rapport des contributions des masses symétriques sur asymétriques (Y_{sym}/Y_{asym}) en fonction de l'énergie du neutron incident (E_n) a été mesurée à de nombreuses reprises. Une paramétrisation est proposée dans la référence [Vives 00] pour la réaction $^{238}\text{U}(n, f)$. Le système fissionnant possède un neutron de plus que celui étudié ici mais l'évolution doit être très faible d'un isotope à un autre. La figure 16.3a présente la courbe obtenue dans cette référence ainsi que l'énergie neutron équivalente attendue sur SOFIA, déduite du rapport Y_{sym}/Y_{asym} ($= \frac{Y_{101}+Y_{102}+Y_{137}+Y_{138}}{Y_{118}+Y_{119}+Y_{120}+Y_{121}}$, avec Y_i = rendement de la masse i). On trouve une énergie d'excitation du système d'environ 15 MeV, soit, très proche de celle attendue. L'erreur à la fois sur la fonc-

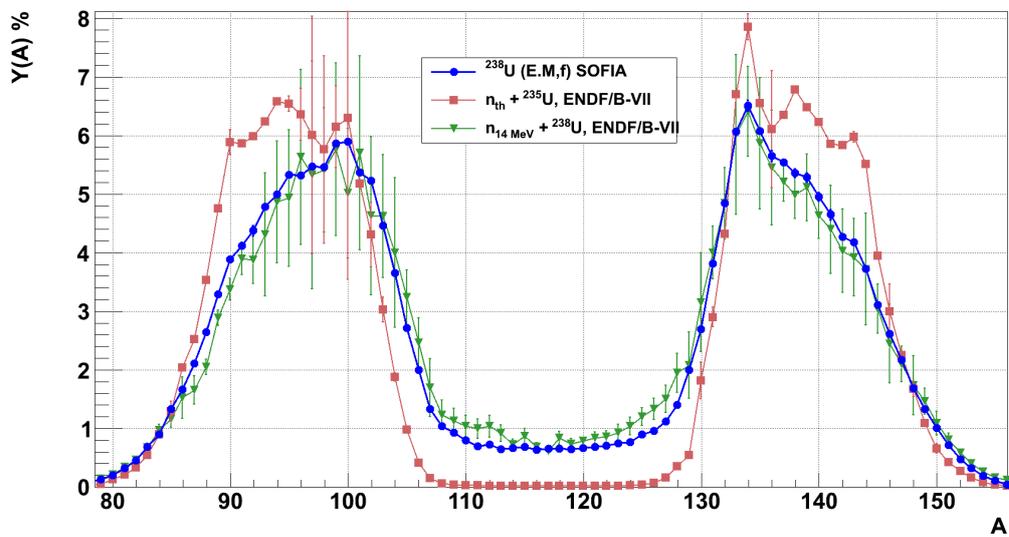


FIGURE 16.1 : Spectre de masses pour la fission de l' ^{238}U sur SOFIA et comparés aux données ENDF-BVII pour la fission thermique de l' ^{235}U (en rouge) et celle de l' ^{238}U (en vert) induite par un neutron de 14 MeV.

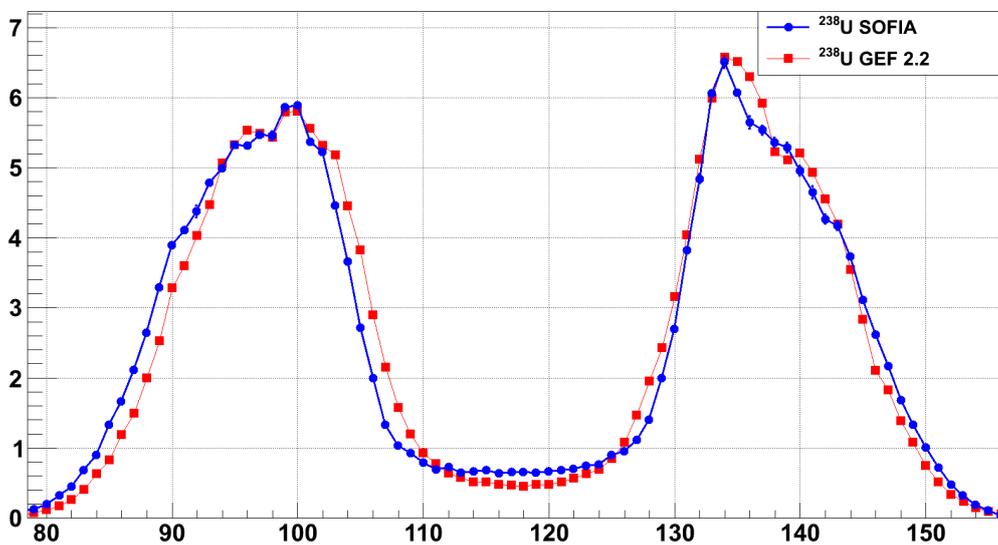
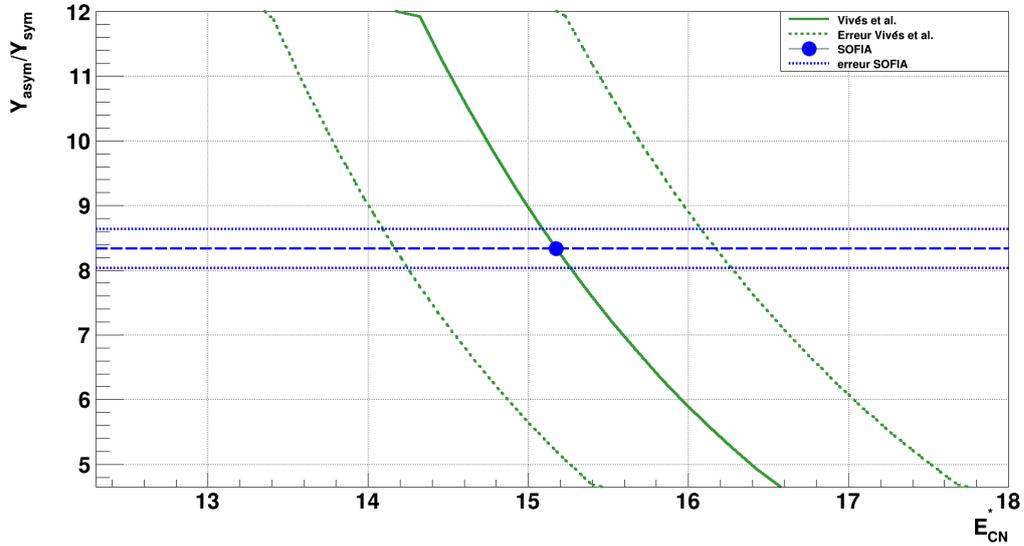


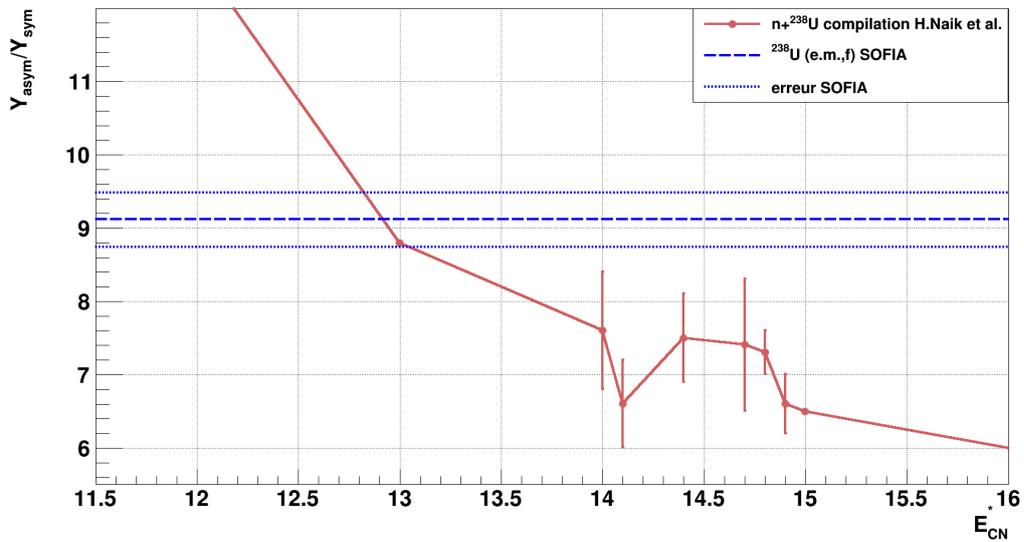
FIGURE 16.2 : Spectre de masses obtenu pour la fission de l' ^{238}U sur SOFIA et comparés au résultat de GEF (2.2) (en rouge, carrés).

tionnelle et sur notre valeur de rapport permet de conforter les calculs théoriques des spectres d'excitation électromagnétique.

La comparaison avec une seconde référence [Naik 13] est donnée figure 16.3b (produits de fission (donc après décroissance β) de l' ^{238}U induite par neutrons). On trouve ici une énergie d'excitation d'environ 13 MeV. Cette valeur est, elle aussi, en bon accord avec celle attendue.



(a) Comparaison par rapport à la paramétrisation donnée dans [Vives 00], en vert (erreur en pointillés).



(b) Comparaison par rapport aux données de [Naik 13].

FIGURE 16.3 : Évolution du rapport Y_{sym}/Y_{asym} en fonction de l'énergie d'excitation du système fissionnant d'après deux publications. Les valeurs (incertitudes) déterminées dans notre expérience sont représentées par les lignes (points) bleus.

Chapitre 17

Rendements isotoniques

Ici aussi ces données sont nouvelles, car la mesure des rendements isotoniques nécessite la mesure simultanée de la masse et la charge des fragments, ce qui n'avait jusqu'alors pas pu être réalisé sur l'ensemble de la gamme.

17.1 Rendements

Les rendements sont présentés figure 17.1. On constate très clairement que certaines valeurs sont privilégiées : $N = 82$ (qui correspond à une couche sphérique) et $N = 60$ qui est visiblement son complémentaire. L'observation des autres couches neutrons, comme par exemple $N = 88$ qui est censée être stabilisatrice [Wilkins 76], est délicate à cause de l'énergie d'excitation relativement élevée à laquelle a lieu la fission (~ 14 MeV). Cette énergie conduit à une évaporation de neutrons supérieure à celle habituellement observée en fission induite par neutrons thermiques. Les positions moyennes des bosses lourdes et légères sont indiquées tableau 17.1.

17.2 Effet pair-impair neutrons

Celui-ci est calculé par l'expression 14.1 et vaut $5.25 \pm 0.5 \%$. Cette valeur est très proche de celle trouvée pour la fission thermique de ^{235}U ($E^* = 6.4$ MeV) : $5.4 \pm 0.7 \%$ [Lang 80]. Il semble donc que l'amplitude de l'effet pair-impair neutrons dépende peu ou faiblement de l'énergie d'excitation du noyau composé. Ce résultat peut paraître surprenant mais il est parfaitement compatible avec les considérations de M. V. Ricciardi et al. [Ricciardi 04, Ricciardi 10]. Ces publications analysent un effet pair-impair complexe modulé par la masse et l'excès de neutrons du noyau produit. Sur les différentes hypothèses testées, seule la prise en compte de l'effet dominant des énergies de séparation (S_p ou S_n) des noyaux fils permet de reproduire

	\bar{N}_L	\bar{N}_H
SOFIA	58.26 ± 0.02	84.24 ± 0.02

TABLE 17.1 : Position moyenne des bosses neutrons légères (\bar{N}_L) et lourde (\bar{N}_H).

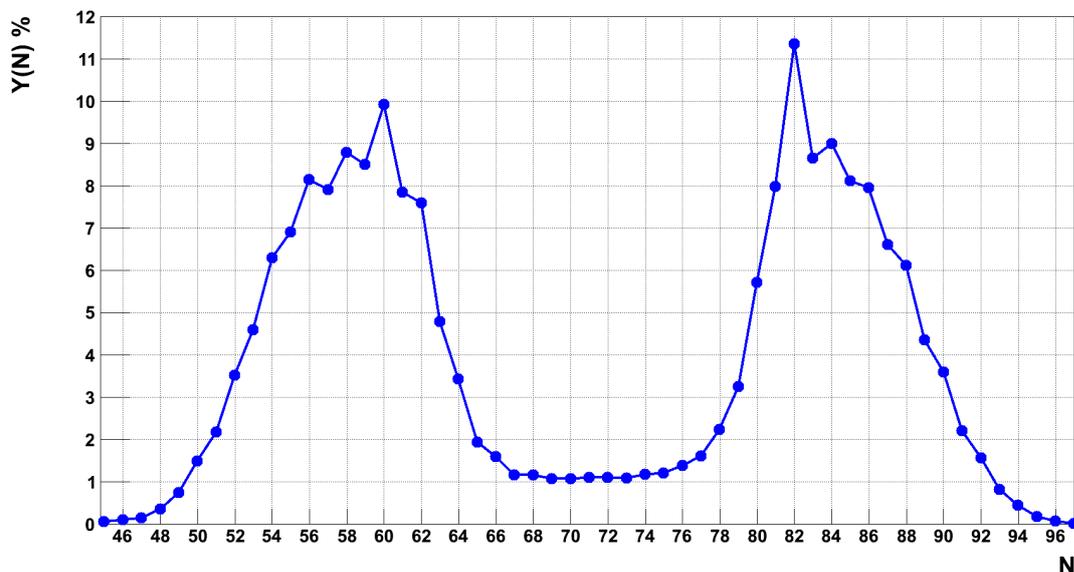


FIGURE 17.1 : Spectre des rendements neutrons pour la fission de l'uranium 238.

correctement les données. Par exemple, les énergies de liaison des fragments ne peuvent pas expliquer les formes des sections efficaces de production des noyaux. Une conclusion importante est formulée : l'appariement des noyaux est essentiellement déterminé à la dernière étape d'une cascade d'évaporation. Plus précisément, au moment de leur formation, les fragments possèdent une énergie d'excitation largement suffisante pour briser au moins quelques paires de nucléons. Les hypothèses sont testées pour des noyaux légers ($Z < 30$) qui sont formés lors de collisions violentes et donc à une énergie d'excitation importante, mais il est raisonnable de penser que cette destruction des effets d'appariement est aussi valable pour les fragments de fission lors de leur formation car leur énergie d'excitation est largement au-dessus de la dizaine de MeV (l'énergie dissipée à la scission est elle-même probablement de cet ordre de grandeur [Rejmund 00], à laquelle il faut au moins ajouter l'énergie de déformation) et surpasse donc les énergies d'appariement qui sont plutôt de l'ordre du MeV ($\simeq \frac{12}{\sqrt{A}}$). Les fragments évacuent progressivement cette énergie d'excitation par émission de neutrons. Vers la fin de la cascade, on voit sur la figure 17.2, que le fragment père peut encore évacuer un neutron si l'énergie disponible est supérieure à $S_{n,p}$ (S_n du noyau père) représenté par la ligne rouge. Dans ce cas, le noyau fils produit est stable uniquement si son S_n ($S_{n,f}$) est supérieur à l'énergie qui lui reste, c'est-à-dire à la différence entre l'énergie d'excitation du noyau père, représenté par la ligne bleue, et le $S_{n,p}$. Autrement, dit, plus le $S_{n,f}$ est grand, et plus ce noyau fils attire les flux de désexcitation, et plus il est produit. On explique ainsi que c'est l'énergie de séparation de la dernière particule produite qui est importante. C'est elle qui conditionne le taux de production du fragment correspondant et crée par exemple une structure paire-impair neutron car le S_n d'un noyau pair est plus grand que celui d'un noyau impair.

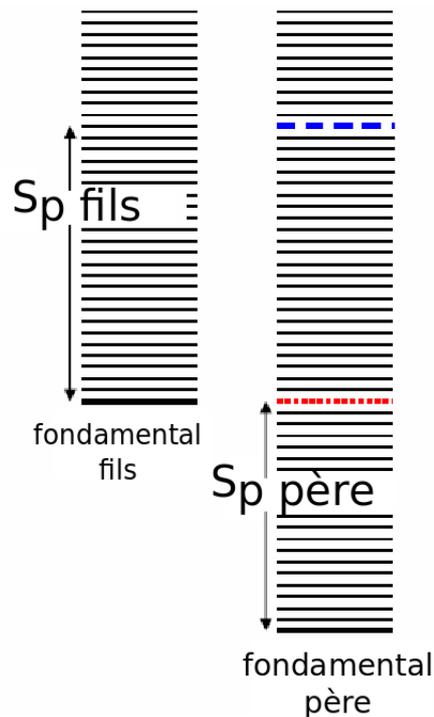


FIGURE 17.2 : Représentation des schémas de niveau pour des noyaux père et fils. C'est uniquement si l'énergie du père appartient à la plage comprise entre les lignes bleues et rouge que le fils sera le dernier noyau produit. On voit que cette plage augmente lorsque l'énergie de séparation du noyau fils augmente. L'image est tirée de [Ricciardi 10].

Cette dépendance à l'énergie de séparation doit cependant être progressivement concurrencée par les décroissances gamma à mesure que la masse du noyau considéré augmente. Les effets de structure doivent donc diminuer progressivement avec la masse du noyau fils.

La similarité de l'effet pair-impair neutron entre l'expérience de Lang et al. et la nôtre est encore plus frappante lorsqu'elle est calculée localement (avec l'équation 14.2) comme présenté figure 17.3. La forme et l'amplitude des deux distributions (hormis les deux extrêmes de la courbe de l' ^{236}U) sont très proches : les variations locales sont très similaires, en particulier pour la gamme $N \in [54 : 58]$ où les points sont pratiquement confondus. L'amplitude est légèrement différente en dehors de cette région mais la forme reste exactement la même. Si la compétition avec l'émission gamma semble se manifester par la descente aux environs de $N = 68$ sur la figure, on constate que l'effet pair impair remonte à nouveau progressivement après $N \simeq 73$ jusqu'à la fin de la distribution.

En conclusion, les données démontrent de façon inambigüe que l'effet pair-impair neutron dépend très peu, voire pas du tout, de l'énergie d'excitation initiale du système fissionnant, au moins pour les fragments légers. Il s'agit là d'une conclusion majeure de ce travail.

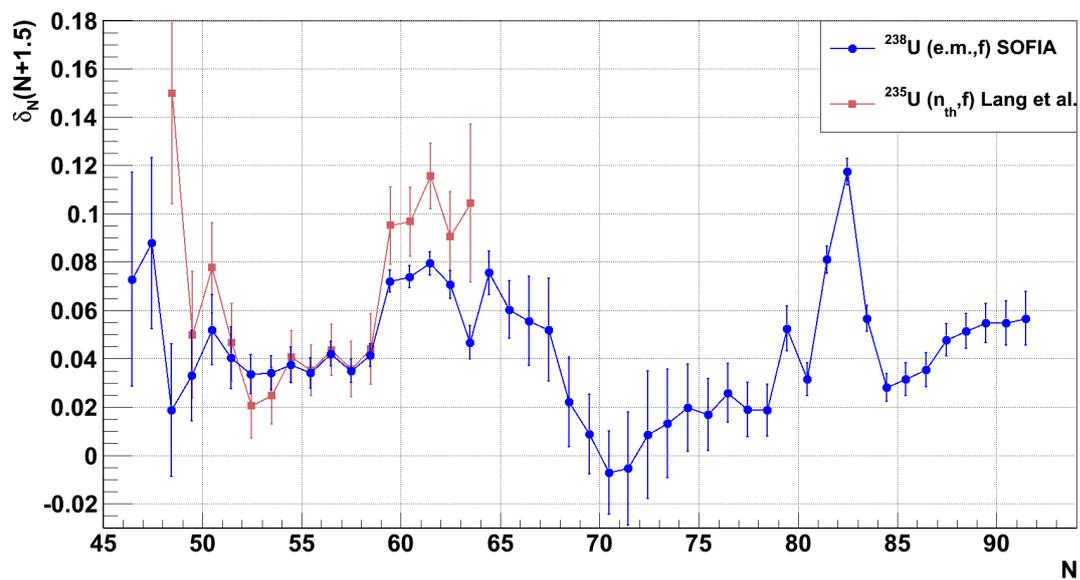


FIGURE 17.3 : Effet pair-impair local neutron mesuré en ^{238}U sur SOFIA et Lohengrin en neutrons thermiques sur ^{235}U [Lang 80] .

Chapitre 18

Émission neutrons

Les mesures des masses des deux fragments permettent d'accéder au nombre de neutrons émis (ν) lors de chaque fission. La courbe en dents de scie habituelle du nombre de neutrons émis en fonction de la masse ou de la charge d'un seul fragment ne peut être retrouvée ici car il nous est actuellement impossible d'attribuer séparément le nombre de neutrons émis par fragment. En revanche, nous avons accès au nombre total de neutrons moyen émis lors de chaque fission, et du nombre de neutrons émis en fonction de la partition en charge.

18.1 Émission moyenne

La figure 18.1 présente le spectre du nombre de neutrons émis pour les fissions de basse énergie, les fissions dans les cathodes de la cible active, et les fissions nucléaires qui conservent le nombre de protons égal à 92. Ces dernières ont une grande énergie d'excitation, environ 27 MeV par nucléon abradé [Schmidt 93] et émettent donc un nombre de neutrons moyen important, environ 10 au total d'après le spectre bleu de cette même figure.

Ensuite, le spectre noir indique que les fissions résultant de l'excitation coulombienne émettent en moyenne 4.24 ± 0.007 neutrons (et de largeur FWHM = 4.6 neutrons). GEF donne en revanche une valeur égale à 3.57. Elle a été paramétrée en fonction de l'énergie d'excitation du système dans [Ethvignot 05] pour la réaction $^{238}\text{U}(n, f)$ sur une large gamme en énergie (de 0 à 200 MeV). Elle est illustrée figure 18.2, à côté des données évaluées de [Madland 06]. La valeur obtenue sur notre expérience est comprise entre les deux lignes bleues. On en déduit que l'énergie d'excitation pour notre expérience serait d'environ 17.8 MeV. Cette valeur n'est malheureusement pas compatible avec celle attendue ni celle trouvée grâce au rapport pic/vallée des distributions en masses, même en tenant compte des erreurs statistiques et systématiques. On attendrait en effet plutôt 3.7 neutrons émis pour obtenir une énergie d'excitation moyenne de 14 MeV. Une interrogation demeure ici.

18.2 Émission en fonction de la partition en charge

La répartition du nombre de neutrons émis en fonction de la charge est présentée figure 18.3 aux côtés des largeurs de distribution neutrons. On constate que les fissions symétriques pro-

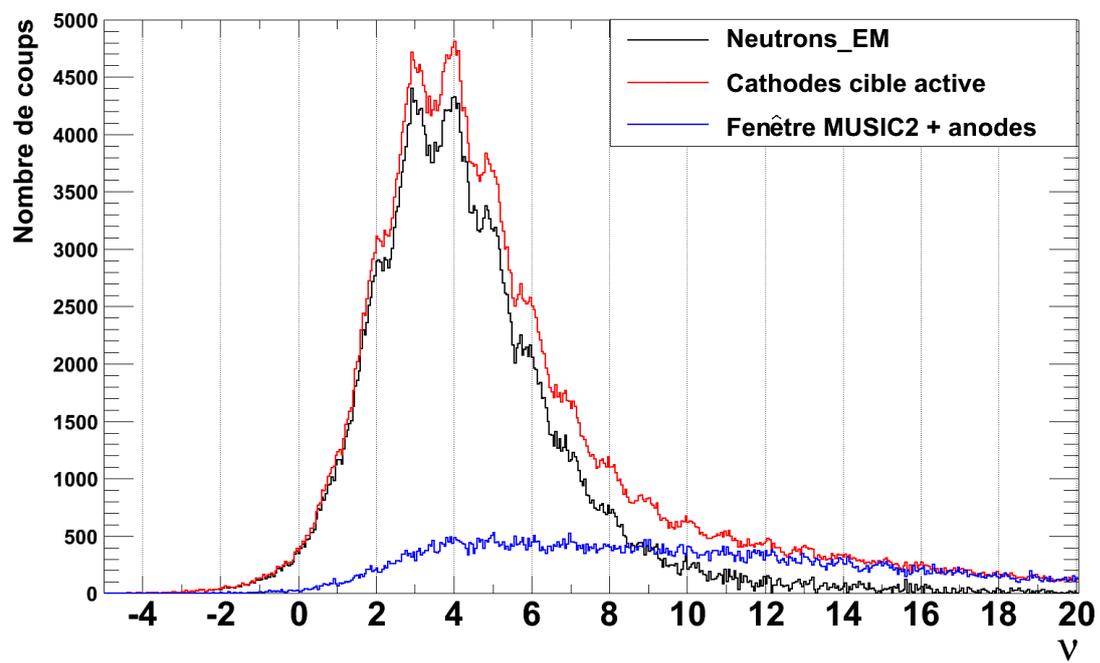


FIGURE 18.1 : Spectre du nombre de neutrons émis sur la fission électromagnétique de ^{238}U (en noir). Sont aussi représentés les spectres pour les fissions dans la cible active (rouge) et des fissions nucléaires (bleu).

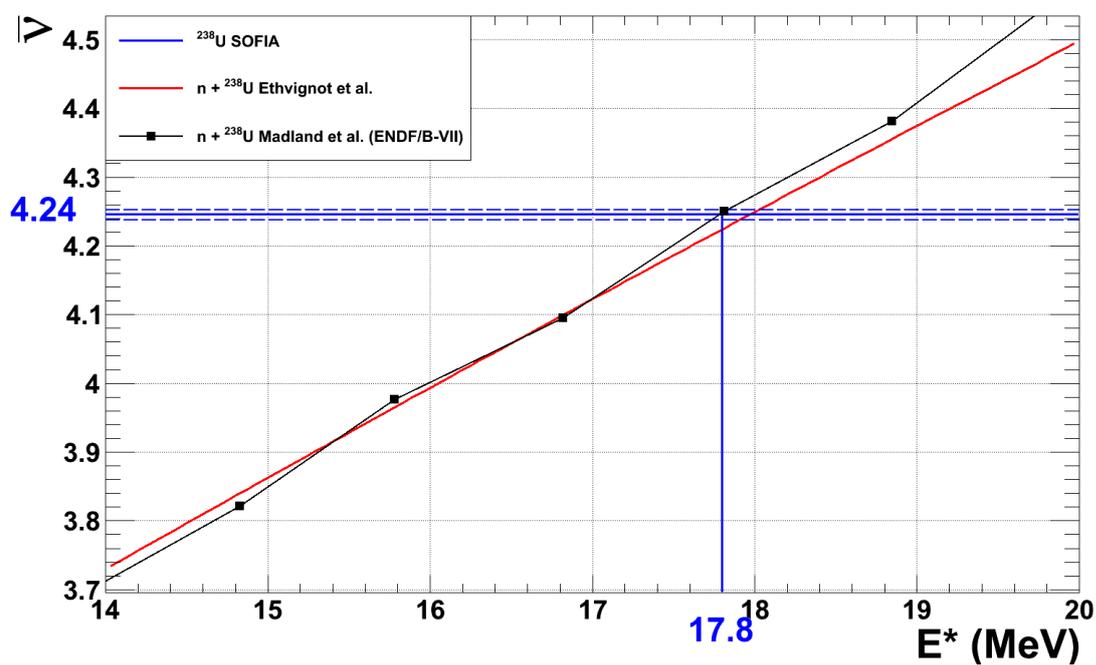


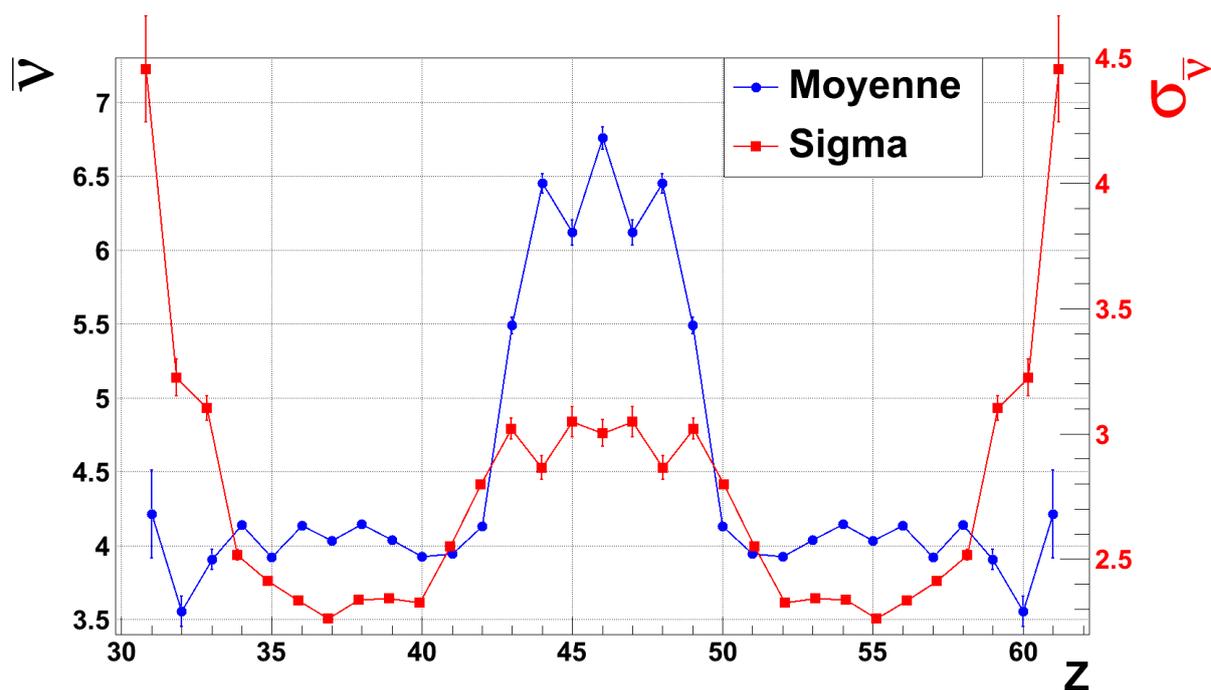
FIGURE 18.2 : Nombre moyen de neutrons ($\bar{\nu}$) émis en fonction de l'énergie d'excitation du système fissionnant. Notre valeur se situe entre les deux lignes bleues ($\bar{\nu} = 4.24 \pm 0.007$). La ligne rouge est une paramétrisation tirée de [Ethvignot 05] et celle en noir est tirée de [Madland 06] (données évaluées).

duisent en moyenne d'avantage de neutrons que celles asymétriques (6.5 contre 4 environ). On l'explique en considérant que les fissions symétriques correspondent à deux noyaux très déformés dans le mode SL. Cette énergie de déformation se transforme en énergie d'excitation disponible pour l'émission de neutrons lorsque les fragments retournent dans l'état de déformation fondamental [Schmidt 11]. Ensuite, il apparaît (sur le zoom figure 18.3b) que l'émission neutrons est modulée par un effet pair-impair. Ceci peut s'expliquer par l'augmentation du Q de la réaction grâce à l'énergie d'appariement proton, lorsque les deux fragments ont des charges paires. En première approximation, cette énergie d'appariement s'exprime par $\frac{12}{\sqrt{A}}$ [Bohr 98]. Elle vaut donc environ 1 MeV pour la charge 56 ($A \sim 144$) et 1.26 MeV pour le complémentaire ($Z = 36$, $A \sim 90$). Ce couple de charges possède donc, en moyenne, ~ 2.3 MeV d'énergie supplémentaire par rapport aux couples de charges impaires voisins, ce qui conduit certainement aux oscillations observées sur la figure. Cependant, toute ou une partie de cette énergie peut également être utilisée pour autre chose que l'émission neutrons.

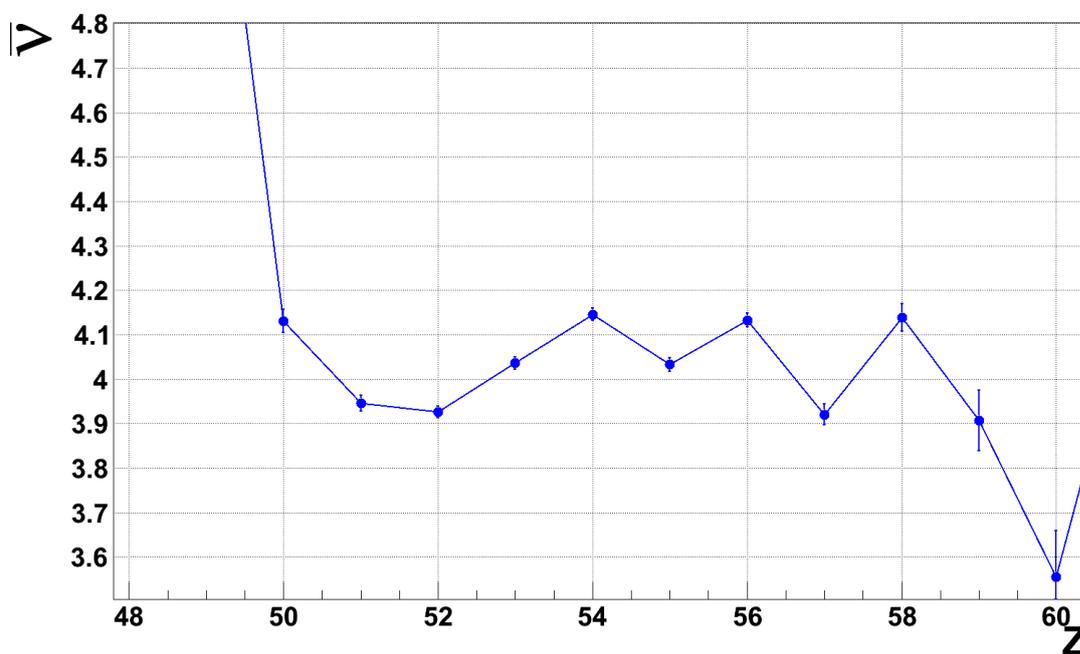
Pour les fissions très asymétriques ($Z > 59$) l'effet pair-impair disparaît. Nous n'avons pas encore d'explication associée à cette observation.

La largeur de distribution (courbe rouge, axe de droite, même figure) ne présente pas de structure fine en fonction de la charge. En revanche, on distingue trois régions :

1. Celle des fissions asymétriques où la largeur est globalement constante (~ 2.36).
2. Celle à la symétrie où la largeur passe à 3 en moyenne. Cette augmentation s'explique, au moins en partie, par le fait que les fissions symétriques sont produites par des fissions de haute énergie dont la valeur n'est pas fixe mais présente une sorte de queue de distribution (courbe d, figure 8.6). Cette fluctuation fait également varier le nombre moyen de neutrons émis.
3. Enfin, pour les fissions très asymétriques où la largeur de distribution augmente fortement, bien plus qu'à la symétrie. Cet effet est encore inexpliqué, mais on remarque qu'il est corrélé à la perte de l'effet pair-impair dans l'émission de neutrons.



(a) Vue d'ensemble du nombre moyen de neutrons émis (en bleu, axe de gauche) et de la largeur de spectre correspondante (en rouge, axe de droite), en fonction de la partition en charge.



(b) Zoom de la moyenne sur les fissions asymétriques

FIGURE 18.3 : Émission neutrons en fonction de la partition en charge

Conclusion et perspectives

Rappel des objectifs de la thèse :

- participer au développement de l'expérience SOFIA, réalisée au GSI, qui propose d'utiliser la cinématique inverse pour mesurer des rendements isotopiques de fission de nombreux noyaux ;
- analyser une partie des données, correspondantes à la fission de l'uranium 238.

Bilan des travaux et mesures effectués

La préparation de l'expérience s'est faite en plusieurs étapes, au cours desquelles les différents détecteurs développés par notre collaboration ont été testés et validés. Tous étaient en effet de conception nouvelle pour pouvoir répondre aux fortes contraintes nécessaires à la séparation des masses : 0.8 mrad en angle, 200 μm en position et surtout 40 ps en temps de vol (tous FWHM). La validation de ces résolutions a été réalisée lors de la conduite de plusieurs expériences tests, et SOFIA, l'expérience finale qui a eu lieu en août 2013, a permis pour la première fois de mesurer précisément l'ensemble des rendements isotopiques de nombreux systèmes fissionnants.

Ce document présente la description de l'ensemble des détecteurs de l'expérience, l'analyse associée et enfin diverses observables qui ont été extraites pour le système fissionnant ^{238}U :

- Les rendements en charges sont mesurés sur toute la gamme avec une très bonne résolution statistique. Le fort effet pair-impair et la très nette asymétrie de ce spectre signent de façon inambigüe les fissions de basse énergie d'excitation. La position de la charge lourde moyenne (\bar{Z}_H) est très proche de 54, ce qui confirme l'étonnant constat fait en 1996 par le groupe de K.-H. Schmidt : la charge lourde moyenne des fragments de fission est relativement stable autour de cette valeur.
- Les rendements isotopiques sont présentés pour les charges $Z = 31$ à $Z = 60$. Un bon accord est obtenu avec les mesures d'une expérience similaire sur la fission e.m. de l' ^{238}U réalisée au FRS, de même que pour celles de l' $^{235}\text{U}(n_{th},f)$.
- L'excès moyen de neutrons $\langle N \rangle$, caractérisé par la grandeur $\frac{\langle N \rangle}{Z}$, est inférieur à l'UCD pour les fragments légers mais supérieur dans les fragments lourds. Un changement brutal est observé autour de $Z = 50$, correspondant à la présence du noyau doublement magique $^{132}_{50}\text{Sn}$.
- Les mesures des rendements en masses sont en très bon accord avec des données évaluées pour l' ^{238}U , ce qui confirme la validité de l'emploi de l'excitation coulombienne pour l'étude de la fission. De plus, le rapport pic/vallée de cette observable permet de déduire

que l'énergie d'excitation moyenne à la fission est proche des 14 MeV attendus.

- Les rendements isotoniques sont également présentés et révèlent l'influence de la couche stabilisatrice à $N = 82$. Les conclusions associées à d'autres couches neutrons sont délicates, car l'énergie d'excitation d'environ 14 MeV transférée à la fission permet aux fragments d'évaporer un certain nombre de ces particules. Ensuite, une conclusion surprenante s'impose : l'effet pair-impair neutrons ne semble pas dépendre, ou très peu, de l'énergie d'excitation à la fission, du moins dans la région des fragments légers.
- Le nombre de neutrons prompts émis par fission est également mesuré grâce lorsque les masses des deux fragments sont déterminées. Il vaut environ 4.26 ce qui correspond à pratiquement 18 MeV d'énergie d'excitation d'après les évaluations, soit 4 MeV plus haute qu'attendue et estimée par les distributions en masses.
- Tracé en fonction de la charge des fragments, le nombre de neutrons émis présente une structure particulière : d'une part, il est nettement plus important dans la région des fissions symétriques que dans celle des fissions asymétriques, et d'autre part, on observe un effet pair-impair très net pour pratiquement l'ensemble des valeurs de charge.

Apports, limites et perspectives

L'expérience SOFIA représente une nouvelle étape dans les études de fission puisqu'elle surmonte à elle seule de nombreuses difficultés habituellement rencontrées dans ce domaine. L'utilisation de la cinématique inverse relativiste permet en effet la mesure des charges et des masses nucléaires des deux fragments en coïncidence, de bénéficier d'une grande acceptation géométrique, et surtout, d'accéder à de nombreux noyaux de très courte durée de vie dont l'étude est rendue quasi-impossible en cinématique directe. La précision des mesures permet non seulement de fournir des rendements isotopiques entachés de très faibles incertitudes, mais aussi d'observer divers effets encore obscurs dans le phénomène de fission, tels que les effets pairs-impairs dans les rendements en charge et isotoniques.

Un intérêt à moyen terme sera certainement dans l'étude des systématiques des différentes observables sur les nombreux systèmes fissionnants étudiés.

Ensuite, l'inconnue de notre expérience, à savoir l'incertitude de ± 3 MeV associée à l'énergie d'excitation à la fission, devrait être élucidée dans le futur par l'emploi du collisionneur électrons-ions ELISE *via* la mesure des impulsions de recul des électrons.

“ Hofstadter’s Law: It always takes longer than you expect,
even when you take into account Hofstadter’s Law.”

DOUGLAS HOFSTADTER

Annexes

Annexe A

Dispositif d'ensemble de l'expérience

Le schéma A.1 montre l'ensemble des détecteurs utilisés avec leurs positions respectives mesurées. Le détecteur véto, aurait du permettre de ne pas déclencher l'acquisition pour les fissions ayant eu lieu en amont de la cible active, mais n'a pas fonctionné correctement.

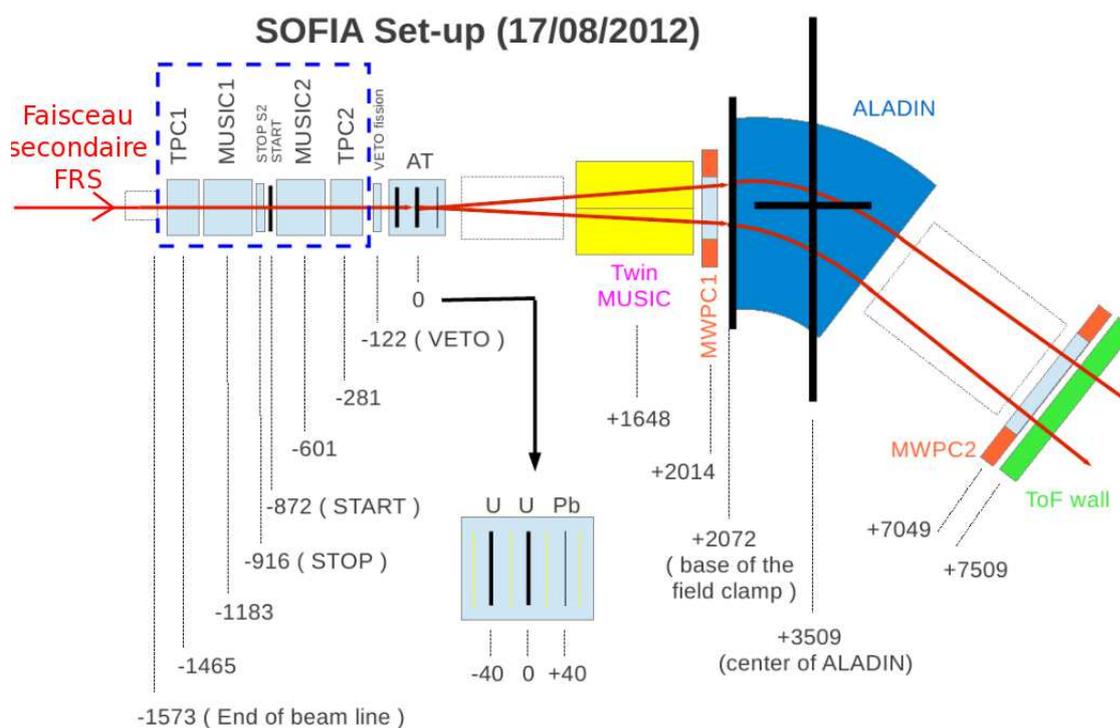


FIGURE A.1 : Schéma global de l'expérience. AT dénomme la cible active. Dans le cadre en pointillés bleu se trouvent les détecteurs FRS qui permettent l'identification du faisceau secondaire.

Annexe B

Rendements isotopiques

Les rendements isotopiques sont présentés ici (euls ceux supérieurs à 0.01 % sont indiqués). L'erreur systématique a été sommée quadratiquement avec l'erreur statistique σ_{stat} pour former l'erreur totale σ_{tot} et est d'environ 5% sur chaque valeur. Elle provient à la fois de l'incertitude sur le facteur de soustraction de la contribution nucléaire résiduelle expliquée au paragraphe 12.5.4.2, et de la correction d'efficacité détaillée partie 12.5.6.

Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}	Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}
31	75	0.013	0.16	0.16	33	84	0.26	0.051	0.071
31	76	0.013	0.18	0.19	33	85	0.2	0.045	0.067
31	77	0.019	0.16	0.16	33	86	0.069	0.18	0.18
31	78	0.034	0.043	0.066	33	87	0.022	0.18	0.18
31	79	0.04	0.077	0.092					
31	80	0.024	0.17	0.18	34	81	0.014	0.13	0.14
31	81	0.012	0.15	0.16	34	82	0.069	0.16	0.17
					34	83	0.21	0.12	0.13
32	77	0.021	0.22	0.23	34	84	0.53	0.035	0.061
32	78	0.034	0.15	0.16	34	85	0.81	0.048	0.069
32	79	0.049	0.16	0.16	34	86	0.93	0.041	0.065
32	80	0.12	0.063	0.081	34	87	0.63	0.026	0.056
32	81	0.17	0.053	0.073	34	88	0.31	0.11	0.12
32	82	0.15	0.051	0.071	34	89	0.086	0.17	0.18
32	83	0.072	0.069	0.085	34	90	0.018	0.18	0.19
32	84	0.029	0.13	0.14					
					35	84	0.056	0.13	0.14
33	78	0.016	0.14	0.15	35	85	0.27	0.039	0.063
33	79	0.022	0.17	0.18	35	86	0.56	0.028	0.057
33	80	0.032	0.14	0.15	35	87	1.1	0.012	0.051
33	81	0.1	0.13	0.14	35	88	1.3	0.021	0.054
33	82	0.21	0.053	0.073	35	89	1.2	0.034	0.06
33	83	0.38	0.039	0.063					

Annexe B Rendements isotopiques

Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}	Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}
35	90	0.6	0.032	0.059	38	95	3.2	0.012	0.051
35	91	0.24	0.035	0.061	38	96	3.1	0.012	0.051
35	92	0.04	0.031	0.059	38	97	2.1	0.02	0.054
35	93	0.011	0.16	0.16	38	98	1.2	0.037	0.062
36	85	0.033	0.089	0.1	38	99	0.33	0.04	0.064
36	86	0.089	0.12	0.13	38	100	0.1	0.14	0.15
36	87	0.34	0.14	0.14	38	101	0.026	0.099	0.11
36	88	0.95	0.032	0.059	39	91	0.015	0.13	0.14
36	89	1.8	0.012	0.051	39	92	0.039	0.18	0.19
36	90	2.7	0.019	0.053	39	93	0.11	0.15	0.16
36	91	2.3	0.012	0.051	39	94	0.29	0.06	0.078
36	92	1.6	0.021	0.054	39	95	0.84	0.034	0.06
36	93	0.65	0.031	0.059	39	96	1.6	0.023	0.055
36	94	0.22	0.045	0.067	39	97	2.6	0.013	0.052
36	95	0.043	0.13	0.14	39	98	2.8	0.012	0.052
36	96	0.014	0.14	0.15	39	99	2.8	0.012	0.051
37	86	0.016	0.13	0.14	39	100	1.3	0.022	0.054
37	87	0.014	0.14	0.15	39	101	0.66	0.028	0.057
37	88	0.058	0.12	0.13	39	102	0.16	0.11	0.12
37	89	0.19	0.072	0.088	39	103	0.036	0.16	0.17
37	90	0.54	0.041	0.065	39	104	0.012	0.15	0.16
37	91	1.4	0.025	0.056	40	91	0.013	0.14	0.15
37	92	2.2	0.033	0.06	40	92	0.033	0.086	0.1
37	93	2.6	0.014	0.052	40	93	0.018	0.14	0.15
37	94	1.8	0.02	0.054	40	94	0.032	0.14	0.15
37	95	1.2	0.025	0.056	40	95	0.055	0.16	0.17
37	96	0.42	0.061	0.079	40	96	0.21	0.072	0.088
37	97	0.14	0.036	0.062	40	97	0.55	0.042	0.065
37	98	0.023	0.18	0.18	40	98	1.4	0.025	0.056
37	99	0.013	0.14	0.15	40	99	2.4	0.015	0.052
38	89	0.027	0.097	0.11	40	100	3.8	0.011	0.051
38	90	0.055	0.18	0.18	40	101	3.1	0.012	0.051
38	91	0.17	0.079	0.093	40	102	2.5	0.013	0.052
38	92	0.51	0.043	0.066	40	103	1	0.027	0.057
38	93	1.4	0.025	0.056	40	104	0.38	0.036	0.061
38	94	2.6	0.014	0.052	40	105	0.074	0.064	0.081
					40	106	0.019	0.11	0.13

Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}
41	93	0.012	0.14	0.15
41	94	0.022	0.19	0.2
41	95	0.025	0.13	0.14
41	96	0.031	0.18	0.19
41	97	0.046	0.17	0.18
41	98	0.074	0.15	0.16
41	99	0.27	0.062	0.08
41	100	0.62	0.037	0.062
41	101	1.4	0.019	0.054
41	102	2.1	0.015	0.052
41	103	2.5	0.013	0.052
41	104	1.7	0.015	0.052
41	105	0.95	0.024	0.056
41	106	0.29	0.034	0.06
41	107	0.081	0.062	0.08
41	108	0.016	0.19	0.19
42	98	0.016	0.12	0.13
42	100	0.056	0.096	0.11
42	101	0.12	0.15	0.16
42	102	0.45	0.046	0.068
42	103	0.83	0.032	0.059
42	104	1.5	0.019	0.053
42	105	1.5	0.019	0.053
42	106	1.3	0.019	0.053
42	107	0.64	0.031	0.059
42	108	0.31	0.041	0.065
42	109	0.091	0.059	0.077
42	110	0.025	0.17	0.18
43	103	0.042	0.17	0.18
43	104	0.062	0.16	0.16
43	105	0.18	0.21	0.22
43	106	0.33	0.042	0.066
43	107	0.49	0.039	0.063
43	108	0.49	0.037	0.062
43	109	0.44	0.036	0.062
43	110	0.24	0.048	0.069
43	111	0.11	0.14	0.15
43	112	0.033	0.13	0.14
43	113	0.013	0.13	0.14

Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}
44	105	0.038	0.14	0.15
44	106	0.05	0.17	0.18
44	107	0.093	0.12	0.13
44	108	0.18	0.083	0.097
44	109	0.3	0.051	0.072
44	110	0.41	0.039	0.063
44	111	0.34	0.045	0.067
44	112	0.29	0.044	0.067
44	113	0.16	0.042	0.065
44	114	0.071	0.069	0.085
44	115	0.02	0.16	0.16
45	108	0.026	0.17	0.18
45	109	0.061	0.041	0.065
45	110	0.083	0.16	0.17
45	111	0.17	0.025	0.056
45	112	0.25	0.14	0.15
45	113	0.31	0.048	0.069
45	114	0.28	0.042	0.066
45	115	0.19	0.049	0.07
45	116	0.081	0.14	0.15
45	117	0.04	0.069	0.085
45	118	0.011	0.13	0.14
46	111	0.025	0.091	0.1
46	112	0.094	0.18	0.18
46	113	0.12	0.17	0.17
46	114	0.23	0.12	0.13
46	115	0.33	0.051	0.071
46	116	0.37	0.041	0.065
46	117	0.27	0.045	0.067
46	118	0.15	0.055	0.075
46	119	0.081	0.066	0.083
46	120	0.029	0.084	0.098
46	121	0.012	0.13	0.14

Annexe B Rendements isotopiques

Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}	Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}
47	114	0.028	0.085	0.099	50	121	0.036	0.08	0.094
47	115	0.094	0.13	0.14	50	122	0.056	0.064	0.081
47	116	0.11	0.14	0.15	50	123	0.11	0.17	0.18
47	117	0.23	0.05	0.07	50	124	0.22	0.075	0.09
47	118	0.32	0.037	0.062	50	125	0.37	0.053	0.073
47	119	0.3	0.15	0.16	50	126	0.48	0.042	0.065
47	120	0.21	0.12	0.13	50	127	0.53	0.037	0.062
47	121	0.12	0.16	0.17	50	128	0.69	0.03	0.059
47	122	0.048	0.13	0.14	50	129	0.93	0.03	0.058
47	123	0.023	0.076	0.091	50	130	1.2	0.028	0.057
47	124	0.012	0.13	0.14	50	131	1.1	0.012	0.051
48	115	0.02	0.1	0.11	50	132	0.77	0.029	0.058
48	116	0.03	0.085	0.098	50	133	0.18	0.031	0.059
48	117	0.089	0.16	0.16	50	134	0.077	0.055	0.074
48	118	0.14	0.14	0.15	50	135	0.029	0.089	0.1
48	119	0.23	0.064	0.081	51	122	0.013	0.14	0.14
48	120	0.31	0.051	0.071	51	123	0.043	0.074	0.09
48	121	0.34	0.045	0.067	51	124	0.07	0.22	0.22
48	122	0.32	0.041	0.064	51	125	0.098	0.19	0.19
48	123	0.2	0.048	0.069	51	126	0.16	0.15	0.16
48	124	0.12	0.057	0.076	51	127	0.28	0.051	0.072
48	125	0.085	0.055	0.074	51	128	0.43	0.045	0.067
48	126	0.048	0.071	0.087	51	129	0.66	0.038	0.063
48	127	0.029	0.087	0.1	51	130	0.94	0.05	0.07
48	128	0.013	0.13	0.14	51	131	1.7	0.026	0.056
49	118	0.013	0.13	0.14	51	132	2.1	0.024	0.055
49	119	0.019	0.11	0.12	51	133	2.3	0.0094	0.051
49	120	0.11	0.2	0.21	51	134	0.86	0.027	0.057
49	121	0.16	0.14	0.15	51	135	0.35	0.035	0.061
49	122	0.26	0.12	0.13	51	136	0.12	0.025	0.056
49	123	0.36	0.047	0.069	51	137	0.041	0.076	0.091
49	124	0.33	0.044	0.067	51	138	0.016	0.12	0.13
49	125	0.34	0.041	0.064	52	127	0.062	0.063	0.08
49	126	0.26	0.039	0.064	52	128	0.099	0.05	0.071
49	127	0.22	0.039	0.063	52	129	0.22	0.076	0.091
49	128	0.16	0.037	0.062	52	130	0.38	0.053	0.073
49	129	0.13	0.051	0.071	52	131	0.78	0.033	0.06
49	130	0.059	0.071	0.087	52	132	1.7	0.024	0.055
49	131	0.026	0.092	0.1	52	133	2.9	0.013	0.052
49	132	0.013	0.13	0.14	52	134	4.2	0.018	0.053
					52	135	2.6	0.014	0.052
					52	136	1.6	0.023	0.055
					52	137	0.7	0.024	0.055
					52	138	0.26	0.016	0.053
					52	139	0.085	0.054	0.074
					52	140	0.032	0.088	0.1

Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}
53	129	0.051	0.07	0.086
53	130	0.066	0.062	0.08
53	131	0.17	0.081	0.095
53	132	0.27	0.063	0.081
53	133	0.63	0.038	0.063
53	134	1.2	0.028	0.057
53	135	2.5	0.014	0.052
53	136	2.5	0.018	0.053
53	137	2.6	0.013	0.052
53	138	1.7	0.023	0.055
53	139	0.97	0.026	0.056
53	140	0.36	0.027	0.057
53	141	0.11	0.039	0.063
53	142	0.046	0.14	0.15
53	143	0.016	0.13	0.14
54	132	0.043	0.078	0.092
54	133	0.11	0.05	0.07
54	134	0.2	0.082	0.096
54	135	0.54	0.051	0.071
54	136	1.3	0.052	0.072
54	137	1.9	0.029	0.058
54	138	2.9	0.019	0.054
54	139	3	0.02	0.054
54	140	2.6	0.022	0.055
54	141	1.4	0.024	0.055
54	142	0.63	0.032	0.059
54	143	0.24	0.033	0.06
54	144	0.079	0.057	0.076
55	133	0.017	0.13	0.14
55	134	0.026	0.1	0.11
55	135	0.062	0.18	0.19
55	136	0.091	0.13	0.14
55	137	0.28	0.063	0.08
55	138	0.47	0.044	0.067
55	139	1.1	0.028	0.057
55	140	1.6	0.024	0.055
55	141	2.3	0.033	0.06
55	142	2	0.025	0.056
55	143	1.6	0.024	0.055
55	144	0.66	0.027	0.057
55	145	0.28	0.039	0.063
55	146	0.12	0.048	0.069
55	147	0.035	0.087	0.1

Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}
56	136	0.022	0.11	0.12
56	137	0.027	0.099	0.11
56	138	0.085	0.15	0.16
56	139	0.16	0.079	0.094
56	140	0.36	0.051	0.071
56	141	0.79	0.034	0.06
56	142	1.5	0.024	0.055
56	143	2	0.024	0.056
56	144	2.4	0.015	0.052
56	145	1.7	0.026	0.056
56	146	1	0.029	0.058
56	147	0.42	0.033	0.06
56	148	0.16	0.017	0.053
56	149	0.065	0.064	0.081
56	150	0.018	0.12	0.13
57	140	0.023	0.11	0.12
57	141	0.04	0.082	0.096
57	142	0.11	0.14	0.15
57	143	0.29	0.058	0.077
57	144	0.55	0.039	0.064
57	145	1	0.031	0.059
57	146	1.1	0.029	0.058
57	147	1.1	0.029	0.058
57	148	0.62	0.036	0.061
57	149	0.36	0.041	0.065
57	150	0.14	0.045	0.067
57	151	0.057	0.069	0.085
58	143	0.033	0.091	0.1
58	144	0.068	0.063	0.081
58	145	0.13	0.076	0.091
58	146	0.34	0.045	0.068
58	147	0.56	0.036	0.062
58	148	0.82	0.03	0.058
58	149	0.7	0.031	0.059
58	150	0.54	0.035	0.061
58	151	0.25	0.041	0.065
58	152	0.13	0.054	0.073
58	153	0.043	0.08	0.094
58	154	0.012	0.15	0.16

Z	A	Y(Z,A) %	σ_{stat}	σ_{tot}
59	146	0.015	0.14	0.15
59	147	0.047	0.16	0.17
59	148	0.078	0.15	0.16
59	149	0.19	0.058	0.077
59	150	0.25	0.047	0.069
59	151	0.33	0.048	0.069
59	152	0.21	0.052	0.072
59	153	0.12	0.062	0.079
59	154	0.051	0.073	0.088
59	155	0.021	0.11	0.12
60	149	0.01	0.16	0.17
60	150	0.051	0.18	0.19
60	151	0.08	0.13	0.14
60	152	0.13	0.14	0.15
60	153	0.15	0.065	0.082
60	154	0.12	0.071	0.087
60	155	0.078	0.059	0.077
60	156	0.036	0.087	0.1

Bibliographie

- [AME] http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire_eng.htm.
- [Antonov 11] A. Antonov, M. Gaidarov, M. Ivanov, D. Kadrev, M. Aïche, G. Barreau, S. Czajkowski, B. Jurado, G. Belier, A. Chatillonet *et al.* *The electron-ion scattering experiment ELISe at the International Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) A conceptual design study*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 637, no. 1, pages 60–76, 2011.
- [Armbruster 96] P. Armbruster, M. Bernas, S. Czajkowski, H. Geissel, T. Aumann, P. Dessagne, C. Donzaud, E. Hanelt, A. Heinz, M. Hesse *et al.* *Low-energy fission investigated in reactions of 750 AMeV ²³⁸U-ions with Pb and Be targets*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, vol. 355, no. 1, pages 191–201, 1996.
- [Bail 11] A. Bail, O. Serot, L. Mathieu, O. Litaize, T. Materna, U. Köster, H. Faust, A. Letourneau & S. Panebianco. *Isotopic yield measurement in the heavy mass region for ²³⁹Pu thermal neutron induced fission*. Physical Review C, vol. 84, no. 3, page 034605, 2011.
- [Barabash 85] L. Barabash, A. Baranov, G. Bondarenko, V. Chalyshev, B. Dolgoshein, I. Golutvin, V. Kantserov, A. Karpukhin, V. Khabarov, L. Komogorova, V. Konovalov, T. Konovalova, P. Nevsky, A. Popov, V. Pugachevich, A. Sumarokov & Y. Yatsunenko. *A study of the detection accuracy of proportional chambers with cathode read-out*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 236, no. 2, pages 271 – 273, 1985.
- [Baur 86] G. Baur & C. A. Bertulani. *Multistep fragmentation of heavy ions in peripheral collisions at relativistic energies*. Phys. Rev. C, vol. 34, pages 1654–1662, Nov 1986. [www](#)
- [Benecke 69] J. Benecke, T. Chou, C.-N. Yang & E. Yen. *Hypothesis of limiting fragmentation in high-energy collisions*. Physical Review, vol. 188, pages 2159–2169, 1969.

- [Bernas 94] M. Bernas, S. Czajkowski, P. Armbruster, H. Geissel, P. Dessagne, C. Donzaud, H. Faust, E. Hanelt, A. Heinz, M. Hesse *et al.* *Projectile fission at relativistic velocities : a novel and powerful source of neutron-rich isotopes well suited for in-flight isotopic separation*. Physics Letters B, vol. 331, no. 1, pages 19–24, 1994.
- [Blanco 02] A. Blanco, R. Ferreira-Marques, C. Finck, P. Fonte, A. Gobbi, A. Polcarpo & M. Rozas. *A large area timing RPC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 485, no. 3, pages 328 – 342, 2002.
- [Blum 08] W. Blum, W. Riegler & L. Rolandi. *Particle detection with drift chambers*. Springer, 2008.
- [Böckstiegel 08] C. Böckstiegel, S. Steinhäuser, K.-H. Schmidt, H.-G. Clerc, A. Grewe, A. Heinz, M. de Jong, A. Junghans, J. Müller & B. Voss. *Nuclear-fission studies with relativistic secondary beams : Analysis of fission channels*. Nuclear Physics A, vol. 802, no. 1, pages 12–25, 2008.
- [Bohr 39] N. Bohr & J. A. Wheeler. *The mechanism of nuclear fission*. Physical Review, vol. 56, no. 5, page 426, 1939.
- [Bohr 98] A. Bohr & B. Mottelson. *Nuclear structure (vol. 1 : Single particle motion and vol. 2 : Nuclear deformations)*. World Scientific, Singapore, 1998.
- [Boucheneb 89] N. Boucheneb, P. Geltenbort, M. Asghar, G. Barreau, T. Doan, F. Gönnerwein, B. Leroux, A. Oed & A. Sicre. *High resolution measurements of mass, energy and nuclear charge correlations for $^{229}\text{Th}(n_{th}, f)$ with the cosi fan tutte spectrometer*. Nuclear Physics A, vol. 502, pages 261–270, 1989.
- [Brosa 90] U. Brosa, S. Grossmann & A. Müller. *Nuclear scission*. Physics Reports, vol. 197, no. 4, pages 167–262, 1990.
- [Caamaño 11] M. Caamaño, F. Rejmund & K.-H. Schmidt. *Evidence for the predominant influence of the asymmetry degree of freedom on the even-odd structure in fission-fragment yields*. Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, vol. 38, no. 3, page 035101, 2011.
- [Caamaño 13] M. Caamaño, O. Delaune, F. Farget, X. Derkx, K.-H. Schmidt, L. Audouin, C.-O. Bacri, G. Barreau, J. Benlliure, E. Casarejos *et al.* *Isotopic Yield Distributions of Transfer-and Fusion-Induced Fission from $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$ Reactions in Inverse Kinematics*. arXiv preprint arXiv :1304.2647, 2013.
- [Casarejos 12] E. Casarejos, J. Benlliure, H. Alvarez-Pol, Y. Ayyad, I. Durán, N. Montes, C. Paradela, J. Pereira & D. Pérez-Loureiro. *Design of iToF : A ToF-wall detector to identify relativistic ions in R3B-FAIR*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Acce-

-
- lerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 661, pages S137–S140, 2012.
- [Charpak 73] G. Charpak & F. Sauli. *High-accuracy, two-dimensional read-out in multiwire proportional chambers*. Nuclear Instruments and Methods, vol. 113, no. 3, pages 381–385, 1973.
- [CON] http://www.khs-erzhausen.de/Work_space.html#CONFID.
- [Cycle 05] T. F. Cycle. *Potential benefits and challenges*. International Atomic Energy Agency (IAEA) Technical Document, vol. 1450, 2005.
- [Delaune 12] O. Delaune. *Technique de la cinématique inverse pour l'étude des rendements isotopiques des fragments de fission aux énergies GANIL*. PhD thesis, Université de Caen, 2012.
- [Donzaud 98] C. Donzaud, S. Czajkowski, P. Armbruster, M. Bernas, C. Böckstiegel, P. Dessagne, H. Geissel, E. Hanelt, A. Heinz, C. Kozhuharovet al. *Low-energy fission investigated in reactions of 750 A MeV ^{238}U -ions on ^{208}Pb . II : Isotopic distributions*. The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, vol. 1, no. 4, pages 407–426, 1998.
- [Dubray 08] N. Dubray, H. Goutte & J.-P. Delaroche. *Structure properties of ^{226}Th and $^{256,258,260}\text{Fm}$ fission fragments : Mean-field analysis with the Gogny force*. Phys. Rev. C, vol. 77, page 014310, Jan 2008. [www](#)
- [Ebran 13] A. Ebran, J. Taieb, G. Belier, A. Chatillon, B. Laurent, J.-F. Martin & E. Pellereau. *Picosecond resolution on relativistic heavy ions' time-of-flight measurement*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 728, no. 0, pages 40 – 46, 2013.
- [Ethvignot 05] T. Ethvignot, M. Devlin, H. Duarte, T. Granier, R. Haight, B. Morillon, R. Nelson, J. O'Donnell & D. Rochman. *Neutron Multiplicity in the Fission of ^{238}U and ^{235}U with Neutrons up to 200 MeV*. Physical review letters, vol. 94, no. 5, page 052701, 2005.
- [Flynn 72] K. F. Flynn, E. P. Horwitz, C. A. A. Bloomquist, R. F. Barnes, R. K. Sjoblom, P. R. Fields & L. E. Glendenin. *Distribution of Mass in the Spontaneous Fission of ^{256}Fm* . Phys. Rev. C, vol. 5, pages 1725–1729, May 1972.
- [Gamow 30] G. Gamow. *Mass defect curve and nuclear constitution*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, vol. 126, no. 803, pages 632–644, 1930.
- [Garabatos 04] C. Garabatos. *The ALICE TPC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 535, no. 1–2, pages 197 – 200, 2004.
- [Gatti 79] E. Gatti. *Optimum geometry for strip cathodes or grids in MWPC for avalanche localization along the anode wires*. Nuclear Instruments and Methods, vol. 163, pages 83–92, 1979.

- [GEF] <http://www.khs-erzhausen.de/GEF-2013-2-1.html>.
- [Gilbert 65] A. Gilbert & A. Cameron. *A composite nuclear-level density formula with shell corrections*. Canadian Journal of Physics, vol. 43, no. 8, pages 1446–1496, 1965.
- [Goutte 05] H. Goutte, J. F. Berger, P. Casoli & D. Gogny. *Microscopic approach of fission dynamics applied to fragment kinetic energy and mass distributions in ^{238}U* . Phys. Rev. C, vol. 71, page 024316, Feb 2005. [www](#)
- [Hamrita 04] H. Hamrita, E. Raully, Y. Blumenfeld, B. Borderie, M. Chabot, P. Edelbrück, L. Lavergne, J. L. Bris, T. Legou, N. L. Neindre, A. Richard, M. Rivet, J. Scarpaci, J. Tillier, S. Barbey, E. Becheva, F. Bocage, R. Bougault, R. Bzyl, S. Grévy, B. Carniol, D. Cussol, P. Désesquelles, D. Etasse, E. Galichet, S. Grévy, D. Guinet, G. Lalu, G. Lanzalone, P. Lautesse, O. Lopez, G. Martinet, S. Pierre, G. Politi, E. Rosato, B. Tamain & E. Vient. *Charge and current-sensitive preamplifiers for pulse shape discrimination techniques with silicon detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 531, no. 3, pages 607 – 615, 2004.
- [Hans 92] G. e. a. Hans. *The GSI Projectile Fragment Separator*. Nucl. Instrum. Meth., vol. B70, pages 286–297, 1992.
- [Heinrich 06] S. Heinrich. *Développement d'un nouveau modèle de point de scission basé sur des ingrédients microscopiques*. PhD thesis, 2006.
- [Kelić 07] A. Kelić & K.-H. Schmidt. *Role of fission in the r-process nucleosynthesis—needed input*. XVII International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Application, 2007.
- [Kharmandarian 99] L. Kharmandarian. *Etude des chambres de trajectoire du spectromètre dimuons de l'expérience ALICE auprès du LHC*. PhD thesis, 1999.
- [Koning 98] A. Koning, T. Fukahori & A. Hasegawa. *Intermediate energy data*. A Report by the Working party on International evaluation co-operation of the NEA Nuclear Science Committee, OECD/NEA, vol. 13, 1998.
- [Lang 80] W. Lang, H.-G. Clerc, H. Wohlfarth, H. Schrader & K.-H. Schmidt. *Nuclear charge and mass yields for ^{235}U (n_{th} , f) as a function of the kinetic energy of the fission products*. Nuclear Physics A, vol. 345, no. 1, pages 34–71, 1980.
- [Lau 95] K. Lau & J. Pyrlík. *Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 366, no. 2, pages 298–309, 1995.
- [lawAdrich] P. law Adrich. Some notes about motion of the charged particle through the field of a dipole magnet and the mass measurement with the magnetic spectrometer ALADIN.

-
- [Lee 72] D. Lee, S. Sobottka & H. Thiessen. *A bifilar helical multiwire proportional chamber for position sensitive detection of minimum ionizing particles*. Nuclear Instruments and Methods, vol. 104, no. 1, pages 179–188, 1972.
- [Lemaître] J.-F. Lemaître, N. Dubray, H. S., P. S. & S. J.-L. *SPY : a new scission point model based on microscopic ingredient to predict fission fragments properties*. Fifth International Workshop on Nuclear fission and Fission-Product Spectroscopy, EPJ.
- [Madland 06] D. Madland. *Total prompt energy release in the neutron-induced fission of ^{235}U , ^{238}U , and ^{239}Pu* . Nuclear Physics A, vol. 772, no. 3, pages 113–137, 2006.
- [Maeck 77] W. Maeck. *Fission yields : measurement techniques and data status*. In Neutron Standards and Applications : Proceedings of the International Specialists Symposium on Neutron Standards and Applications Held at the National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD, March 28-31, 1977, volume 493, page 146. The Bureau, 1977.
- [Mathieson 84] E. Mathieson & J. Gordon. *Cathode charge distributions in multiwire chambers : II. Approximate and empirical formulae*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 227, no. 2, pages 277–282, 1984.
- [Mayer 48] M. G. Mayer. *On closed shells in nuclei*. Rapport technique, Argonne National Laboratory (ANL), Argonne, IL, 1948.
- [Mayer 50] M. G. Mayer. *Nuclear Configurations in the Spin-Orbit Coupling Model. I. Empirical Evidence*. Phys. Rev., vol. 78, pages 16–21, Apr 1950. [www](#)
- [Mosel 71] U. Mosel & H. W. Schmitt. *Fragment-Shell Influences in Nuclear Fission*. Phys. Rev. C, vol. 4, pages 2185–2201, Dec 1971. [www](#)
- [Naik 13] H. Naik, V. Mulik, P. Prajapati, B. Shivasankar, S. Suryanarayana, K. Jagadeesan, S. Thakare, S. Sharma & A. Goswami. *Mass distribution in the quasi-mono-energetic neutron-induced fission of ^{238}U* . Nuclear Physics A, 2013.
- [Neo] <http://wiki.phys.syr.edu>.
- [Nifenecker 80] H. Nifenecker. *A dynamical treatment of isobaric widths in fission : An example of frozen quantal fluctuations*. Journal de Physique Lettres, vol. 41, no. 3, pages 47–51, 1980.
- [Nilsson 55] S. G. Nilsson. *Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei*. Dan. Mat. Fys. Medd., vol. 29, no. CERN-55-30, pages 1–69, 1955.
- [Nishimura 03] S. Nishimura, M. Kurata-Nishimura, K. Morimoto, Y. Nishi, A. Ozawa, T. Yamaguchi, T. Ohnishi, T. Zheng, M. Chiba & I. Tanihata. *Systematic*

- studies of scintillation detector with timing resolution of 10 ps for heavy ion beam.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 510, no. 3, pages 377 – 388, 2003.
- [Pfützner 94] M. Pfützner, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, T. Brohm, B. Voss & H. Bichsel. *Energy deposition by relativistic heavy ions in thin argon absorbers.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 86, no. 3, pages 213–218, 1994.
- [Piuz 82] F. Piuz, R. Roosen & J. Timmermans. *Evaluation of systematic errors in the avalanche localization along the wire with cathode strips read-out MWPC.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 196, no. 2, pages 451–462, 1982.
- [Pommé 93] S. Pommé, E. Jacobs, K. Persyn, D. De Frenne, K. Govaert & M.-L. Yoneama. *Excitation energy dependence of charge odd-even effects in the fission of ^{238}U close to the fission barrier.* Nuclear Physics A, vol. 560, no. 2, pages 689–714, 1993.
- [Rejmund 00] F. Rejmund, A. Ignatyuk, A. Junghans & K.-H. Schmidt. *Pair breaking and evenodd structure in fissionfragment yields.* Nuclear Physics A, vol. 678, no. 3, pages 215 – 234, 2000.
- [Ricciardi 04] M. V. Ricciardi, A. Ignatyuk, A. Kelić, P. Napolitani, F. Rejmund, K.-H. Schmidt & O. Yordanov. *Complex nuclear-structure phenomena revealed from the nuclide production in fragmentation reactions.* Nuclear Physics A, vol. 733, no. 3, pages 299–318, 2004.
- [Ricciardi 10] M. Ricciardi, K.-H. Schmidt & A. Kelić-Heil. *Even-odd effect in multifragmentation products : the footprints of evaporation.* arXiv preprint arXiv :1007.0386, 2010.
- [Scharnweber 71] D. Scharnweber, W. Greiner & U. Mosel. *The two-center shell model.* Nuclear Physics A, vol. 164, no. 2, pages 257–278, 1971.
- [Schmidt-Böcking 92] H. Schmidt-Böcking, U. Ramm, G. Kraft, J. Ullrich, H. Berg, C. Kelbch, R. Olson, R. DuBois, S. Hagmann & F. Jiazhen. *Electron emission in fast heavy ion atom collisions.* Advances in Space Research, vol. 12, no. 2, pages 7 – 15, 1992.
- [Schmidt 80] K.-H. Schmidt & D. Vermeulen. *Mutual Support of Magicities.* In Atomic Masses and Fundamental Constants 6, pages 119–128. Springer, 1980.
- [Schmidt 93] K.-H. Schmidt, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Junghans, A. Magelet *al.* *Distribution of Ir and Pt isotopes produced as fragments of 1 A.GeV ^{197}Au projectiles : a thermometer for peripheral nuclear collisions.* Physics Letters B, vol. 300, no. 4, pages 313–316, 1993.

-
- [Schmidt 00] K.-H. Schmidt, S. Steinhäuser, C. Böckstiegel, A. Grewe, A. Heinz, A. Junghans, J. Benlliure, H.-G. Clerc, M. De Jong, J. Müller *et al.* *Relativistic radioactive beams : A new access to nuclear-fission studies.* Nuclear Physics A, vol. 665, no. 3, pages 221–267, 2000.
- [Schmidt 08] K.-H. Schmidt, A. Kelić & M. V. Ricciardi. *Experimental evidence for the separability of compound-nucleus and fragment properties in fission.* EPL (Europhysics Letters), vol. 83, no. 3, page 32001, 2008.
- [Schmidt 11] K.-H. Schmidt & B. Jurado. *Final excitation energy of fission fragments.* Physical Review C, vol. 83, no. 6, page 061601, 2011.
- [Sharma] A. Sharma. *properties of some gas mixtures used in tracking detectors.*
- [Strutinsky 67] V. Strutinsky. *Shell effects in nuclear masses and deformation energies.* Nuclear Physics A, vol. 95, no. 2, pages 420–442, 1967.
- [Taieb 09] J. Taieb, G. Belier, A. Chatillon, T. Granier, A. Kelic, V. Ricciardi, K.-H. Schmidt, B. Voss, M. Coste-Delclaux, C. Diopet *et al.* *ELISE : a new facility for unprecedented experimental nuclear fission studies.* International Journal of Modern Physics E, vol. 18, no. 04, pages 767–772, 2009.
- [Tracy 72] B. Tracy, J. Chaumont, R. Klapisch, J. Nitschke, A. Poskanzer, E. Roeckl & C. Thibault. *Rb and Cs Isotopic Cross Sections from 40-60-MeV-Proton Fission of ^{238}U , ^{232}Th , and ^{235}U .* Physical Review C, vol. 5, no. 1, page 222, 1972.
- [Veenhof 98] R. Veenhof. *GARFIELD, recent developments.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 419, no. 2, pages 726–730, 1998.
- [Vives 00] F. Vives, F.-J. Hamsch, H. Bax & S. Oberstedt. *Investigation of the fission fragment properties of the reaction $^{238}\text{U}(n, f)$ at incident neutron energies up to 5.8 MeV.* Nuclear Physics A, vol. 662, no. 1, pages 63–92, 2000.
- [Voinov 09] A. Voinov, B. Oginni, S. Grimes, C. Brune, M. Guttormsen, A. Larsen, T. Massey, A. Schiller & S. Siem. *Nuclear excitations at constant temperature.* Physical Review C, vol. 79, no. 3, page 031301, 2009.
- [vonEgidy 05] T. von Egidy & D. Bucurescu. *Systematics of nuclear level density parameters.* Physical Review C, vol. 72, no. 4, page 044311, 2005.
- [Wagemans 91] C. Wagemans. *The nuclear fission process.* CRC Press, 1991.
- [Wang 11] J. Wang, S. Liu, L. Zhao, X. Hu & Q. An. *The 10-ps multitime measurements averaging TDC implemented in an FPGA.* Nuclear Science, IEEE Transactions on, vol. 58, no. 4, 2011.
- [Wilkins 76] B. Wilkins, E. Steinberg & R. Chasman. *Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects.* Physical Review C, vol. 14, no. 5, page 1832, 1976.

Contribution à la mise en place, à la réalisation, et à l'analyse des données de rendements de fission issues de l'expérience SOFIA au GSI.

Ce document présente la mesure de rendements isotopiques issus de la fission de ^{238}U obtenus suite à l'expérience SOFIA réalisée au GSI à Darmstadt (août 2012). Cette expérience novatrice utilise la technique de la cinématique inverse relativiste qui présente plusieurs avantages : les fragments de fissions sont focalisés vers l'avant dans un cône de faible ouverture angulaire (grande efficacité géométrique), et possèdent un état de charge nul ce qui facilite considérablement la mesure des rendements élémentaires. Le dispositif SOFIA se compose tout d'abord d'une cible active, dans laquelle a lieu la fission par excitation coulombienne et d'une chambre d'ionisation qui permet à la fois la mesure de la charge nucléaire et de l'angle horizontal des deux fragments en coïncidence. La mesure des masses est faite en déterminant le rayon de courbure des fragments, déviés par un puissant aimant (ALADIN), grâce à deux détecteurs de positions (MWPC), et par une mesure de temps de vol, qui nécessite une résolution extrême d'environ 40 ps FWHM pour que la séparation des isotopes lourds voisins soit acceptable. L'analyse des données montre que les objectifs initiaux ont été remplis, puisque la séparation isotopique est atteinte sur toute la gamme des fragments de fission. Un effet pair-impair significatif est observé dans les rendements en charge, dont le spectre présente, comme attendu, une valeur moyenne pour la charge lourde très proche de $Z = 54$. L'effet pair-impair neutron présente, étonnamment, une amplitude et une forme très similaire à celle mesurée sur des fissions en neutrons thermiques. Le rapport pic/vallée des distributions en masses indiquent que l'énergie d'excitation est proche des 14 MeV attendus. Enfin, nos mesures sont comparées au code GEF qui donne des résultats toujours très proches des nôtres.

Mots clefs : SOFIA , fission, cinématique inverse, uranium 238, rendements isotopiques, GSI, multiplicité neutrons prompts

Contribution to the design, fulfillment, and data analysis of fission fragment yields of the SOFIA experiment at GSI.

The isotopic fission yields of ^{238}U following the SOFIA experiment, conducted at the GSI facility (Darmstadt), are presented here. This experiment takes advantage of the inverse kinematics technique at relativistic energies. Benefits are several : fission fragments are highly focused (high geometrical efficiency) and are also completely stripped, which greatly simplifies their nuclear charge measurement. The first detector of the SOFIA setup is an active target in which fission occurs via electromagnetic excitation, followed by an ionization chamber to measure the nuclear charge and the horizontal angle of both fission fragments. The masses are deduced by the bending radius measurement of the fragments, deflected by a strong magnet (ALADIN), thanks to two position detectors (MWPC), and also by a highly resolved time-of-flight measurement (40 ps FWHM) so that heavy neighboring isotopes can be separated. The data analysis shows that the main goals are achieved since the isotopic separation is reached over the whole range of the fission fragments. A strong even-odd effect is seen in the charge spectrum, which also exhibits a mean heavy charge close to $Z = 54$. Surprisingly, the neutron even-odd effect of the light region is seen to be very close to the one in thermal neutron induced fission. The peak-to-valley ratio of the mass spectrum confirms that the mean excitation energy at fission is close to the expected one (14 MeV). The GEF code is used for comparison and always gives results very close to ours.

Key words : SOFIA, fission, inverse kinematics, uranium 238, isotopic yields, GSI, prompt neutrons multiplicity